

Министерство образования и науки РФ
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования

**ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)**

Кафедра электронных приборов (ЭП)

А.И. Аксенов, Е.М. Окс, А.Ф. Злобина

ВАКУУМНАЯ И ПЛАЗМЕННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Учебное пособие

для студентов направления подготовки

«11.03.04 – Электроника и наноэлектроника»

«28.03.01 Нанотехнологии и микросистемная техника»

Томск 2018

Автор и составитель: А.И. Аксенов, А.Ф. Злобина, Е.М. Окс.

Вакуумная и плазменная электроника. Учебное пособие для студентов направления подготовки «11.03.04-Электроника и нанoeлектроника», «28.03.01 Нанотехнологии и микросистемная техника»

Томск: ТУСУР, 2018. - 165 с.

Учебное пособие имеет своей целью ознакомление студентов с основами эмиссионной электроники, а также с основными процессами, происходящими в низкотемпературной плазме и газовом разряде низкого давления. Пособие рассчитано на самостоятельное изучение. Для более детального изучения всего многообразия процессов в эмиссионной электронике и физике низкотемпературной плазме, необходимо воспользоваться рекомендованной литературой. Пособие предназначено для студентов очной формы, обучающихся по направлению подготовки «11.03.04 – «Электроника и нанoeлектроника», «28.03.01 Нанотехнологии и микросистемная техника» по дисциплине «Вакуумная и плазменная электроника».

ОГЛАВЛЕНИЕ

1 Введение	6
2 Материальные среды	6
2.1 Особенности газовой среды	7
2.2 Средняя длина свободного пробега частиц в газе	9
2.3 Вакуум	11
2.4 Твердое тело	11
3 Энергия электронов в кристалле	13
4 Заполнение энергетических зон электронами. Электрические свойства твердых тел	15
5 Плотность энергетических уровней	17
6 Поверхностный потенциальный барьер	20
7 Электропроводность металлов и полупроводников	24
8 Контактная разность потенциалов	26
9 Термоэлектронная эмиссия	28
9.1 Определение констант термоэлектронной эмиссии	31
9.2 Распределение термоэлектронов по скоростям	32
9.3 Термоэлектронная эмиссия при наличии ускоряющего электрического поля на поверхности металла	35
9.4 Типы катодов	37
9.5 Параметры катодов	44
9.6 Практические требования к термоэлектронным катодам ...	47
10 Фотоэлектронная эмиссия металлов	47
10.1 Теория фотоэлектронной эмиссии металлов	49

10.2	Фотоэлектронная эмиссия диэлектриков и полупроводников	52
10.3	Фотоэлектронная эмиссия примесных полупроводников	53
10.4	Типы фотокатодов.....	55
10.5	Параметры и характеристики фотокатодов	56
11	Электростатическая эмиссия	58
12	Взрывная эмиссия	60
13	Вторичная электронная эмиссия	62
13.1	Вторичная электронная эмиссия металлов	62
13.2	Механизм вторичной электронной эмиссии.....	64
13.3	Вторичная электронная эмиссия полупроводников и диэлектриков.....	66
13.4	Аномальная вторичная электронная эмиссия.....	67
14	Элементарные процессы в плазме.....	68
14.1	Передача энергии при парном взаимодействии	70
14.2	Эффективные сечения взаимодействия.....	73
14.3	Кулоновские столкновения. Формула Резерфорда	78
14.4	Неупругие столкновения в плазме	83
14.5	Неупругие процессы второго рода.....	93
14.6	Движение заряженных частиц в газе и плазме	98
15	Основные свойства плазмы.....	107
15.1	Количественное определение плазмы	108
15.2	Квазинейтральность плазмы	111
15.3	Упругие столкновения в плазме. Кулоновский логарифм	114
15.4	Классификация плазмы	117
15.5	Электропроводность плазмы	118
15.6	Диэлектрическая проницаемость плазмы	120

15.7 Колебания и волны в плазме.....	124
15.8 Плазма в магнитном поле.....	126
15.9 Слои пространственного заряда в плазме	130
15.10 Эмиссия заряженных частиц из плазмы.....	137
16 Методы измерения параметров плазмы	149
16.1 Зондовый метод диагностики плазмы	149
16.2 Спектральная диагностика плазмы.....	161
16.3 СВЧ-диагностика плазмы.....	162
Рекомендуемая литература	163

1 ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемое вниманию учебное пособие имеет своей целью ознакомление студентов с основами эмиссионной электроники, а также с основными процессами, происходящими в низкотемпературной плазме и газовом разряде низкого давления. Оно может рассматриваться как дополнение к учебным курсам, читаемым будущим инженерам электронной техники, и будет полезно в процессе изучения специальных дисциплин, связанных с использованием современных электронных ионно-плазменных устройств. Пособие рассчитано на самостоятельное изучение. Для более детального изучения всего многообразия процессов в эмиссионной электронике и физике низкотемпературной плазме, необходимо воспользоваться рекомендованной литературой.

2 МАТЕРИАЛЬНЫЕ СРЕДЫ

Теоретическим фундаментом электроники при объяснении сложных физических процессов, происходящих при прохождении тока в газах, вакууме и твердотельных структурах, являются представления о природе и механизмах излучения и распространения света, физической сущности электричества, о свойствах микрочастиц (электронов, атомов, ионов, молекул) и их поведении в изолированном состоянии или в системе.

Объединяясь в системы, располагаясь определенным образом в пространстве, обмениваясь между собой энергиями, частицы образуют материальную среду. С точки зрения физических свойств это может быть газообразная, жидкая или твердая среда. По электрическим свойствам она может быть проводником, диэлектриком или полупроводником.

Рассмотрим некоторые закономерности объединения и свойства материальных сред.

2.1 Особенности газовой среды

Газ – это совокупность хаотически движущихся с разными скоростями молекул. В газе образуются молекулы из однопипных атомов (O_2 , H_2 , N_2), между молекулами действуют силы Ван-дер-Ваальса. Энергия этих сил меньше, чем энергия теплового движения, и связь между молекулами очень мала. В результате газ способен занимать любой по величине объем и любую форму. Характеристики газовой среды принято рассматривать на базе «идеального газа», имеющего следующие свойства:

- 1) размеры молекул и атомов много меньше расстояний между ними;
- 2) взаимодействие между частицами газа осуществляется только при их соударении;
- 3) все частицы находятся в свободном, хаотическом, тепловом движении.

Состояние газовой среды характеризуется рядом параметров:

- 1) V – объем, который занимает газ;
- 2) T – температура, характеризующая тепловое движение;
- 3) n – концентрация (число частиц, находящихся в элементарном объеме);
- 4) p – давление (сила воздействия газа на стенки сосуда, ограничивающего объем).

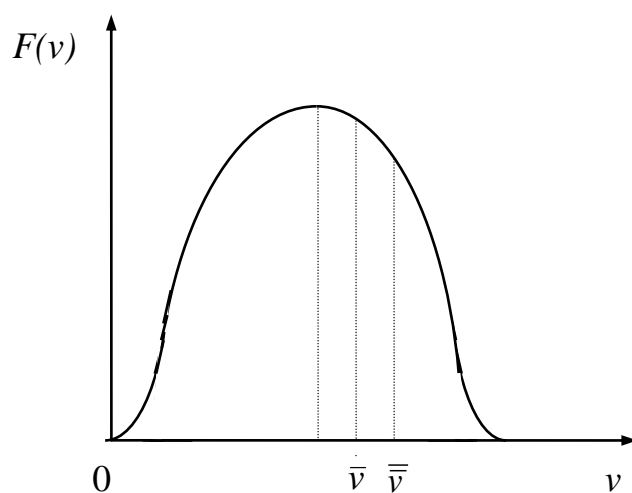


Рис. 2.1

При хаотическом движении молекул газа их скорости различны как по величине, так и по направлению. В «идеальном газе» распределение молекул по скоростям (энергиям) подчиняется статистике Максвелла–Больцмана. Основные уравнения этой статистики даны в курсе физики. Мы рассмотрим только функцию распределения молекул по скоростям и основные скорости (рис. 2.1).

Функция распределения молекул по скоростям имеет максимум при скорости v_0 (наиболее вероятная скорость), \bar{v} – средняя скорость молекул, $\bar{\bar{v}}$ – среднеквадратичная скорость. Эти скорости связаны с температурой газа следующими соотношениями:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}; \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}; \quad \bar{\bar{v}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}},$$

где m – масса частицы;

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град – постоянная Больцмана.

Абсолютные значения v_0 , \bar{v} и $\bar{\bar{v}}$ соотносятся как 1:1, 1284:1, 2247.

Если газ заключен в сосуде, то в результате ударов молекул о стенки последние испытывают давление, величина которого p зависит от концентрации молекул n , их массы m и скорости движения v . Согласно кинетической теории газов

$$p = \frac{1}{3} nm \bar{\bar{v}}^2, \text{ или}$$

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m \bar{\bar{v}}^2}{2} = \frac{2}{3} n \bar{\varepsilon}_k = nkT, \quad (\text{Па}),$$

где $\bar{\varepsilon}_k$ – средняя кинетическая энергия молекул.

В СИ единицей измерения давления является паскаль (Па). Подставив в уравнение давления значение постоянной Больцмана и решив его относительно n , найдем

$$n = 7,244 \cdot 10^{22} \frac{P}{T} \text{ (м}^{-3}\text{)}.$$

Из уравнения давления получаем еще одно важное соотношение

$$\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2}kT.$$

Средняя кинетическая энергия молекул газа прямо пропорциональна его температуре. Следовательно, скорость хаотического движения молекул можно характеризовать температурой газа.

Важной для последующего изложения является формула, выражающая зависимость давления воздуха, окружающего землю, от высоты h :

$$p = p_0 e^{-\frac{mgh}{kT}},$$

где p_0 – давление у поверхности Земли;

g – ускорение силы тяжести.

Эта формула в физике называется барометрической. Переходя от давления к концентрации молекул, получим

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}.$$

Величина mgh – потенциальная энергия W молекул газа на высоте h .

Поэтому уравнение можно переписать так:

$$n = n_0 e^{-\frac{W}{kT}}.$$

Полученное распределение называют распределением Больцмана. Формулу можно использовать для нахождения концентрации электронов или ионов в электрическом поле.

2.2 Средняя длина свободного пробега частиц в газе

Столкновения молекул друг с другом, происходящие при их хаотическом движении, сопровождаются непрерывным изменением величины и направления скорости молекул. Траектория каждой молекулы – это ломаная линия, длина прямолинейных отрезков которой из-за случайности столкновений различна. Рассчитывается средняя длина этих отрезков – средняя длина свободного пробега молекул $\bar{\lambda}$:

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{z},$$

где z – число столкновений молекулы с другими молекулами в течение 1 с.

За 1 секунду молекула проходит путь \bar{v} и сталкивается с теми молекулами, центры которых расположены от центра движущейся молекулы на расстоянии, равном ее диаметру σ :

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2 n} = \frac{k}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} \frac{T}{p}.$$

Видно, что средняя длина свободного пробега молекул обратно пропорциональна их концентрации и давлению.

Состояние газовой среды характеризуется величиной Q (полное эффективное сечение для столкновений молекул). Она показывает, сколько столкновений претерпевает молекула на единице пути:

$$Q = \frac{1}{\bar{\lambda}}.$$

Важным в кинетической теории газов является уравнение, позволяющее определить, какое число молекул N_x из общего числа молекул N , совершая движение в газе, пройдет без столкновений путь x :

$$N_x = N e^{-x/\bar{\lambda}} = N e^{-Qx}.$$

Движение электрона в газообразной среде также характеризуется средней длиной свободного пробега $\bar{\lambda}_e$ и эффективным сечением Q_e . Электрон по сравнению с молекулой можно считать частицей бесконечно малых размеров, при этом электрон движется значительно быстрее молекул. Из кинетической теории газов следует, что

$$Q_e = \frac{Q}{4\sqrt{2}}; \quad \bar{\lambda}_e = 4\sqrt{2}\lambda.$$

Однако эти соотношения дают приближенную оценку величины Q_e и $\bar{\lambda}_e$.

2.3 Вакуум

Вакуум – состояние газа, имеющего плотность, меньшую его плотности при нормальных физических условиях. Характеристикой вакуума является отношение $\bar{\lambda}$ (средней длины свободного пробега) к расстоянию между электродами d , где движутся молекулы и ускоряются или тормозятся заряженные частицы.

Различают низкий, средний и высокий вакуум. Низкий вакуум – разреженность газа, при которой $\bar{\lambda} \ll d$, средний вакуум – $\bar{\lambda} \approx d$, высокий вакуум – $\bar{\lambda} \gg d$.

Примерная разбивка по давлениям:

$110 \div 1$ [Па] – низкий вакуум;

$1 \div 10^{-2}$ [Па] – средний вакуум;

$10^{-2} \div 10^{-5}$ [Па] – высокий вакуум;

$10^{-5} \div 10^{-7}$ [Па] – сверхвысокий вакуум.

Вакуум обеспечивается методом откачки объема при помощи насосов. Существует большое количество типов насосов, обеспечивающих вакуум той или иной степени. Степень вакуума измеряется при помощи приборов – манометров, которые тоже образуют отдельный большой класс.

2.4 Твердое тело

Твердыми называются тела, которые имеют постоянную форму и объем.

Поскольку в электронике применяются только кристаллы и жидкие кристаллы, остановимся только на них.

Кристаллизация. В этом случае в жидкости, охлажденной до определенной температуры, появляются области с упорядоченным расположением проч-

но связанных между собой частиц (кристаллы), которые при дальнейшем охлаждении вещества разрастаются путем присоединения к ним частиц из жидкой фазы и охватывают в конце весь объем вещества.

При кристаллизации возникновение специфических свойств вещества как твердого тела обусловлено увеличением сил связи между молекулами или атомами не в результате уменьшения расстояния между ними, а вследствие упорядоченного их расположения.

Упорядоченное расположение молекул и атомов в твердом теле приводит к образованию некоторой правильной структуры, которая имеет название «**кристаллическая решетка**» и представляет собой «объемную сетку», в узлах которой располагаются частицы (атомы, ионы или молекулы). В основе любой кристаллической решетки лежит **элементарная кристаллическая ячейка** с характерным для данной решетки расположением атомов.

Доказательством наличия у твердого тела кристаллической решетки являются результаты рентгенографии и электронографии. Только эти методы могут позволить обнаружить кристаллическую решетку. Это обстоятельство объясняется тем, что длина волны (де Бройля в случае \bar{e}) сравнима с периодом кристаллической решетки $5 \div 20 \text{ \AA}$ и дифрагирует на решетке. **Период кристаллической решетки является вторым ее параметром.**

Характерной особенностью кристалла является анизотропия его свойств, т.е. зависимость его свойств от свойств макроскопического тела, от направления, связанного с некоторой системой координат.

Другие физические свойства обладают также анизотропией (тепловые, оптические, электрические), что подтверждает практика. К электрическим свойствам можно отнести электронную эмиссию, которая зависит от работы выхода, а последняя, в свою очередь, зависит от расположения и ориентации эмитирующей плоскости кристалла.

3 ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

Для того чтобы выяснить, что происходит в кристалле, вначале рассмотрим в качестве примера одномерную цепочку атомов натрия (Na), расположенных на больших расстояниях X друг от друга, заметно превышающих параметр кристаллической решетки (рис. 3.1):

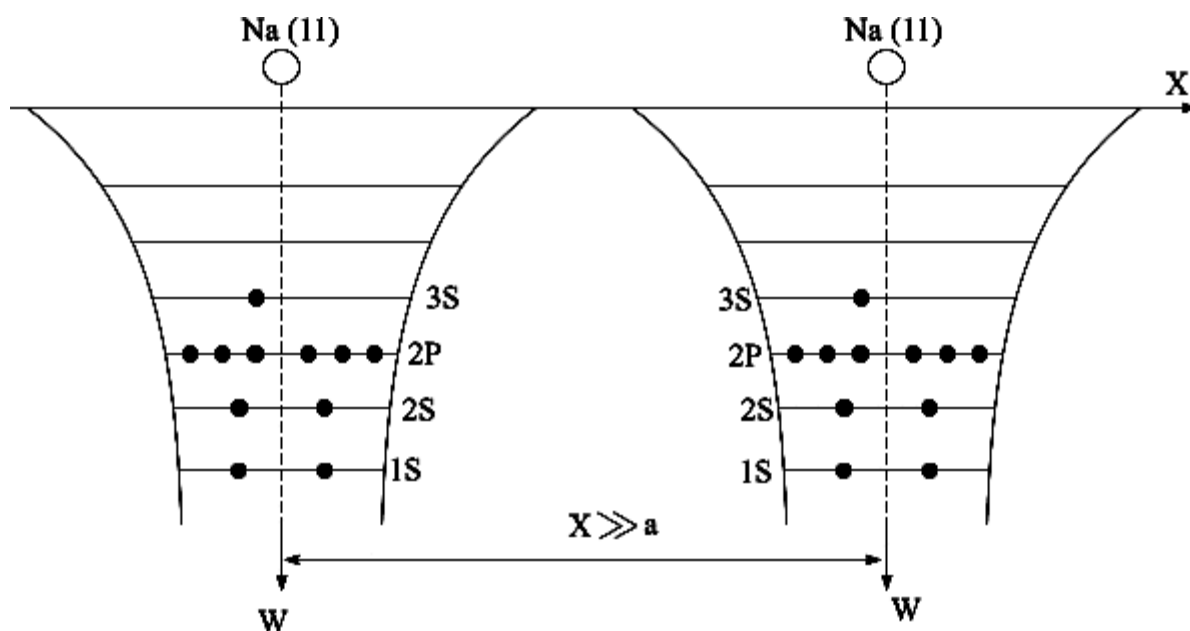


Рис. 3.1

Из рисунка видно, что у Na, имеющего в электронной оболочке 11 электронов ($z=11$), уровни 1S, 2S, 2P укомплектованы полностью, а уровень 3S только наполовину. На нем находится только один валентный электрон.

При больших расстояниях X между атомами потенциальные воронки атомов не перекрываются, т.е. электроны одного атома не испытывают воздействия со стороны другого атома. Каждый из атомов можно рассматривать как обособленную систему частиц, т.е. все атомы в смысле энергетических уровней электронов оказываются одинаковыми.

Теперь сблизим атомы цепочки на расстояния, равные параметру a кристаллической решетки натрия (рис. 3.2).

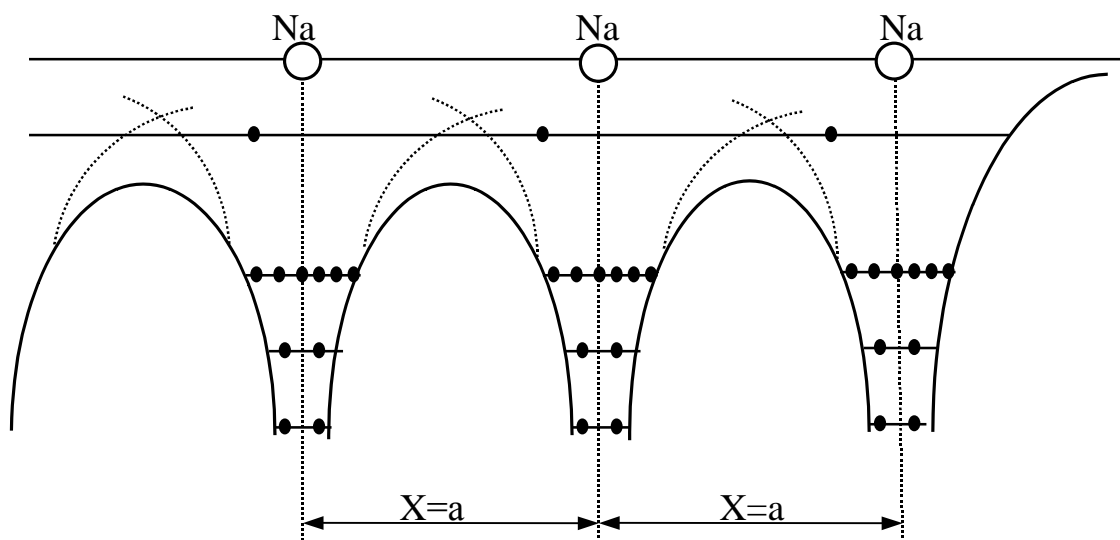


Рис. 3.2

Пусть цепочка атомов слева будет простирается за пределы рисунка, а справа ограничиваться последним атомом натрия $\text{Na}(n+1)$. Теперь, как показано пунктиром, потенциальные воронки атомов перекрываются, т.е. электроны, например атома $\text{Na}(n)$, испытывают притяжение не только к своему ядру, но и ядрам соседних с ним атомов $\text{Na}(n-1)$ и $\text{Na}(n+1)$. В результате кривая потенциальной энергии приобретает вид, показанный на рисунке сплошными линиями.

Сопоставляя первоначальные уровни энергии электронов с этой кривой, все электроны кристалла можно разделить как бы на две группы:

Электроны внутренних оболочек атомов, которые и после находятся в глубоких потенциальных ямах. Очевидно, электроны этой группы в кристалле оказываются сильно связанными и локализуются около ядер своих атомов.

Валентные электроны (электроны уровня $3S$). Из рисунка видно, что первоначальный уровень их энергии выше кривой потенциальной энергии внутри кристалла. В силу этого валентные электроны могут практически беспрепятственно перемещаться в кристалле. Такие слабо связанные обобществленные электроны часто называют свободными. Однако это название чисто условно. Свободное перемещение этих электронов ограничивается пределами кристалла.

При сближении атомов, как было показано, начинает сказываться влияние на данный атом электрических полей соседних атомов. Это приводит к расщеплению энергетических уровней электронов на близко расположенные подуровни, образуя *разрешенную энергетическую зону*. Расщепление тем больше, чем ближе сдвигаются атомы. Чем выше энергетический уровень, тем больше расщепление, шире разрешенная энергетическая зона. Нижние энергетические уровни, соответствующие электронам внутренних оболочек атомов, расщепляются настолько слабо, что их можно считать вырожденными. Зоны расщепленных энергий отделяются друг от друга *запрещенными энергетическими зонами* (рис. 3.3):

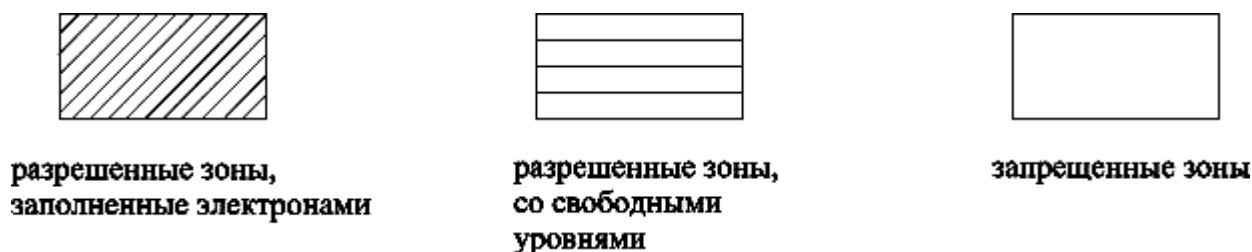


Рис. 3.3

4 ЗАПОЛНЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗОН ЭЛЕКТРОНАМИ. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Электрические свойства твердых тел определяются как видом и взаимным расположением энергетических зон, так и степенью заполнения уровней этих зон электронами.

Каждая энергетическая зона содержит конечное число уровней. Но и число электронов всех атомов, составляющих кристалл, ограничено. При температуре абсолютного нуля электроны должны располагаться на энергетических уровнях так, чтобы энергия всей системы была минимальной. Вместе с тем должен соблюдаться принцип Паули, т.е. на каждом уровне может располагаться не более двух электронов. В результате на энергетической диаграмме кри-

стала заполненными оказываются несколько наиболее низких энергетических зон, а выше располагаются незаполненные энергетические уровни.

Все твердые вещества, по заполнению электронами энергетических зон, можно разделить на две группы:

К первой группе относятся вещества, энергетические диаграммы которых характеризуются неполным заполнением верхней из разрешенных зон, содержащих электроны (рис. 4.1):

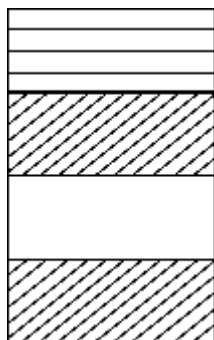


Рис. 4.1

Вещества этой группы являются металлами и обладают высокой электропроводимостью.

Ко второй группе относятся вещества, энергетические диаграммы которых характеризуются полным заполнением электронами валентной зоны. От расположенной выше разрешенной свободной зоны, называемой зоной проводимости, она отделена более или менее широкой запрещенной зоной (рис. 4.2).



Рис. 4.2

Твердые тела, энергетические диаграммы которых характеризуются относительно узкой (порядка 0.5÷1.2 эВ) запрещенной зоной – собственный полу-

проводник, для энергетических диаграмм которых характерна широкая (порядка 4÷5 эВ) запрещенная зона – диэлектрики.

5. ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ

Для того чтобы знать, как располагаются по энергиям электроны в кристалле, нужно установить:

1 – как распределены внутри зон разрешенные квантовые состояния;

2 – как они заполняются электронами, т.е. вероятность их заполнения.

Концентрацию электронов, имеющих энергии, заключенные в интервале от E до $E+dE$, можно представить в виде:

$$dn_e = F(E) \cdot \omega_E \cdot dE, \quad (1)$$

где $F(E)$ – функция плотности энергетических состояний;

ω_E – вероятность заполнения энергетических уровней зарядоносителями.

$$F(E) = \frac{4\pi}{h^3} \cdot (2m^*)^{3/2} \cdot E^{1/2}, \quad (2)$$

где E – энергия электрона, отсчитанная от границы зоны;

m^* – эффективная масса электрона, учитывающая энергетическую связь его с полями частиц кристалла;

h^3 – элементарная ячейка пространства импульсов.

Электронный газ в металлах всегда вырожден. Реальные температуры катодов около 2000 °С. В этом случае используем распределение Ферми–Дирака.

$$\omega_E = \frac{1}{(e^{(E-E_F)/kT}) + 1}, \quad (3)$$

где k – постоянная Больцмана;

T – температура кристалла;

$$E_F = \frac{h^2}{2 \cdot m^*} \cdot \left(\frac{3 \cdot n}{8 \cdot \pi}\right)^{2/3} - \text{энергия Ферми или уровень Ферми, т.е. это наи-}$$

большая энергия, которой могут обладать электроны, при температуре абсолютного нуля (для металлов).

У проводников уровень Ферми располагается на переходе из зоны проводимости в валентную зону (рис. 5.1, а).

У диэлектриков и собственных полупроводников уровень Ферми располагается в середине запрещенной зоны и практически не зависит от температуры (рис. 5.1, б).

У донорного полупроводника уровень Ферми при $T = 0^0\text{К}$ располагается посередине между донорными уровнями и дном зоны проводимости, а при повышении температуры он смещается вниз, причем тем сильнее, чем меньше концентрация донорской примеси (рис. 6 в).

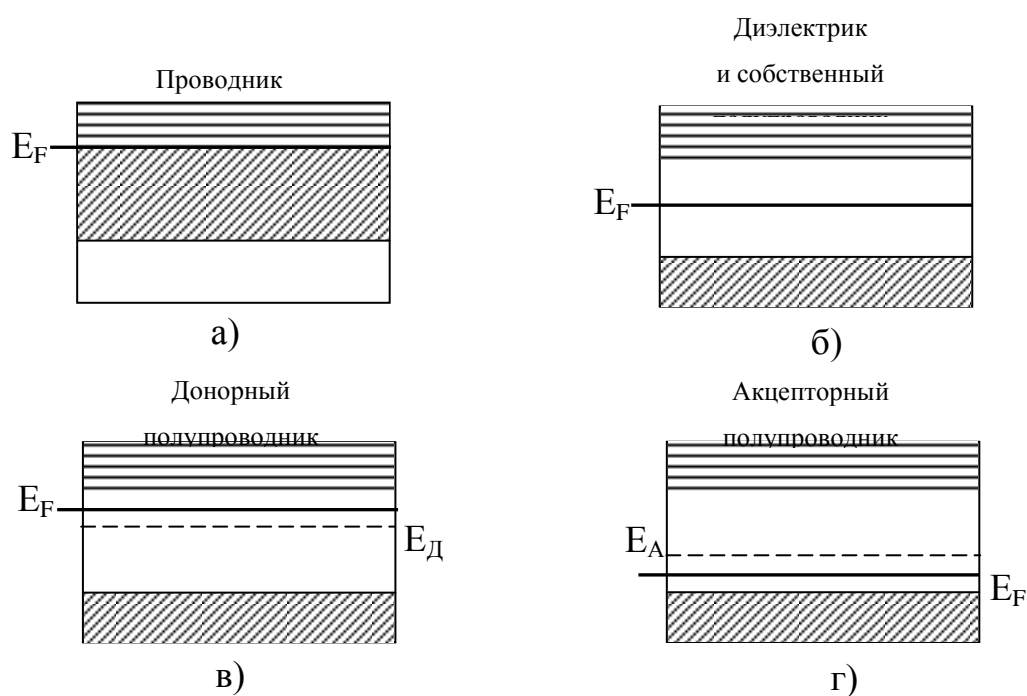


Рис. 5.1

У дырочного полупроводника уровень Ферми при $T = 0^0\text{К}$ располагается между акцепторным уровнем и потолком валентной зоны, а при повышении

температуры он смещается вверх, причем тем сильнее, чем меньше концентрация акцепторов (рис. 5.1, г).

Проанализируем выражение (3):

при $T = 0^0\text{К}$, $E < E_F$ первый член знаменателя обращается в нуль, вероятность заполнения электронами энергетических уровней $\omega_E = 1$ и кривая распределения электронов по энергиям представляет собой обратную параболу.

при $T = 0^0\text{К}$, $E > E_F$ первый член знаменателя обращается в ∞ , а вся правая часть уравнения равна нулю ($\omega = 0$). Это значит, что при температуре абсолютного нуля в металле нет электронов с энергией больше E_F .

Кривая распределения электронов по энергиям представляет собой обратную параболу (рис. 5.2).

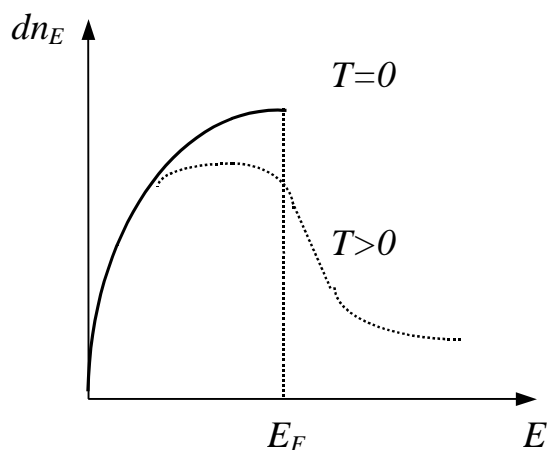


Рис. 5.2

При $T > 0^0\text{К}$, $E = E_F$, $\omega_E = \frac{1}{2}$.

В результате приходим к очень важному выводу, применимому не только к металлам но также к диэлектрикам и полупроводникам: *уровень Ферми— это такой уровень, вероятность заполнения которого электронами при любых температурах равна 1/2.*

При $T > 0^0\text{К}$, $E < E_F$, $\omega_E < 1$. Вместе с тем при $E > E_F$ появляется некоторая отличная от нуля вероятность заполнения энергетических уровней.

6 ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР

Электроны проводимости, свободно перемещающиеся по всему объему кристалла, не могут, однако, выходить за его пределы. Их выходу наружу препятствует электрическое поле, действующее в узкой области вблизи поверхности кристалла, которую называют поверхностным потенциальным барьером.

Потенциал внутри кристалла, который, очевидно, должен быть выше потенциала окружающего пространства, в теории металлов часто считают постоянным и его можно представить на рис. 6.1, б.

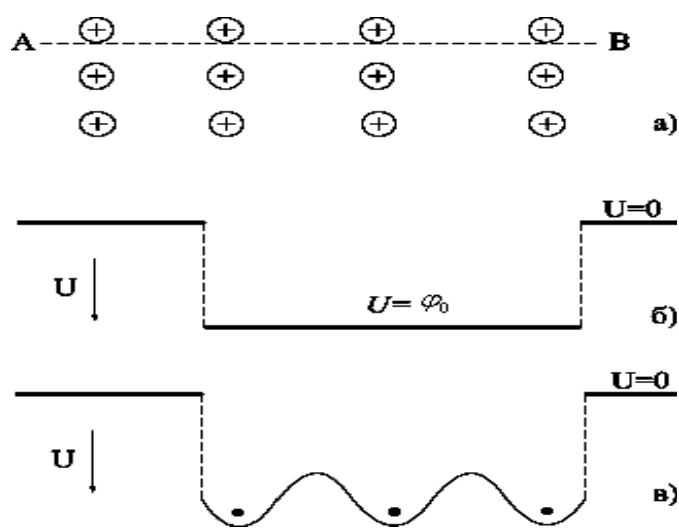


Рис. 6.1

В действительности, потенциал внутри металла возрастает вблизи ионов кристаллической решетки металла (рис. 6.1, а), как это показано на (рис. 6.1, в). Величину φ_0 (рис. 6.1, б) называют внутренним потенциалом кристаллической решетки. Для определения величины и формы поверхностного потенциального барьера найдем работу, которую нужно затратить для удаления электрона из металла.

Если электрон находится от поверхности металла на расстоянии достаточно большом по сравнению с расстоянием между ионами решетки, то действующую на него силу можно вычислить, если отвлечься от атомной структуры металла и заменить ее однородной, хорошо проводящей средой. Как известно

из электростатики, для плоской поверхности металла в этом случае силу, действующую на электрон со стороны зарядов, наведенных на металле, можно заменить силой притяжения электрона, его зеркальным отображением, т.е. точечным положительным зарядом, равным по величине заряду электрона и расположенным симметрично ему относительно поверхности металла.

Эта сила

$$F_{im} = -\frac{q^2}{4 \cdot x^2} \quad (1)$$

называется силой изображения.

Очевидно, что предположение об однородности металла совершенно непригодно для случая, когда электрон находится вблизи металла. В этом случае принято считать, что вблизи поверхности металла существует облако электронов, так сказать, «электронная атмосфера» вне металла в непосредственной близости к его поверхности. Электронное облако вместе с поверхностным слоем ионов решетки можно заменить двойным электрическим слоем, имеющим толщину порядка расстояния между ионами решетки (рис. 6.2).

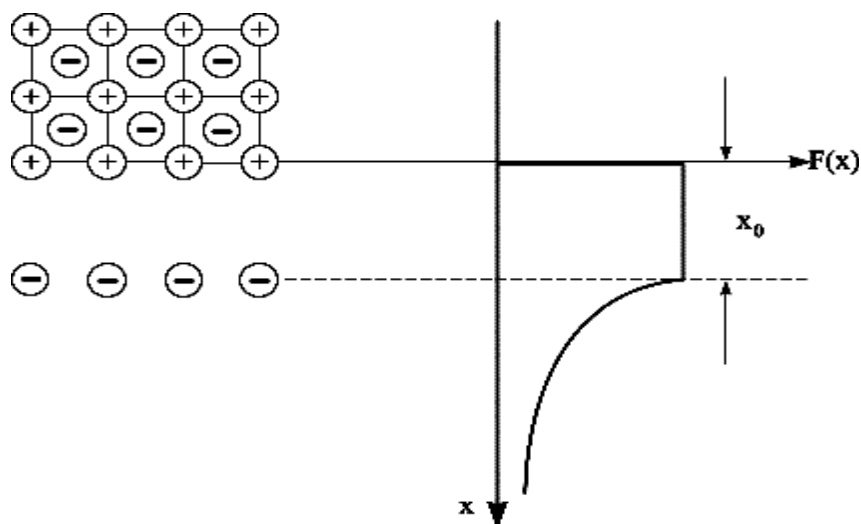


Рис. 6.2

Допустим, что, начиная с расстояния X_0 , считая от верхнего слоя ионов, сила, действующая на электрон, уже равняется силе изображения. Допустим

также, что сила, сохраняющая внутри слоя постоянное значение, на его границе без скачка переходит в силу изображения. Тогда X_0 будет равно толщине двойного слоя, и сила при $X = X_0$, а значит, и везде внутри двойного слоя будет:

$$F_n = -\frac{q^2}{4 \cdot x^2}. \quad (2)$$

Работа, совершаемая электроном против сил поля:

$$W_a = W_n + W_{im}, \quad (3)$$

где W_n – работа при движении сквозь двойной слой;

W_{im} – работа в области сил изображения.

Используя формулы (1), (2) и (3), получим:

$$W_a = q \cdot \varphi_a = \int_0^{x_0} \frac{q^2}{4 \cdot x^2} dx + \int_{x_0}^{\infty} \frac{q^2}{4 \cdot x^2} dx = \frac{q^2}{2 \cdot x_0}. \quad (4)$$

Работу W_a – равную высоте потенциального барьера, выраженной в единицах энергии (электронвольт), называют **полной работой выхода**.

Из формулы (4) следует, что до расстояния X_0 от верхнего слоя ионов высота потенциального барьера растет линейно (рис. 6.3, линия 0aC).

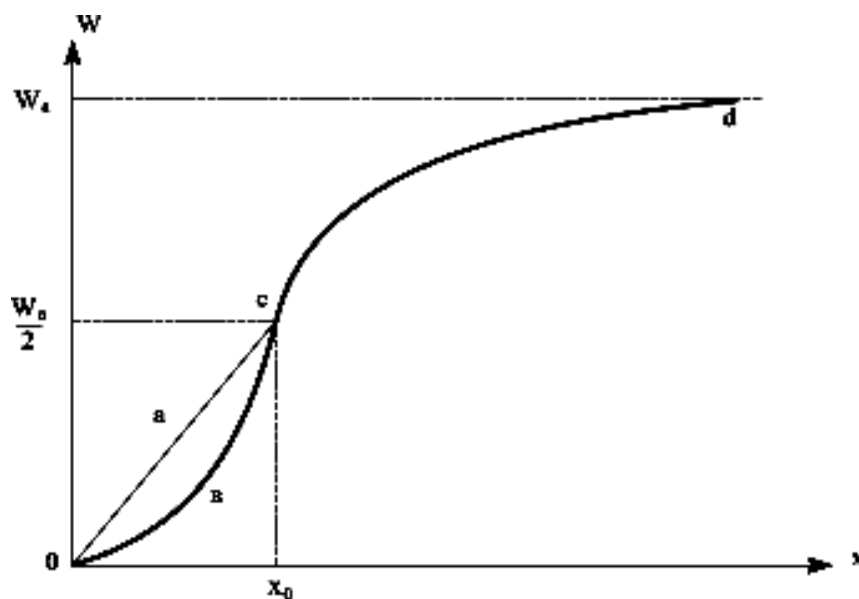


Рис. 6.3

В действительности, сила не остается постоянной, а увеличивается, начиная от нуля, и истинная форма потенциального барьера близка к кривой $Obcd$. Форма потенциального барьера имеет существенное значение при отражении от него электронов в процессе электронной эмиссии.

Для всех металлов полная работа выхода значительно больше граничной энергии Ферми. Энергией, достаточной для эмиссии, обладают только электроны, число которых изображается площадью кривой распределения выше уровня W_a . Таких электронов будет ничтожно мало при достаточно большом значении разности $(W_a - W_F)$ и не очень высокой температуре.

Величина W_0

$$W_0 = W_a - W_F,$$

равная наименьшей энергии, которую нужно сообщить электронам, имеющим максимальные скорости при $T = 0$ К, для того чтобы они могли преодолеть поверхностный барьер, называется **эффективной работой выхода**.

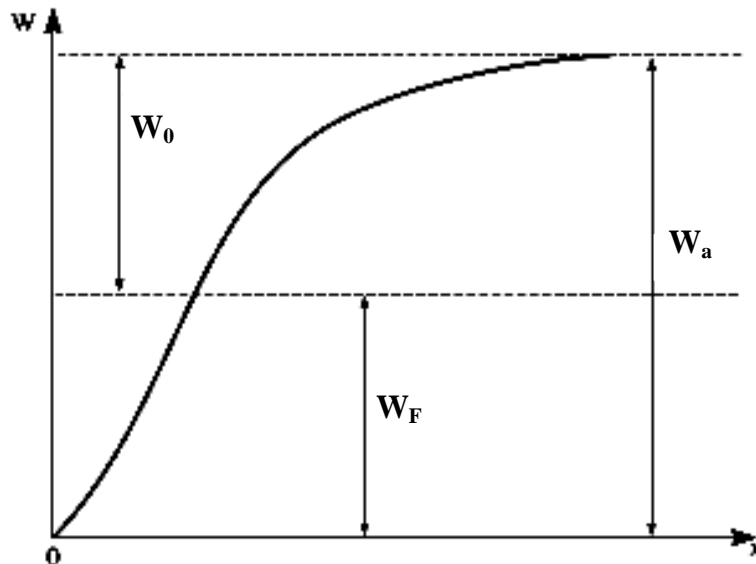


Рис. 6.4

7 ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Металлический кристалл можно представить в виде потенциального ящика, заполненного свободными электронами. Положительный заряд ионов решетки в этом представлении как бы размазан равномерно по всему объему и его роль сводится к нейтрализации общего заряда электрона.

Концентрацию электронов в кристалле можно оценить по следующей формуле:

$$n = Z \cdot \frac{N_a \cdot \delta}{M}, \quad (1)$$

где N_a – число Авагадро;

M – атомный вес;

δ – плотность;

Z – количество свободных электронов на один атом.

Для щелочных металлов $Z=1$ (металлы первой группы), для металлов второй группы $Z=2$. Для остальных Z может быть и больше двух.

Пользуясь представлением об электроне как частице, не учитывая его волновых свойств, электропроводность металлов можно рассчитывать по следующей формуле:

$$\sigma = \frac{1}{2} \cdot \frac{q \cdot n}{m} \cdot \bar{\lambda} \cdot \left(\frac{1}{\mathcal{G}} \right), \quad (2)$$

где $\bar{\lambda}$ – средняя длина свободного пробега электрона;

\mathcal{G} – средняя тепловая скорость;

n – концентрация свободных электронов.

Концентрацию свободных электронов и равную ей концентрацию дырок в собственном полупроводнике можно с достаточной точностью выразить формулой:

$$n_i = 2 \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} \cdot e^{-\frac{Q_0}{2kT}} \approx 5 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{-\frac{Q_0}{2kT}}, \quad (3)$$

где m – эффективная масса электрона, которая в зонной теории учитывает поле решётки. В ориентировочных расчетах можно приравнять массу электрона и эффективную массу электрона.

Аналогично электропроводности металла электропроводность собственных полупроводников можно выразить через концентрации и подвижности носителей тока.

В общем случае смешанной электронной и дырочной проводимости будем иметь

$$\sigma \sim q \cdot (n \cdot b_n + p \cdot b_p), \quad (4)$$

где n и p – концентрации электронов и дырок;

b_n и b_p – их проводимости.

8 КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ

Рассмотрим явление, возникающее при соприкосновении металлов, обладающих разными работами выхода и разными концентрациями свободных электронов и, значит, разными граничными энергиями Ферми – W_f (рис. 8.1) .

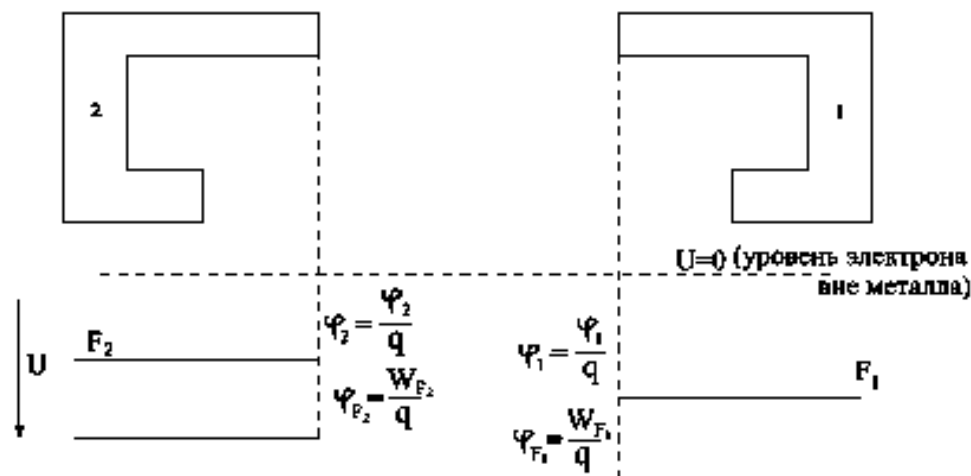


Рис. 8.1

На рисунке 8.1 представлено первоначальное положение уровней потенциала. Принято, что наружный потенциал одинаков вблизи обоих металлов и потенциальные поверхностные барьеры для простоты изображены вертикальными прямыми. После сближения поверхностей металлов до контакта (расстояние порядка расстояний между ионами решетки) открывается возможность обмена электронами без эмиссии. Среди разрешенных уровней, лежащих выше уровней Ферми при любой температуре, всегда имеется много вакантных, вследствие чего через поверхность контакта начнется интенсивный обмен электронами. Обмен через контакт сначала будет протекать не равновесно, и больше электронов сначала будут переходить от металла 2 к металлу 1, чем в обратном направлении (металл 1 будет иметь отрицательный потенциал, а металл 2 – положительный). Электронный обмен будет быстро повышать потенциал металла 2 относительно потенциала 1, и уровни металла 2 будут понижаться.

В состоянии равновесия должно существовать равенство не только в отношении количества, но и в отношении скоростей электронов, которыми обмениваются оба металла. В противном случае изменялись бы либо потенциал обоих металлов, либо распределение скоростей электронов.

Установившееся состояние наступает тогда, когда сравниваются уровни Ферми (рис. 8.2).

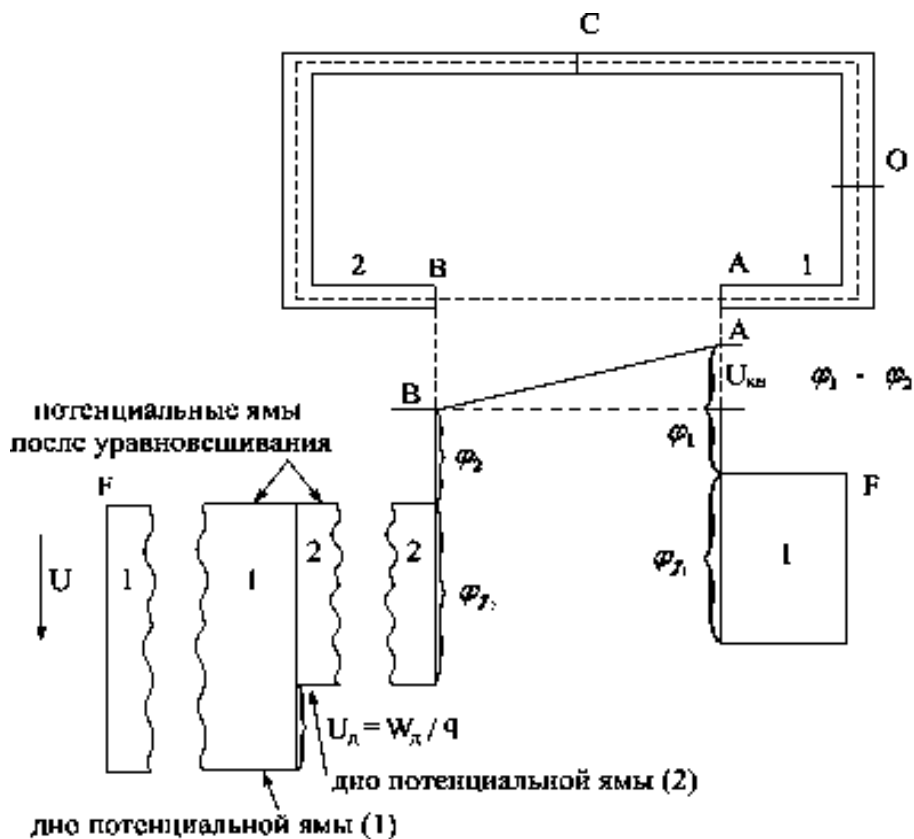


Рис. 8.2

Проследим распределение потенциала по замкнутому пути в цепи, состоящей из двух металлов 1 и 2 и вакуума на участке АВ.

Линия обхода ОСВАО разрезана в точке О и развернута. Из рис. 8.2 видно, что, помимо скачка потенциала, в месте соприкосновения металлов имеется разность потенциалов между точками А и В, но уже в вакууме.

Существует, следовательно, вне металлов электрическое контактное поле, характеризующееся **контактной разностью потенциалов** – $U_{кн}$.

$$U_{кн} = \phi_1 - \phi_2 = \frac{1}{q} \cdot (\phi_1 - \phi_2), \quad (1)$$

причем до более высокого потенциала заряжается металл с меньшей работой выхода.

Таким образом, $U_{Д}$ – разность внутренних потенциалов решеток, а $U_{кн}$ – разность потенциалов на их поверхностях. При установлении равновесия потенциал металла с большой работой выхода понижается на величину $U_{кн}$ относительно потенциала металла с меньшей работой выхода.

При последовательном соединении нескольких различных металлов контактная разность потенциалов между металлами, замыкающими цепь, совершенно не зависит от промежуточных металлов.

Контактная разность потенциалов между металлами, применяющимися для изготовления электродов приборов, может достигать значительной величины и оказывать заметное влияние на режим работы прибора, особенно, если один из электродов имеет покрытие, снижающее работу выхода.

Особенно приходится считаться с возможным разбросом величины контактной разности потенциалов в процессе изготовления серии однотипных приборов и с измерением контактной разности потенциалов во время эксплуатации прибора. Эти изменения могут возникнуть, так как работа выхода сильно зависит от состояния поверхности электрода, которая может изменяться, например, при распылении соседних электродов.

9 ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

При достаточно высокой температуре металлы испускают электроны, число которых возрастает с температурой. Это явление получило название термоэлектронной эмиссии.

Возьмем на поверхности эмиттера-металла, нагретого до температуры T °К, участок единичной площади и будем считать поверхность металла однород-

ной и гладкой. Если число электронов, выходящих изнутри эмиттера через выбранный участок поверхности за единицу времени, равно N_e , то плотность эмиссионного тока:

$$j_e = q \cdot N_e. \quad (1)$$

Если W_a – высота потенциального барьера металла и ось X направлена перпендикулярно его поверхности, то те электроны, для которых

$$\frac{mv^2}{2} \geq W_a, \quad (2)$$

преодолеют барьер и окажутся эмитированными. Число электронов, покидающих эмиттер за единицу времени с поверхности единичной величины,

$$N_e = \frac{4\pi mk^2}{h^3} \cdot T^2 e^{-\frac{\phi}{kT}},$$

следовательно,

$$j_e = qN_e = q \cdot \frac{4\pi mk^2}{h^3} \cdot T^2 e^{-\frac{\phi}{kT}}, \quad (3)$$

где $\phi = W_0$ – эффективная работа выхода.

$$A_0 = \frac{4\pi mk^2}{h^3} = 120 \text{ А/см}^2 \text{град}^2 \text{ – универсальная постоянная.}$$

Уравнение (3) называется формулой Ричардсона–Дешмана. Уравнение (3) не учитывает факта отражения электронов, энергии которых удовлетворяют условию (2), от потенциального барьера. Как правило, количество отраженных электронов составляет (3÷6)% и, следовательно, коэффициент прозрачности потенциального барьера

$$\vec{D} = 0,94 \div 0,96.$$

Учитывая отражения электронов, уравнение термоэлектронной эмиссии следует записать в виде

$$j_e = A_0 \vec{D} \cdot T e^{-\frac{\phi}{kT}}. \quad (4)$$

При изменении температуры, вследствие изменения концентрации электронов при тепловом расширении металла должно меняться W_f , а также W_a . Следовательно, должна изменяться и W_0 . Предположим, что работа выхода линейно зависит от температуры:

$$W_{OT} = W_0 + \alpha T \quad , \quad (5)$$

где W_0 – эффективная работа выхода при $T = 0^0$ К.

Формула Ричардсона–Дешмана примет следующий вид

$$j_e = \vec{D}A_0 e^{-\frac{\alpha}{K}T} e^{-\frac{W_0}{KT}} .$$

Коэффициент α – очень малая величина. Измерения α для вольфрама, молибдена и тантала дают значения порядка $(6-7) \cdot 10^{-5}$ эВ/град. При этом $e^{-\alpha/k} = 0,45 - 0,5$ и значение константы $A = A_0 D e^{-\alpha/k}$ оказывается близким к найденным экспериментально значениям константы А (константа термоэлектронной эмиссии), тогда

$$j_e = AT^2 e^{-\frac{q\varphi_0}{KT}} .$$

Выражение $\frac{q\varphi_0}{K} = \nu$ – константа термоэлектронной эмиссии.

С учетом принятых обозначений формула Ричардсона–Дешмана принимает следующий вид:

$$j_e = AT^2 e^{-\frac{\nu}{T}} . \quad (6)$$

В таблице 9.1 приведены значения констант термоэлектронной эмиссии для некоторых материалов.

Таблица 9.1

Материал катода	$A_1 \left[\frac{A}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^2} \right]$	$\phi_0 = \frac{q\phi_0}{K}; \text{ рад}^-$
W	60	52400
Mo	55	48100
Ta	60	47500
Ba	60	24500
Cs	162	2100

9.1 Определение констант термоэлектронной эмиссии

Наиболее распространен метод прямой Ричардсона. Определение констант A и ϕ_0 по этому методу основано на измерении плотности тока эмиссии катода при нескольких его температурах и последующей обработке данных эксперимента, которая сводится к следующему:

Разделим обе части уравнения термоэлектронной эмиссии

($j_e = AT^2 \cdot e^{-\frac{e\phi_0}{KT}}$) на T^2 и прологарифмируем. Получим:

$$\ln \frac{j_e}{T^2} = \ln A - \ln \frac{e\phi_0}{KT}. \quad (1)$$

Оно показывает, что построение $\ln \frac{j_e}{T^2}$ от $\left(\frac{1}{T} \right)$ должно дать прямую (рис. 9.1), отсекающую на оси ординат отрезок $OK = \ln A$, и наклонную к оси абсцисс под углом α , удовлетворяющим соотношению $\text{tg} \alpha = \frac{W_0}{K} = \frac{e}{K} \phi_0$, от-

куда $\phi_0 = \frac{K}{e} \text{tg} \alpha = \frac{\text{tg} \alpha}{11600}$.

Эту прямую, позволяющую определить эмиссионные константы исследуемого материала, называют прямой Ричардсона.

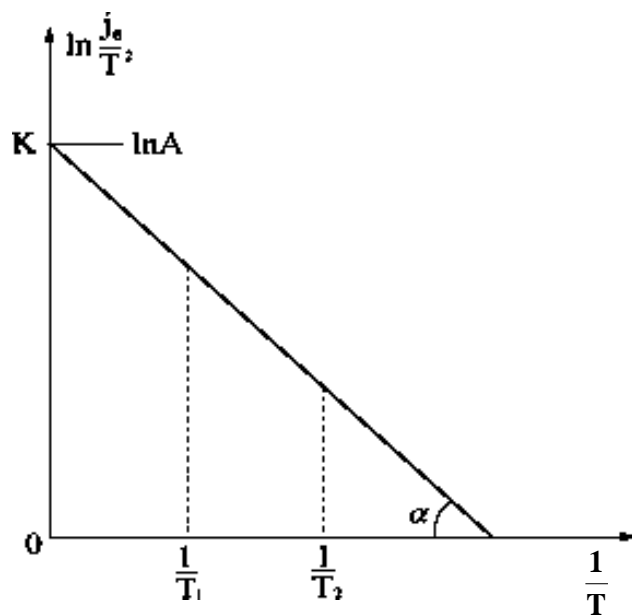


Рис. 9.1

9.2 Распределение термоэлектронов по скоростям

Электроны в металле, способные к эмиссии, принадлежат к числу наиболее быстрых, так как для них

$$\frac{m \cdot \mathcal{G}_x^2}{2} = W_x \geq W_a. \quad (1)$$

Для быстрых электронов распределение скоростей в квантовой статистике совпадает с максвелловским распределением, и остается решить, сохраняется ли оно после того как электроны будут эмитированы.

Как показали теоретические исследования, распределение электронов остается максвелловским и после эмиссии только для металлов. Т.к. для них $D \approx 1$ и не зависит от \mathcal{G}_x (составляющей скорости перпендикулярной поверхности). Но если форма потенциального барьера отлична от формы барьера металлов, D

может зависеть от \mathcal{G}_x и максвелловское распределение может оказаться нарушенным.

Распределения скоростей неоднократно исследовались экспериментально методом тормозящего поля (рис. 9.2).

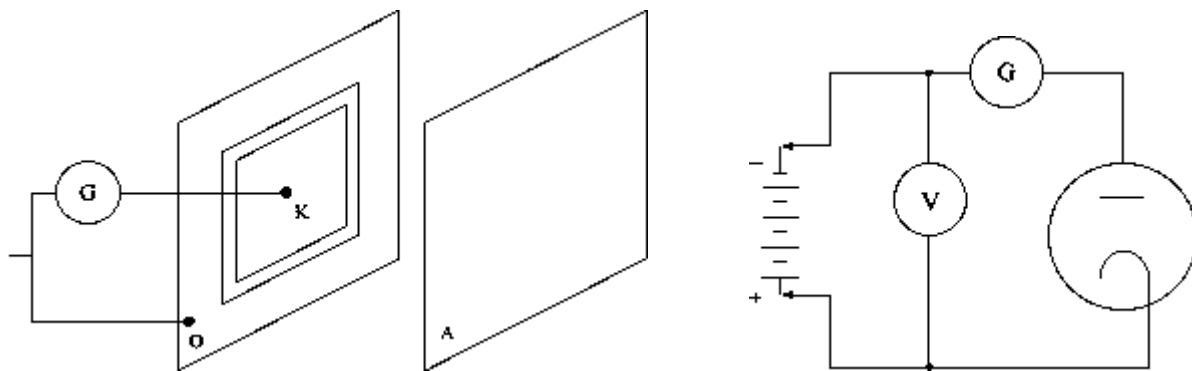


Рис. 9.2

Сущность метода тормозящего поля можно понять из упрощенной схемы (рис. 9.2). Плоская система электродов состоит из анода А и катода К – ленты, накаливаемой током и отделенной узкими зазорами от охранной пластины О. Поле в приборе однородно, и, следовательно, при движении электронов к аноду изменяется нормальная к поверхности катода составляющая скорости – \mathcal{G}_x .

Если между анодом и катодом существует поле, тормозящее электроны (минус на аноде), то условие попадания на анод электронов со скоростью \mathcal{G}_x можно записать в виде

$$\frac{1}{2} \cdot m \cdot \mathcal{G}_x^2 \geq -q \cdot U_a,$$

причем тормозящее напряжение U_a считается отрицательным.

Для анодного тока получим уравнение Больцмана

$$I_a = I_e \cdot e^{\frac{q \cdot U_a}{k \cdot T}} = [S_k \cdot q \cdot N_e] \cdot e^{\frac{q \cdot U_a}{k \cdot T}}, \quad (1)$$

где S_k – площадь катода и I_e – эмиссионный ток, равный I_a при $U_a=0$.

Из (1) следует

$$\ln I_a = \ln I_e + \frac{q}{k \cdot T} \cdot U_a \quad (2)$$

и, если U_a выразить в вольтах:

$$\ln I_a = \ln I_e + \frac{11600}{T} \cdot U_a. \quad (3)$$

Зависимость (2) изображается наклонной прямой (рис. 9.3).

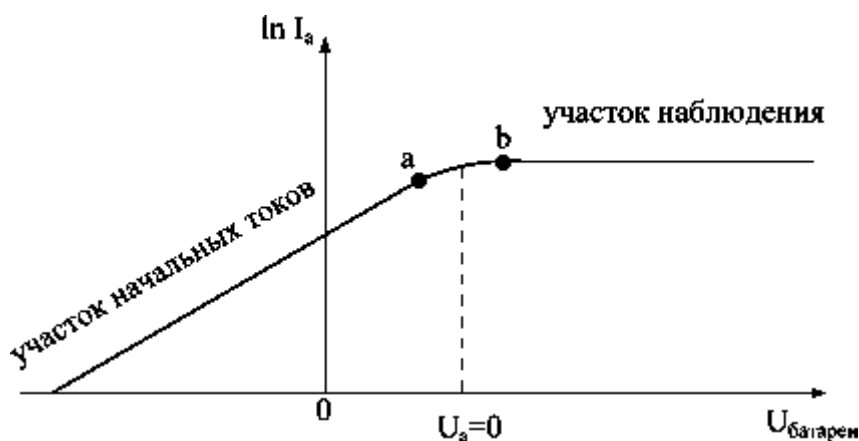


Рис. 9.3

При $U_a \leq 0$ часть вольт-амперной характеристики называется участком начальных токов, наклон прямой зависит от температуры электронов.

При $U_a = 0$ начинается участок характеристики, на котором I_a остается постоянным и равным I_e — участку насыщения. Оба участка отделены переходным участком ab , на протяжении которого сказываются действия отрицательного пространственного заряда.

Из теории контактной разности потенциалов, при $U_a = 0$, $U_{\text{бат}} = -U_{\text{кн}}$. Следовательно, по месту излома характеристики можно определить $U_{\text{кн}}$, причем результаты измерения будут тем точнее, чем меньше эмиссионный ток.

9.3 Термоэлектронная эмиссия при наличии ускоряющего электрического поля на поверхности металла

В рабочих условиях у поверхности электродов-эмиттеров в электронных приборах всегда существует поле, тормозящее или ускоряющее электроны. Если, например, в диодном промежутке анодное напряжение положительно, но не очень велико, то вблизи катода накапливается пространственный заряд. Поле пространственного заряда тормозит электроны, и, в итоге, даже при положительном анодном напряжении, поле на катоде оказывается тормозящим, а часть электронов возвращается обратно на катод. При увеличении анодного напряжения анодный ток растет, пространственный заряд постепенно исчезает, и при достаточно большом анодном напряжении поле на катоде делается ускоряющим. В этих условиях все эмитированные электроны будут попадать на анод, т.е. наступает режим насыщения и, казалось бы, анодный ток должен перестать зависеть от анодного напряжения. Но оказывается, что в области насыщения анодный ток продолжает расти при увеличении анодного напряжения, хотя и медленнее, чем раньше. Это происходит потому, что при возрастании ускоряющего поля на катоде уменьшается работа выхода.

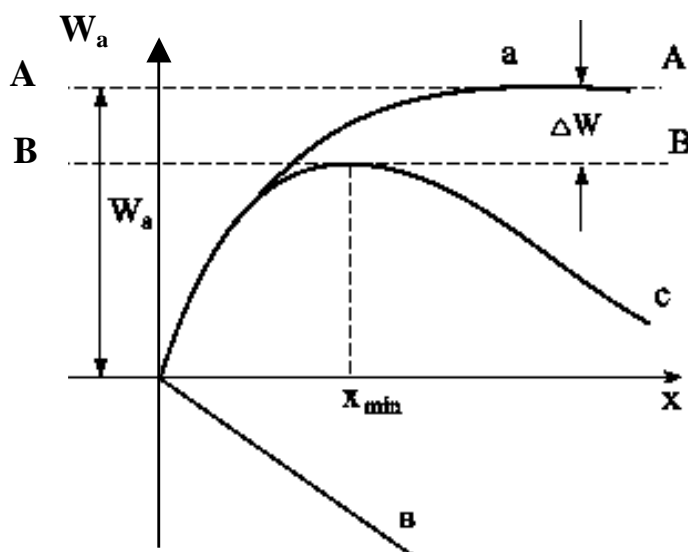


Рис. 9.4

На рисунке 9.4 кривая а, приближающаяся асимптотически к уровню АА, показывает изменение потенциальной энергии электрона в отсутствие внешнего поля, т.е. обычный потенциальный барьер металла, и линия В – изменение энергии во внешнем ускоряющем однородном поле. Когда оба поля накладываются, кривая изменения потенциальной энергии электрона, иными словами, форма потенциального барьера изобразится кривой с, суммой кривых а и в.

Слева от вершины холма на электрон действует тормозящая сила, справа ускоряющая, а на вершине сила равна нулю, т.е.

$$q \cdot E = \frac{q^2}{4 \cdot x_m^2} \rightarrow x_m = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{q}{E}}, \quad (1)$$

где E – напряженность внешнего электрического поля;

x_m – расстояние от вершины холма до поверхности эмиттера.

Подсчитаем уменьшение работы выхода.

Во-первых, отпадает работа, совершаемая против сил изображения, начиная от x_m , т.к. после прохождения через максимум электроны будут уже находиться в ускоряющем поле. Это дает уменьшение работы выхода:

$$\Delta W_1 = \frac{q^2}{4 \cdot X_m} = \int_{x_m}^{\infty} \frac{q^2}{4 \cdot x^2} \cdot dx. \quad (2)$$

Во-вторых, на участке от поверхности катода до вершины холма внешнее поле совершает положительную работу, вследствие чего работа выхода уменьшается на

$$\Delta W_2 = \frac{q^2}{4x_m} = qEx_m. \quad (3)$$

В итоге, работа выхода при наличии ускоряющего поля будет

$$W_E = W_0 - \Delta W_1 - \Delta W_2 = W_0 - \frac{q^2}{2x_m} = W_0 - q^{3/2} \sqrt{E}. \quad (4)$$

Выражение для плотности термоэлектронного тока примет вид

$$j_E = \bar{D} \cdot A_0 \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W_E}{k \cdot T}} = \bar{D} \cdot A_0 \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W_a}{k \cdot T}} \cdot e^{-\frac{q^{3/2} \cdot \sqrt{E}}{k \cdot T}}. \quad (5)$$

Но т.к. плотность тока в отсутствие поля на поверхности эмиттера

$$j_e = A \cdot \bar{D} \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W_0}{k \cdot T}},$$

то

$$j_E = j_e \cdot e^{-\frac{q^{3/2} \cdot \sqrt{E}}{k \cdot T}}. \quad (6)$$

Увеличение плотности тока термоэлектронной эмиссии под влиянием действующего у поверхности катода ускоряющего электрического поля называют *эффектом Шотки*.

Многочисленные эксперименты с чистыми металлами дали хорошее совпадение с теорией при не очень сильных электрических полях, подтвердив правильность уравнения Шотки. Однако при сильных электрических полях ток эмиссии возрастает быстрее, чем это следует из уравнения Шотки. Причина состоит в том, что при выводе уравнения учитывалось только снижение потенциального барьера и не учитывалось его сужение. Между тем заметное сужение потенциального барьера при сильных электрических полях приводит к тому, что начинает проявляться туннельный эффект просачивания сквозь барьер электронов с энергией ниже W_e . Это и приводит к дополнительному увеличению плотности тока эмиссии. Таким образом, применимость уравнения Шотки для расчета плотности тока эмиссии ограничивается не очень сильными электрическими полями.

9.4 Типы катодов

Термоэлектронные катоды, применяемые в современных электровакуумных приборах, по их физическим и электрическим свойствам подразделяются на 4 группы:

- 1) катоды из чистых металлов и сплавов;

- 2) пленочные катоды;
- 3) полупроводниковые катоды;
- 4) гексобаридные катоды.

Катоды первой группы – не активированные. Такие катоды называют простыми или однородными.

Катоды второй, третьей и четвертой групп являются активированными. На их наружной поверхности имеется активный слой.

У пленочных катодов активный слой – одноатомная пленка электроположительного металла. Эти катоды – тонкослойные.

У полупроводниковых катодов активный слой имеет значительную толщину (десятки тысяч и более атомных слоев) и состоит обычно из полупроводника с примесной электронной проводимостью. Эти катоды – толстослойные.

Рассмотрим некоторые типы катодов из каждой перечисленной группы:

Катоды из чистых металлов

Вольфрамовые катоды

Основными свойствами вольфрама W, вызвавшими использование его для изготовления катодов, являются:

Высокая температура плавления ($3600\text{ }^{\circ}\text{K}$);

Необходимая для изготовления тонкой проволоки ковкость и тягучесть.

Рабочая температура вольфрама W катода – $2400\div 2600\text{ }^{\circ}\text{K}$, эффективность катода – $2\div 10\text{ mA/Вт}$, срок службы – $2\div 3$ тыс. часов.

Основное достоинство – постоянство эмиссионных свойств. Вольфрамовые катоды применяются в мощных лампах, работающих при высоком анодном напряжении.

Танталовые катоды

Рабочая температура – $2300\div 2500\text{ }^{\circ}\text{K}$, ток эмиссии в 10 раз больше, чем у вольфрама. Применяют в мощных высоковольтных лампах.

Недостаток – рекристаллизация при нагреве. Катод становится хрупким и ломким.

Пленочные термоэлектронные катоды

Существует большое число исследований влияния на термоэлектронную эмиссию тонких слоев инородных атомов, образованных различными способами на поверхности основного металла.

Некоторые покрытия дают заметное улучшение эмиссионных свойств (торий или барий на вольфрам), в то время как другие, прежде всего кислород резко снижают эмиссию.

При обозначении пленочного катода сначала указывается основной металл, а затем вещество покрытия, например W–Th (торированный вольфрам).

Табл. 1 Эмиссионные константы пленочных катодов

Катод	Работа выхода, эВ (W, Mo, Ta)	Работа выхода металла покрытия, эВ	Константы пленочных катодов	
			Работа выхода, эВ	A, A/cm ² град ²
W-Th	4.5	3.4	2.7	3
W-Ce	4.5	2.8	2.7	8
W-Ba	4.5	2.5	1.6	1.5
Mo-Th	4.2	3.4	2.6	1.5
Ta-Th	4.1	3.4	2.5	1.5

Выясним причину уменьшения работы выхода при нанесении на металл одноатомной пленки.

Атомы покрытия легко теряют свои валентные электроны, которые оказываются в сильной степени затянутыми в решетку зерна. В результате средняя плотность свободных электронов вблизи ионов покрытия меньше, чем в решетке, а вблизи верхнего слоя атомов решетки зерна, непосредственно у его по-

верхности, из-за действия положительных ионов покрытия будет, наоборот, повышенная плотность электронов. Такое распределение зарядов создает у поверхности эмиттера обращенный положительными зарядами наружу дипольный слой с расстоянием между зарядами порядка межуатомных расстояний в решетке (рис. 9.5).

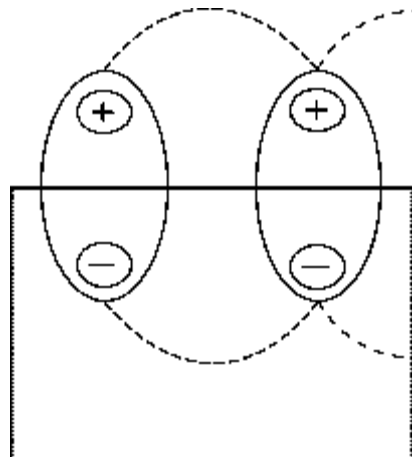


Рис. 9.5

При адсорбции атомов, имеющих сильное сродство к электрону, т.е. атомов, легко присоединяющих к себе электроны, получается затягивание электронов из решетки в покрытие и образование дипольного слоя, обращенного наружу отрицательными зарядами.

Распределение потенциала в дипольном слое и вблизи него, если расстояние между диполями порядка их длины, представлено на рисунке 9.6.

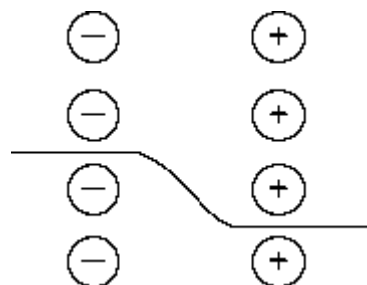


Рис. 9.6

Изменение потенциала начинает делаться заметным еще на некотором расстоянии от слоя, соизмеримом с расстоянием между диполями.

На обычную кривую потенциального барьера чистого металла накладывается распределение потенциала в дипольном слое. Наложение происходит в ближайшей зоне потенциального барьера, а не в зоне, где преобладает действие сил изображения. Окончательный вид барьера будет зависеть от крутизны спада потенциала в дипольном слое и от крутизны роста потенциального барьера в месте наложения.

Возможный случай представлен на рисунке 9.7, по оси ординат – энергия электрона. В случае небольшой крутизны кривой потенциальной энергии в дипольном слое – результирующая кривая R. Действие дипольного слоя сводится к снижению работы выхода на величину ΔW .

Технические термоэлектронные пленочные катоды

В технических термоэлектронных пленочных катодах во время работы сохраняется степень покрытия, близкая к оптимальной. Это возможно, либо если пленка испаряется чрезвычайно медленно, либо если происходит замена испарившихся атомов новыми. Эту задачу наиболее успешно удалось решить для катодов с пленками тория (Th) и бария (Ba) на поверхности вольфрама (W).

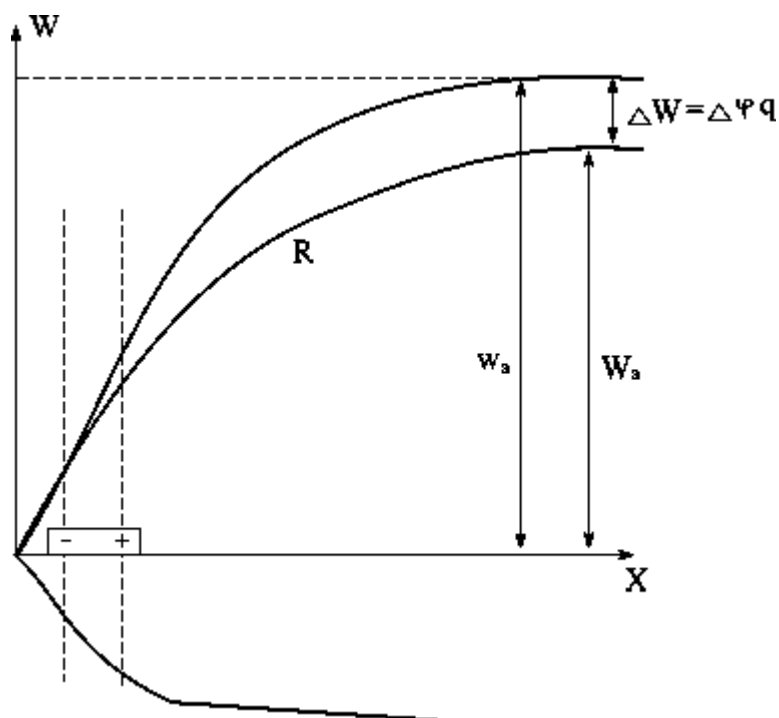


Рис. 9.7

W-Th – торированный вольфрам

Кратковременно прокаливают при $T=2600\div 2800$ °К вольфрамовую нить, содержащую окись тория. При этом восстанавливается часть тория.

Дают длительный прогрев при $T=2000\div 2300$ °К. Во время этой операции диффузия преобладает над испарением и на поверхности образуется одноатомная пленка тория (Th) .

Наиболее частое применение – генераторные лампы.

Также в генераторных лампах применяется карбидированный торированный вольфрам. При прокатке торированного вольфрама в парах углеводородного соединения в течение 20÷30 мин. вольфрам на значительную глубину насыщается углеродом и на его поверхности образуется корка из карбида вольфрама. Карбидированный катод работает устойчивее при высоких напряжениях и допускает более высокую рабочую температуру. Его недостаток – большая хрупкость.

Оксидный катод и другие неметаллические термоэлектронные катоды

Этот тип катода наиболее широко применяется в настоящее время в электровакуумных приборах. Широкое применение оксидного катода объясняется, прежде всего, тем, что он имеет работу выхода ($1 \div 1.2$ эВ).

Оксидный катод представляет собой слой окиси щелочноземельных металлов (чаще всего это BaO и SrO), нанесенный либо на поверхность металлической проволоки или ленты, накаливаемой током (прямокальный катод), либо на керн, нагреваемый особым, изолированным от него подогревателем (катод косвенного накала).

Плотность термоэлектронного тока для катодов такого типа

$$j_e = A_0 \cdot \bar{D} \cdot e^{-\frac{q \cdot \varphi_0}{k \cdot T}} \cdot T^2,$$

$$A_0 = 120 \cdot 10^4 \frac{\text{А}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}^2} \text{ — универсальная постоянная.}$$

Другие неметаллические термоэлектронные катоды

Технические недостатки оксидных катодов (нестойкость по отношению к отравлению и сильным электрическим полям, склонность к распылению в условиях ионной бомбардировки) послужили поводом для усиленных поисков эмиттеров, пригодных для их замены. Наибольшее распространение получил только ThO₂.

Работа выхода ThO₂ равна $2.5 \div 2.6$ эВ. Рабочая температура $T = 1800 \div 1900$ °К и плотность тока при этом $3 \div 6$ А/см².

Высокая рабочая температура делает затруднительным изготовление катодов косвенного накала на основе ThO₂. Эмиттер ThO₂ имеет полупроводниковую природу и легко активируется, для этого его достаточно кратковременно нагреть до $T = 1900 \div 2000$ °К.

Преимущества ThO₂:

- Большая, по сравнению с BaO и SrO, стойкость к отравлению и электрическим полям.

- Возможность изготовления катода не в вакуумных условиях и длительное его хранение на воздухе.

- Одинаковая плотность тока как в импульсном, так и в непрерывных режимах $j = 2.5 \div 4 \text{ A/cm}^2$.

9.5 Параметры катодов

Рабочая температура

Рабочая температура ($T_{раб}$), т.е. температура рабочей поверхности катода в нормальных рабочих условиях, кроме того, величиной рабочей температуры катода в значительной степени определяется тепловой режим других электродов и прибора в целом.

В электровакуумной технике стараются применять катоды, дающие необходимый ток эмиссии при возможно более низкой рабочей температуре. Однако жесткие условия работы катодов в ряде приборов заставляют наряду со сравнительно низкотемпературными катодами ($T_{раб}=1000\div1100 \text{ }^{\circ}\text{K}$) применять высокотемпературные, но более устойчивые к неблагоприятным воздействиям катоды ($T_{раб}=2400\div2600 \text{ }^{\circ}\text{K}$).

Удельная эмиссия

Удельной эмиссией называется величина тока электронной эмиссии с 1 см^2 поверхности катода.

$$j_{T_e} = A_0 \cdot \bar{D} \cdot T_{раб}^2 \cdot e^{\frac{b}{T}}$$

Допустимая плотность катодного тока

Для активированных катодов вместо удельной эмиссии часто применяют параметр – допустимая плотность катодного тока $j_{k \max}$.

Этот параметр показывает, какую наибольшую величину тока можно отобразить с 1 см^2 поверхности катода.

Данный параметр зависит от материала катода и активирующего слоя, а также от рабочего режима (непрерывный, импульсный и т.д.).

Удельная мощность накала

При подведении к холодному катоду определенной мощности температура катода повышается до тех пор, пока не установится равенство мощности подводимой и мощности расходуемой катодом.

Подводимая мощность расходуется:

1 – лучеиспускание, которое зависит от свойств поверхности катода и его температуры, согласно закону Стефана–Больцмана, мощность, испускаемая с единицы поверхности тела, нагреваемого до температуры T , равна:

$$P = \xi \cdot \sigma \cdot T^4,$$

где ξ – коэффициент лучеиспускания (для абсолютно черного тела $\xi = 1$, для всех остальных тел $\xi < 1$).

σ – постоянная Стефана–Больцмана $5.672 \cdot 10^{-12} \text{ Вт} / \text{см}^2 \cdot \text{град}^2$.

2 – эмиссия заряженных частиц, т.к. каждый электрон уносит с катода энергию, равную сумме совершенной электроном работы выхода и кинетической энергии, которой он обладает, выходя из металла. Т.к. в потоке вылетающих из металла электронов средняя кинетическая энергия электрона равна $2 \cdot k \cdot T$, то потеря мощности катода на эмиссию, выраженная в ваттах, равна

$$P_e = \frac{j_{eT}}{q} \cdot (q \cdot \varphi_0 + 2 \cdot k \cdot T) = j_{eT} \cdot (\varphi_0 + 1.72 \cdot 10^4 \cdot T)$$

и составляет $2 \div 7$ % от всей потребленной катодом мощности.

3 – теплопроводность держателя катода. При не очень массивных держателях эти потери ничтожно малы.

Величина мощности накала, приходящаяся на 1 см^2 поверхности катода, называется удельной мощностью накала и является характеристикой потребле-

ния энергии катодом. Приближенно можно считать, что всю потребленную энергию катод отдает в виде энергии лучеиспускания, поэтому

$$P_{\text{нд}} = \xi \cdot \sigma \cdot T^4.$$

Эффективность катода

Эффективностью катода называется отношение тока эмиссии катода к мощности, затрачиваемой на его нагрев

$$H = \frac{I_{\text{эм}}}{P_{\text{н}}} \quad [\text{mA}/\text{Вт}].$$

$$H = \frac{A_0 \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{b}{T}}}{\xi \cdot \sigma \cdot T^4} = \text{const} \cdot T^{-2} \cdot e^{-\frac{b}{T}}.$$

Долговечность катода

Т.е. срок службы. Основной причиной разрушения катодов из чистых металлов является механическое повреждение (перегорания, разрыв) нити накала. При высоких температурах происходит испарение металла, вследствие чего диаметр катода постоянно уменьшается. Наиболее интенсивно этот процесс идет в средней части катода. Если диаметр проволоки катода значительно уменьшается, то катод или разрывается в этом месте вследствие натяжения его пружинистыми держателями, или расплавляется при чрезмерном повышении температуры.

Основная причина выхода из строя активированных катодов – повреждение активного слоя. Обычно за срок службы активированных катодов принимают то время работы, в течение которого определенные параметры прибора сохраняют величину не ниже 70÷80 % от нормального. На долговечность активированных катодов сильное влияние оказывает их $T_{\text{раб}}$ и качество активирования. Поэтому для таких катодов теоретический подсчет срока службы затруднителен, определяется экспериментально.

9.6 Практические требования к термоэлектронным катодам

Небольшая работа выхода. Такой катод будет иметь низкую рабочую температуру. Такой катод будет экономичен.

Малая испаряемость активного вещества при рабочих температурах. Это необходимо для получения длительного срока службы.

Высокая стойкость к отравлению оставшимися в приборе газами. Стойкость к действию сильных электрических полей.

Большая плотность эмиссионного тока без снижения срока службы.

Обработка катода во время откачки прибора не должна быть чрезмерно сложной и длительной (легкое обезгаживание, быстрое активирование и т.д.).

Металлические термоэлектронные катоды хорошо удовлетворяют только некоторым из поставленных требований: они стойки к отравлению, ионной бомбардировке и взаимодействию с электрическим полем и легко обезгаживаются при откачке. В настоящее время металлические катоды почти вытеснены из вакуумной техники полупроводниковыми катодами, среди которых наибольшее значение имеет оксидный катод.

10 ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ МЕТАЛЛОВ

Если на поверхность какого-либо кристалла падает поток электромагнитного излучения, то он частью отражается и частью проникает внутрь тела и там поглощается. Следствием поглощения излучения может быть, во-первых, появление новых носителей тока – электронов в полосе проводимости и дырок в заполненной полосе, т.е. увеличение электропроводимости. Это явление носит название внутреннего фотоэффекта.

Во-вторых, при поглощении излучения в кристалле могут появиться электроны настолько большой энергии, что некоторые из них, дойдя до поверхности тела, преодолевают потенциальный барьер и оказываются эмитированными. Это внешний фотоэффект (фотоэлектронная эмиссия).

Уже на ранней стадии изучения фотоэлектронной эмиссии были экспериментально установлены два основных закона:

Фотоэлектронный ток (в режиме насыщения) прямо пропорционален падающему на эмиттер потоку излучения (закон Столетова).

Максимальная энергия фотоэлектронов прямо пропорциональна частоте излучения и не зависит от его интенсивности (закон Эйнштейна).

Поскольку энергия поглощенного излучения пропорциональна энергии, падающей на эмиттер, а фотоэлектроны освобождаются за счет поглощенной эмиттером энергии, количество фотоэлектронов должно возрастать прямо пропорционально энергии потока падающего излучения.

Для доказательства закона Эйнштейна предположим, что энергия потока фотонов поглощается таким образом, что энергия отдельного фотона $h \cdot \nu$ поглощается одним из свободных электронов металла. Тогда на основании закона сохранения энергии можно написать для эмитированного электрона:

$$W + h \cdot \nu = A + \frac{m \cdot \mathcal{G}^2}{2}, \quad (1)$$

где \mathcal{G} – скорость электронов после эмиссии;

W – энергия электрона в момент поглощения энергии;

A – работа, затраченная электроном при движении от места поглощения до вакуума,

$h \cdot \nu$ – энергия кванта света.

Пусть температура металла $T = 0^0\text{К}$, максимальной скоростью $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{\text{max}}$ после эмиссии будут обладать только те электроны, которые в момент поглощения имели энергию W_F и находились непосредственно вблизи поверхности, так что расходовали энергию только на преодоление поверхностного барьера W_a . Для этих электронов уравнение примет вид

$$\frac{m \cdot \mathcal{G}_{\text{max}}^2}{2} = (W_F - W_a) + h \cdot \nu = h \cdot \nu - \Phi, \quad (2)$$

где Φ – работа выхода эмиттера.

Это и есть закон Эйнштейна. При уменьшении ν мы приходим к граничной частоте ν_0 , при которой эмиссия прекращается, т.е. $\mathcal{G}_{\max} = 0$.

Граничная частота ν_0 определяется из уравнения

$$\nu_0 = \frac{\Phi}{h}, \quad (3)$$

и граничная длина волны

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{c \cdot h}{\Phi}.$$

Если Φ выразить в электрон-вольтах, то

$$\lambda_0 = \frac{12300}{\Phi} \text{ \AA}. \quad (4)$$

При $T = 0^0 K$ в металле, электронов с энергиями большими W_F почти нет. Поэтому уравнение (2) справедливо только при $T \succ 0^0 K$.

Поскольку работа выхода Φ зависит от напряженности поля на катоде, частота ν_0 должна изменяться с изменением поля

$$\Phi_E = \Phi - q^{3/2} \cdot E^{3/2}. \quad (5)$$

Значит, граничная частота при наличии поля будет

$$\nu_0|_E = \frac{\Phi_E}{h} = \nu - \frac{q^{3/2} \cdot E^{3/2}}{h}, \quad (6)$$

эта формула подтверждается на практике только для чистых металлов.

10.1 Теория фотоэлектронной эмиссии металлов

Если в металле до облучения существуют распределения Ферми, то число электронов, попадающих за 1 сек. на 1 см^2 поверхности и обладающих энергией, связанной с направлением X , перпендикулярным к поверхности, от W_x до $W_x + dW_x$ равно

$$d\nu \cdot W_x = \frac{4 \cdot \pi \cdot k \cdot T}{h^3} \cdot \ln\left(1 + e^{\frac{W_f - W_x}{k \cdot T}}\right) \cdot dW_x. \quad (7)$$

Условие эмиссии электрона из металла имеет вид

$$W_x = \frac{m \cdot g_x^2}{2} \geq W_a. \quad (8)$$

Если на металл попадает излучение частоты ν , то электроны, имеющие до поглощения фотона с энергией $(h \cdot \nu)$ энергию $W_x = W_a - h \cdot \nu$, после поглощения могут иметь энергию, достаточную для эмиссии. Конечно, только немногие из электронов поглощают фотоны и для нахождения числа таких электронов нужно учесть вероятность поглощения фотона. Вообще вероятность поглощения зависит от частоты (ν) и энергии электрона, но если говорить об узкой полосе частот, близких к граничной частоте (примерно в интервале $\nu_0 \div 1.5 \cdot \nu_0$), то можно считать вероятность элементарного акта поглощения фотона постоянной величиной. Теория фотоэлектронной эмиссии основана на предположении о постоянстве вероятности поглощения и была разработана Фаулером.

В теории Фаулера принимается, что для всех электронов, способных к эмиссии, коэффициент прозрачности барьера $\bar{D} = 1$. Для формы барьера, характерной для металлов, это предположение не вносит большой ошибки. Так как поглощение фотона вызывает увеличение энергии электрона на $h \cdot \nu$, то в число электронов, способных преодолеть потенциальный барьер, войдут и электроны, энергия которых до поглощения фотона была равна $W - h \cdot \nu$. В интервале энергий $W_x \div W_x + dW_x$ после поглощения будет уже не $d\nu_{W_a}$ электронов, а

$$d\nu_{W_a} = \alpha \cdot d\nu_{W_a},$$

где α – коэффициент, зависящий от вероятности поглощения фотонов.

Для нахождения числа эмитированных электронов нужно $d\nu_{W_a}$ проинтегрировать от $W_x = W_a - h \cdot \nu$ до $W_x = \infty$, причем α , в соответствии с основ-

ным предположением теории, можно считать постоянной величиной. Следовательно,

$$N_e = \alpha \cdot \int_{W_x=W_a-h\nu}^{W_x=\infty} d\nu \cdot W_x.$$

После решения данного уравнения получим выражение для плотности потока $J_\phi = q \cdot N_e$;

$$j_{\phi\varepsilon} = \alpha \cdot A_0 \cdot T^2 \cdot \xi(Y_0),$$

где $A_0 = 120 \frac{\text{А}}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^2}$, та же самая универсальная постоянная, что и в выражении для термоэлектронного тока.

Число фотоэлектронов, выходящих через 1 см^2 поверхности в 1 сек., будет

$$N_\phi = \alpha \cdot \frac{4 \cdot \pi \cdot m \cdot k \cdot T}{h^3} \cdot \int_{W_a-h\nu}^{\infty} \ln\left(1 + e^{\frac{W_F - W_x}{k \cdot T}}\right) \cdot dW_x.$$

Заменим переменную W_x новой переменной t :

$$t = (W_i - W_a) / k \cdot T;$$

и обозначим

$$\alpha = \frac{W_f \cdot (W_a - h \cdot \nu)}{k \cdot T}.$$

Тогда

$$N_\phi = \alpha \cdot \frac{4 \cdot \pi \cdot m \cdot k^2 \cdot T^2}{h^3} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \ln[1 + \exp(t)] \cdot dt.$$

Плотность фототока $J_\phi = q \cdot N_\phi$ можно записать в виде

$$j = \alpha A_0 T^2 f\left[\frac{h}{kT} (\nu = \nu_0)\right], \quad (10)$$

Уравнение (10) дает спектральную характеристику при нормальном фотоэффекте для $\nu = \nu_0$. Полагая здесь, в частности, $\nu = 0$, $\alpha = 1$ и учитывая,

что при этом $x = -\frac{h\nu_0}{kT} \ll 0$, получим уравнение для фотоэлектронной эмиссии

$$j = AT^2 \exp\left[-\frac{h\nu_0}{kT}\right]. \quad (11)$$

Для температуры абсолютного нуля $T = 0$ имеем, при $\nu > \nu_0$, $x \rightarrow \infty$ и для $\nu < \nu_0$ — $x \rightarrow -\infty$, т.е.

$$J_\phi = 0 \text{ для } \nu < \nu_0,$$

$$J_\phi = \frac{1}{2} \frac{\alpha Ah^2}{k^2} (\nu - \nu_0) \text{ для } \nu > \nu_0,$$

таким образом, существование красной границы фотоэффекта и параболический ход спектральной характеристики вблизи этой границы для $\nu > \nu_0$.

Если $T = 0^0 K$, тогда, при $h \cdot \nu < \Phi = W_a - W_f$, получится $y_0 = -\infty \Rightarrow j_{\phi_э} = 0$.

$$\text{Если } T > 0^0 K, \text{ то } j_{\phi_э} = A \cdot T^2 \cdot \frac{Y_0^2}{2} \text{ или } j_{\phi_э} = \frac{A}{2 \cdot k^2} \cdot (\Phi - h \cdot \nu)^2.$$

10.2 Фотоэлектронная эмиссия диэлектриков и полупроводников

Фотоэлектронная эмиссия собственных полупроводников и диэлектриков

Предположим сначала, что $T = 0^0 K$, тогда зона проводимости пуста и фотоэлектронная эмиссия возможна только, если

$$h \cdot \nu \geq \varphi + Q_0,$$

где φ — внешняя работа выхода;

Q_0 — ширина запрещенной зоны.

Наименьшая энергия, которую нужно сообщить электрону, находящемуся на верхнем уровне запрещенной зоны, для отрыва его от кристалла, называется фотоэлектрической работой выхода ($\varphi_{mэ}$).

Граничная частота фотоэлектронной эмиссии ν_0 определяется из равенства

$$h \cdot \nu_0 = \varphi_{фэ} = \varphi + Q_0. \quad (12)$$

Уровень Ферми в данном случае лежит посередине запрещенной зоны, т.е. на $\frac{Q_0}{2}$ выше верхнего из заполненных электронами уровней. Термоэлектронная работа выхода $\varphi_{фэ}$ равна разности энергий электрона вне кристалла и электрона на уровне Ферми.

Таким образом, для беспримесного неметаллического кристалла

$$\varphi_{mэ} = \varphi + \frac{Q_0}{2} = \varphi_{фэ} - \frac{Q_0}{2}. \quad (13)$$

Аналогичное выражение и для собственного полупроводника.

Собственный полупроводник и диэлектрик не применяются в качестве фотокатодов.

10.3 Фотоэлектронная эмиссия примесных полупроводников

В случае полупроводника с преобладающим электронным типом проводимости с достаточно большой концентрацией донорных атомов и при невысокой температуре значительная концентрация электронов существует только на примесных донорных уровнях и в валентной зоне. Следовательно, граничная частота фотоэлектронной эмиссии

$$h \cdot \nu_0 = \varphi_{фэ} = \varphi + Q.$$

Уровень Ферми лежит между нижним уровнем зоны проводимости и примесными уровнями на расстоянии δ от последних, причем при низких температурах $\delta \approx \frac{Q}{2}$. Соотношение между $\varphi_{mэ}$ и $\varphi_{фэ}$ имеет вид

$$\varphi_{mэ} = \varphi_{фэ} - \delta,$$

причем для низких температур

$$\varphi_{mэ} \approx \varphi_{фэ} - \frac{Q}{2},$$

где δ – величина, показывающая насколько ниже уровня Ферми лежат верхние уровни, заполненные электронами.

В дырочном полупроводнике примесные уровни в нормальном состоянии не заполнены электронами, и заполненные электронами уровни лежат ниже уровня Ферми на величину δ . Граничная частота определяется по той же формуле, что и для собственных полупроводников.

При достаточно большой частоте в фотоэлектронной эмиссии из электронного полупроводника принимают участие как электроны с примесных уровней, так и электроны с более глубоко лежащей верхней валентной зоны. Очевидно, что скорости электронов, вырванных с примесных уровней, будут больше скоростей, вышедших из заполненной зоны, и вольт-амперная характеристика примет ступенчатую форму (рис. 10.1).

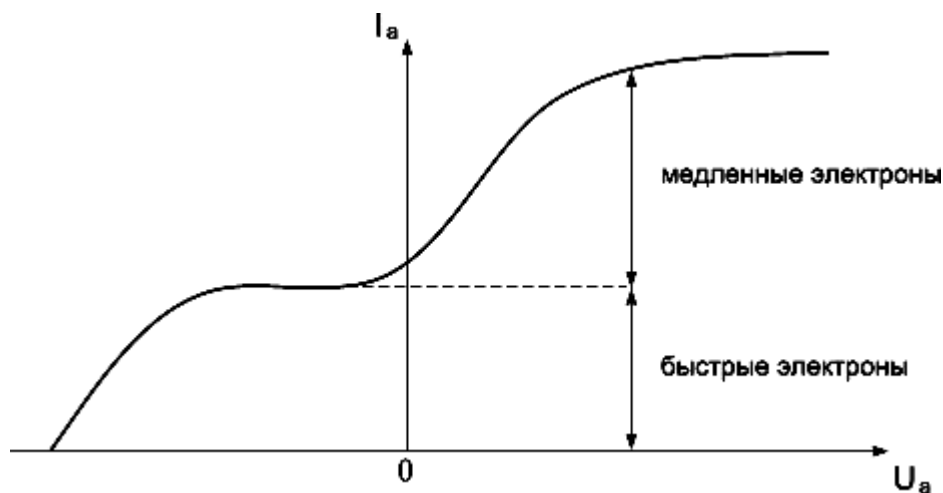


Рис. 10.1

10.4 Типы фотокатодов

Фотокатоды для видимой области спектра

В большинстве случаев они представляют собой соединение сурьмы с одним, двумя или тремя щелочными металлами. В серийно выпускаемых приборах широко распространены в массивном и полупрозрачном вариантах сурьмяно-цезиевые фотокатоды, изобретенные в 30-х годах.

Максимальная чувствительность массивных сурьмяно-цезиевых фотокатодов ~ 120 мкА/Лм, полупрозрачных 100÷110 мкА/Лм.

С середины 70-х годов сурьмяно-цезиевые фотокатоды постепенно вытесняются двухщелочными (Sb-K-Na; Sb-K-Cs; Sb-Rb-Cs) и многощелочными (Sb-K-Na-Cs) фотокатодами.

Бесцезиевый K-Na-Sb фотокатод уникален по своей термоустойчивости. Он работоспособен при температуре до 200 °С, в то время как рабочие температуры других типов фотокатодов не должны превышать 50 °С, реже 70 °С.

Наибольшей световой чувствительностью обладает Sb-K-Na-Cs фотокатод. На отдельных экземплярах достигалась чувствительность свыше 700 мкА/Лм.

Области спектральной чувствительности человеческого глаза наилучшим образом соответствует висмуто-серебряно-цезиевый фотокатод. Он получил преимущественное развитие в телевидении и калориметрии.

Фотокатоды для ультрафиолетовой области спектра

Распространенные типы фотокатодов, чувствительные в видимой части спектра, обладают достаточно высоким квантовым выходом и в ультрафиолетовой области. В коротковолновой области (<300 нм) чувствительность фотокатодов определяется в основном характеристикой пропускания входного окна. До 250 нм используют входные окна из специальных увиолевых стекол, до 200 нм – из кварца. Для измерения в еще более коротковолновой области необхо-

димы стекла из сапфира (до 150 нм), флюорита магния (до 110 нм) или лития (до 105 нм).

Если катоды видимого диапазона специализируются для измерений в ультрафиолетовой области, они должны иметь несколько меньшую толщину.

Существуют приборы с «солнечно-слепыми» фотокатодами. В космическом пространстве (вакууме) граница «солнечной слепоты» несколько меньше 200 нм, а вблизи земной поверхности около 350 нм. «Солнечно слепые» фотокатоды очень удобны при исследованиях в ультрафиолетовой области, т.к. они позволяют проводить измерения при нормальной дневной освещенности.

В области от 200 до 300 нм высоким квантовым выходом обладают теллуриды цезия и рубидия.

Фотокатоды для инфракрасной области спектра ($\lambda > 750$ нм)

Для этого диапазона пригоден единственный из фотокатодов – кислородно-серебряно-цезиевый. У него имеется в спектральной характеристике два максимума. «Рабочий» максимум расположен около 800 нм, коротковолновый вблизи 350 нм.

Основной его недостаток – высокий уровень термоэмиссии. Он составляет $10^{-10} \div 10^{-13}$ А/см².

10.5 Параметры и характеристики фотокатодов

При разработке фотоэлектронных приборов в зависимости от основной области их применения принимают во внимание следующие параметры и характеристики:

Интегральная чувствительность фотокатода K

Интегральной чувствительностью называют отношение фототока в амперах к световому потоку в люменах, падающему на фотокатод.

Спектральная чувствительность фотокатода K_λ

Спектральная чувствительность фотокатода это отношение фототока к монохроматическому лучистому потоку $\Phi(\lambda)$.

Область спектральной чувствительности фотокатода определяют по результатам измерения относительной спектральной чувствительности. Ход спектральной характеристики всех вакуумных фотоэлектронных приборов в ультрафиолетовой области зависит главным образом не от чувствительности фотокатода в этой области, а от спектральной характеристики пропускания материала оптического выхода. Сорты стекол, применяемых обычно для изготовления вакуумных приборов, непрозрачны для излучений с длинами волн короче 300÷350 нм. Поэтому при разработке фотоэлектронных приборов для измерения в ультрафиолетовой области применяют входные окна из специальных увиолевых стекол или других материалов.

Темновой ток

Темновой ток – ток в анодной цепи прибора, находящегося в темноте с поданным на электроды напряжением. Главной компонентой этого тока является термоэмиссия фотокатода. Плотность термоэмиссии j_e определяется уравнением Ричардсона.

Минимальным уровнем термоэмиссии отличается сурьмяно-калиево-цезиевый фотокатод (при комнатной температуре $j_e = 3 \cdot 10^{-19}$ А/см²), максимальным – кислородно-серебрянно-цезиевый ($\sim 10^{-12}$ А/см²).

Полупроводниковые фотокатоды, формируемые непосредственно на входных окнах фотоэлектронных приборов, имеют при комнатной температуре сопротивление порядка 1 МОм и выше. При больших размерах фотокатодов и значительном токоотборе протекающий по катодной пленке ток создает на эмитирующей поверхности градиент потенциала, приводящий к расфокусировке электронных пучков.

Для увеличения проводимости полупрозрачные фотокатоды иногда формируют на специальных проводящих подложках – тонких пленках хрома, напыляемых в собранном приборе непосредственно на откачном посту, или на пленках окиси олова, наносимых на окно оптического входа до его приварке к колбе.

11 ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ

Электростатической (автоэлектронной) эмиссией называют эмиссию электронов, обусловленную наличием у поверхности тела сильного ускоряющего электрического поля.

При изучении термоэлектрической эмиссии было установлено, что из твердого тела могут выходить электроны, кинетическая энергия которых достаточна для преодоления потенциального барьера – W_0 . Было установлено, что внешнее ускоряющее электрическое поле, снижая потенциальный барьер на величину $\Delta\varphi = \frac{q^{3/2}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \cdot E^{1/2}$, увеличивает эмиссионный ток. Очевидно, при очень

высокой напряженности электрического поля у поверхности металла потенциальный барьер может снизиться настолько, что его вершина окажется на одной высоте с уровнем Ферми. При этом должна наблюдаться значительная электронная эмиссия из холодного катода. Заменяв $\Delta\varphi$ на φ_0 (эффективная работа выхода), можно рассчитать критическую напряженность поля:

$$E_{кр} = \frac{(4\pi\epsilon_0)^2 x_0^2}{q^3}. \quad (1)$$

Однако такой расчет приводит к результатам, резко расходящимися с действительностью. Это связано с тем, что не учитывается процесс прохождения электронов сквозь потенциальный барьер. Между тем при характерных для автоэлектронной эмиссии сильных электрических полях этот фактор является решающим.

Возможности технического использования автокатодов

Основные достоинства автокатодов:

- Отсутствие тока накала катода.
- Мгновенность действия.
- Огромные плотности тока эмиссии.
- Малые габариты катода.

Основной недостаток – нестабильность тока эмиссии.

Причины нестабильности катодов, работающих на основе автоэлектронной эмиссии:

- Адсорбция на поверхности остаточных газов, что приводит к изменению работы выхода.
- Распыление катода, приводит к изменению величины напряженности ускоряющего электрического поля.

Пути повышения стабильности:

- Использование сверхвысокого вакуума (10^{-9} Па).
- Устранение ионной бомбардировки за счет введения в прибор специальных электронно-оптических систем.
- Подбор материалов катода, стойких к катодному распылению (LaB_6 , ZrC , Al_2O_3 и т.д.).

Проблема использования электростатических катодов в электронных приборах весьма заманчива. Прежде всего это относится к электронно-лучевым и рентгеновским трубкам и другим подобным приборам, для которых особое значение имеют малые размеры катода и большая плотность тока эмиссии. Однако решение этой проблемы встречает большие трудности, связанные с разрушением острия катода ионной бомбардировкой. При достижимых в настоящее время степенях вакуума в условиях высоких напряжений между электро-

дами разрушение происходит настолько интенсивно, что приборы получают нестабильными и недолговечными.

Во многих случаях электростатическая эмиссия оказывает вредное влияние на работу электровакуумных приборов. Электрические разряды с острых выступов и шероховатостей электродов нарушают нормальную работу приборов, а иногда приводят к выходу прибора из строя.

12 ВЗРЫВНАЯ ЭМИССИЯ

Специфическим видом туннелирования электронов из металлов и п/п в вакуум является взрывная эмиссия (авторы Г.А. Месяц, С.П. Бугаев, Д.И. Прокуровский, Г.Н. Фурсей и др.). Было обнаружено, что в определенный момент t_3 происходит разрушение автоэлектронного острейного катода собственным автоэлектронным током, сопровождающееся резким (на 2÷3 порядка) возрастанием тока через вакуумный промежуток.

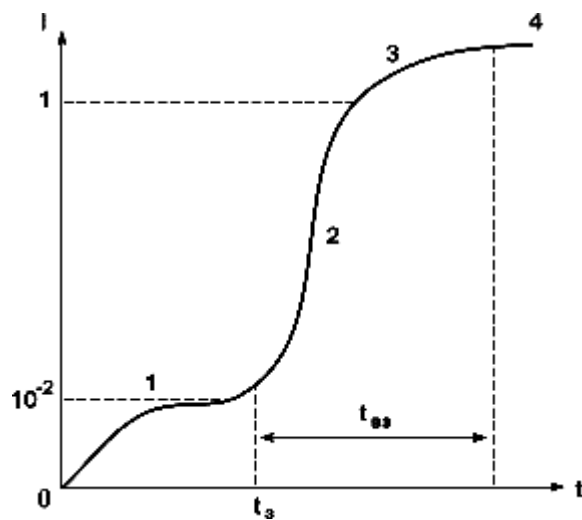


Рис. 12.1

Как видно из рисунка 12.1, временная зависимость изменения электронного тока при взрыве острей состоит из нескольких этапов: 1 — медленное возрастание тока; 2 — быстрое возрастание тока; 3 — квазистационарное состояние;

4 – переход к вакуумной дуге. Ток взрывной эмиссии ($I_{вз}$) в квазистационарной области сильно зависит от плотности взрывающего автоэмиссионного тока (I_a).

Механизм взрывной эмиссии состоит в следующем: взрыв острейного эмиттера сопровождается возникновением у катода плотного плазменного сгустка, который вследствие быстрого разделения в нем зарядов создает у поверхности катода большой положительный объемный заряд, являющийся в свою очередь источником дополнительного поля. Таким образом, возрастание тока на участке 2 связано с автоэлектронной эмиссией в поле объемного заряда. Предельная длительность импульса тока взрывной эмиссии определяется скоростью разлета плазмы $v_{пл}$ и расстоянием катод-анод. При $v_{пл} \approx (2 \div 3) \cdot 10^4$ м/с и c/\approx десятая доля см. $\rightarrow \tau_{вз} \approx$ десятая доли микросекунды.

В ходе проведения экспериментов удалось установить, что момент возрастания тока на участке 2 совпадает с появлением у поверхности катода светящихся плазменных сгустков.

Взрыв острия приводит к частичному расходованию материала катода. Несмотря на это, значение токов взрывной эмиссии достаточно хорошо повторяется от импульса к импульсу, за счет малого расхода материала катода и самовоспроизведения эмитирующих центров. Эрозия катода меньше в случае использования материалов с более высокой проводимостью.

При взрывной эмиссии напряженность поля у катода составляет $\geq 5 \cdot 10^9$ в/м, а плотность тока $j_{вз} \approx 10^7$ А/см², что меньше предельного автоэмиссионного тока ($j_{АЭ} \approx 10^9$ А/см²).

Однако полное значение $j_{вэ}$, отбираемое с катода при взрывной эмиссии, может на 2 порядка превышать ток при автоэлектронной эмиссии. Это объясняется большой эмитирующей поверхностью, которая определяется областью катода, граничащей со слоем плазмы.

Энергетический спектр электронов взрывной эмиссии шире, чем при автоэлектронной, за счет взаимодействия автоэлектронов со слоем плотной плазмы.

Источником взрывной эмиссии могут быть не только металлические, но и п/п острия, а также жидкокристаллические катоды.

13 ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

13.1 Вторичная электронная эмиссия металлов

При бомбардировке поверхности металлов в вакууме электронами наблюдается встречный поток эмитируемых металлом электронов, называемых вторичными электронами.

Принципиальная схема установки для исследования вторичной электронной эмиссии металла приведена на рис. 13.1. Накаленный катод, эмитирующий электроны, и ускоряющий анод А образуют электронную пушку. Электроны, выходящие узким пучком из отверстия анода, имеют энергию, соответствующую разности потенциалов между катодом и анодом, регулируемой потенциометром Π_1 и измеряемой вольтметром V_1 . Эти первичные электроны бомбардируют эмиттер (мишень) Э, соединенный через гальванометр G_1 с анодом. Вторичные электроны улавливаются окружающим эмиттер коллектором К, на который подается небольшой положительный относительно эмиттера потенциал. Ток вторичных электронов измеряют гальванометром G_2 в цепи коллектора.

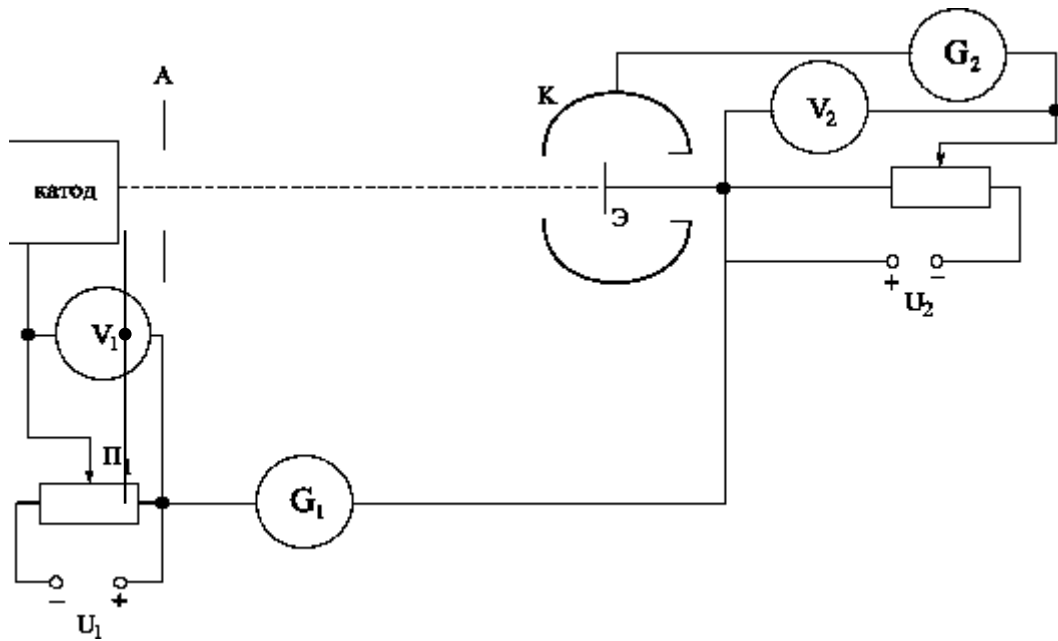


Рис. 13.1

Экспериментально установлены следующие закономерности вторичной электронной эмиссии чистых металлов. Число вторичных электронов N_2 пропорционально для данного металла эмиттера числу первичных электронов N_1 :

$$N_2 = \sigma \cdot N_1, \quad I_2 = \sigma \cdot I_1,$$

где σ – коэффициент вторичной эмиссии, показывает сколько вторичных электронов приходится на один первичный электрон.

Коэффициент σ зависит от энергии первичных электронов (рис. 13.2).

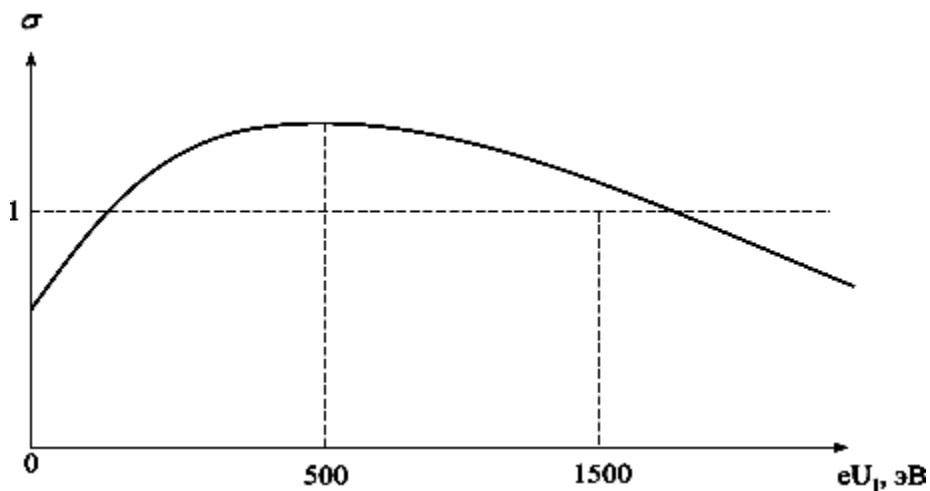


Рис. 13.2

Максимальное значение коэффициента вторичной эмиссии у металлов сравнительно невелико: σ_{\max} у металлов $0.5 \div 1.8$.

Распределение вторичных электронов по энергиям представлено на рис. 13.3.

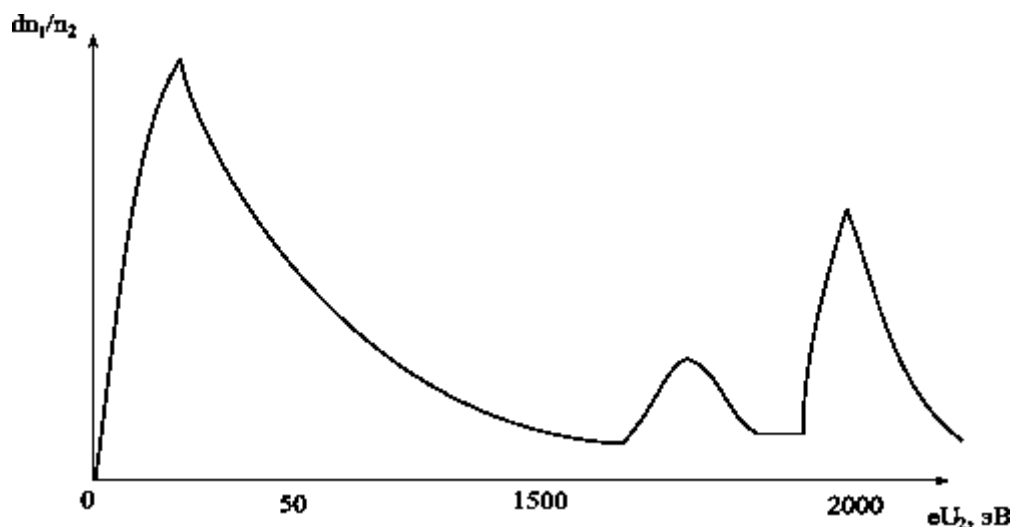


Рис. 13.3

Широкий пик, максимум которого приходится на энергию порядка $5 \div 15$ эВ, — истинно вторичные электроны. Этот пик не зависит от энергии первичных электронов. Узкий пик, соответствующий энергии первичных электронов, показывает наличие во вторичном токе упруго отраженных от эмиттера первичных электронов. При изменении ускоряющего потенциала анода узкий пик соответственно перемещается. Левее его наблюдается еще один пик, обусловленный очень небольшим числом неупруго отраженных первичных электронов.

13.2 Механизм вторичной электронной эмиссии

Основная масса первичных электронов настолько глубоко проникает в металл, что выйти обратно не может. Двигаясь в металле быстрее, электроны теряют часть энергии при фоновых взаимодействиях, а другую отдают электронам кристалла. Считается, что энергия передается в основном не валентным электронам, а электронам более глубоких энергетических зон. При этом происходит так называемый межзональный переход электронов на свободные уровни

энергии зоны проводимости. Вероятно, что появлению таких вторичных электронов внутри металла способствуют и кванты рентгеновского излучения. Беспорядочно двигаясь в металле, вторичные электроны взаимодействуют с валентными электронами, постепенно теряют энергию, и значительная их часть при подходе к поверхности металла обладает энергией, недостаточной для преодоления потенциального барьера.

Часть электронов может преодолеть потенциальный барьер, эти электроны и составляют группу истинно вторичных электронов.

Таким образом, для вторичной электронной эмиссии важны два элементарных процесса:

- Движение первичных электронов в материале катода сопровождается передачей энергии вторичным электронам.
- Движение вторичных электронов сопровождается потерей энергии при столкновении с другими электронами.

Сопоставление этих двух элементарных процессов позволяет качественно объяснить зависимость $\sigma = f(e \cdot U_1)$.

С одной стороны, в результате увеличения энергии первичных электронов в эмиттере растет число вторичных электронов, создаваемых каждым первичным электроном. Это является предпосылкой увеличения σ .

С другой стороны, первичный электрон, обладающий большой скоростью, сравнительно редко передает энергию электронам эмиттера, причем небольшими порциями, недостаточными для выхода вторичных электронов. По мере торможения вторичного электрона его способность отдавать энергию растет, поэтому оставшуюся часть своей энергии он отдает в конце пути. Чем больше энергия первичного электрона, тем глубже он проникает в материал эмиттера и создает там вторичные электроны. Выход вторичных электронов при этом затрудняется, т.к. возрастают потери их энергии при многочисленных соударениях. Это является предпосылкой уменьшения σ .

Существенной особенностью вторичной электронной эмиссии является ее независимость от работы выхода материала эмиттера.

13.3 Вторичная электронная эмиссия полупроводников и диэлектриков

Вторичная электронная эмиссия наблюдается не только у металлов, но и полупроводников, и диэлектриков. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии σ от энергии первичных электронов у диэлектриков и полупроводников такая же, как и у металлов.

Однако σ у диэлектриков и сложных полупроводников значительно выше, чем у металлов (7÷12). Это обуславливает широкое применение полупроводниковых эмиттеров в приборах.

Рассмотрим зависимость $\sigma = f(e \cdot U_1)$ для диэлектриков (рис. 13.4).

Допустим, что энергия первичных электронов соответствует области I, где $\sigma < 1$. В этом случае на поверхность эмиттера приходит больше электронов, чем уходит, и поверхность заряжается отрицательно (до потенциала катода), что приводит к торможению первичных электронов, коэффициент σ уменьшается.

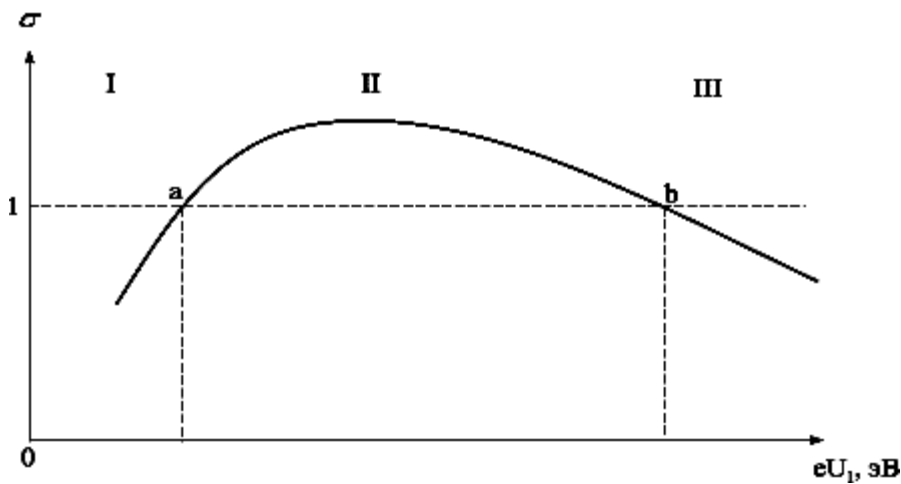


Рис. 13.4

Область II $\rightarrow \sigma > 1$ вторичных электронов уходит больше, чем приходит первичных, и эмиттер заряжается положительно (до потенциала анода), что приводит к увеличению энергии первичных электронов. Накопление заряда будет проходить до тех пор, пока потенциал не станет соответствовать точке b.

При фактической энергии первичных электронов $e \cdot U_b \rightarrow \sigma = 1$. Это означает, что по достижении первичными электронами этой энергии рост поверхностного заряда прекращается, наступает установившийся режим.

Область III ($\sigma < 1$) – то же, что и область I.

У полупроводниковых эмиттеров эффект зарядки выражен слабее, но и здесь фактическая энергия первичных электронов $e \cdot U_1$ отличается от энергии, задаваемой ускоряемым электродом.

13.4 Аномальная вторичная электронная эмиссия

В 1936 г. Мальтер, исследуя вторичную электронную эмиссию с поверхности Al предварительно окисленного и затем обработанного парами цезия, обнаружил чрезвычайно большие значения σ ($\sigma > 1000$). Эта эмиссия, кроме высоких σ , отличалась от обычной вторичной электронной эмиссии рядом особенностей:

Инерционность (после прекращения бомбардировки вторичный ток спадает не сразу, а постепенно в течение длительного времени).

Непостоянные σ при одних и тех же $e \cdot U_1$, зависящих от первичного тока ($I_1 \uparrow, \sigma \downarrow$).

Сильная зависимость вторичного тока от потенциала коллектора относительно подложки эмиттера ($U_{кол} \uparrow, I_2 \uparrow$).

Эти особенности послужили основанием назвать такую вторичную эмиссию – аномальной.

Мальтер дал следующее объяснение этому явлению:

Пучок первичных электронов бомбардирует поверхность эмиттера, которая представляет собой тонкую ($\sim 10^{-6}$ м) пленку диэлектрика Cs_2O , и вызывает вторичную эмиссию $\sigma > 1$. При этом поверхность эмиттера заряжается положительно, и в такой пленке у поверхности Al создается сильное электрическое поле ($10^8 \div 10^9$ В/м), вырывающее электроны из алюминиевой подложки в зону

проводимости диэлектрика; эти электроны приобретают большую скорость и простреливают поверхностный слой положительного заряда, почти не нейтрализуя. Таким образом, к току собственно вторичной эмиссии добавляется значительно большая по величине компонента тока электростатической эмиссии.

14 ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ

Интерес к исследованию плазмы обусловлен прежде всего ее широким использованием в различных областях науки и техники. Плазма является главным действующим объектом в управляемом термоядерном синтезе, магнитогидродинамических генераторах, плазменных ускорителях и плазменных генераторах, источниках ионов. Область применения плазмы непрерывно расширяется. В последние годы в связи с внедрением в промышленность высоких технологий интенсивно развиваются ионно-плазменные методы синтеза и осаждения тонких пленок на поверхности металлов и других твердых веществ, активации, очистки и упрочнения рабочих поверхностей деталей машин, инструментов и др.

Физика плазмы представляет собой интенсивно развивающуюся область современной физики. Она неразрывно связана с физикой газового разряда – процессами прохождения электрического тока через газ. Основные исследования газового разряда и физики плазмы начались на рубеже 19-го и 20-го столетий. Важная роль в развитии этой области знаний принадлежит Томсону, Таунсенду и Ленгмюру. Именно Ленгмюр выделил представление о плазме и ввел собственно термин «плазма», дал количественное определение плазмы и указал пути ее теоретического и экспериментального исследования. Он впервые предложил для измерений параметров плазмы использовать помещаемый в плазму небольшой металлический электрод, который он назвал зондом. В 1930-е годы интерес к исследованию газового разряда и плазмы связан с развитием газоразрядных приборов, таких, например, как ртутный вентиль, газотрон, тиратрон и др. После второй мировой войны прогресс в развитии физики плазмы обусловлен значительными усилиями, прилагаемыми для создания управляемого термоядерного реакто-

ра. И хотя управляемый термоядерный синтез не был реализован, однако с точки зрения развития физики плазмы это время может рассматриваться как весьма плодотворное, поскольку именно тогда было достигнуто существенное продвижение в понимании неустойчивостей в плазме. В это же время начинает интенсивно развиваться ионно-плазменная техника. Сначала это были источники интенсивных ионных пучков для получения ускоренных потоков нейтральных частиц, инжектируемых в термоядерный реактор. В дальнейшем ионные источники нашли применение в различных технологических процессах. Здесь же следует отметить создание устройств для генерации и ускорения плазменных потоков – плазменных ускорителей, а также плазменных генераторов, обеспечивающих плазменные потоки, движущиеся с тепловой скоростью. Плазма, как известно, содержит ионы и электроны, поэтому она может быть также использована как для получения ионных, так и для генерации электронных пучков. От традиционных термоэмиссионных систем плазменные катоды отличаются более высокой плотностью тока, способностью к импульсной эмиссии и нечувствительностью к тяжелым вакуумным условиям и агрессивным средам.

Наиболее важными характеристиками плазмы являются температура электронов T_e и плотность n_e . На рис. 14.5 заштрихованными областями представлена совокупность T_e и n_e , характерная для различных плазменных образований. Как видно из рисунка, область значений параметров плазмы, реализованных в большинстве ионно-плазменных устройств технологического назначения, находится в нижней левой части. Возможно, поэтому эту плазму называют низкотемпературной слабоионизованной плазмой. По своим свойствам эта плазма существенно отличается от высокотемпературной полностью ионизованной плазмы термоядерных установок.

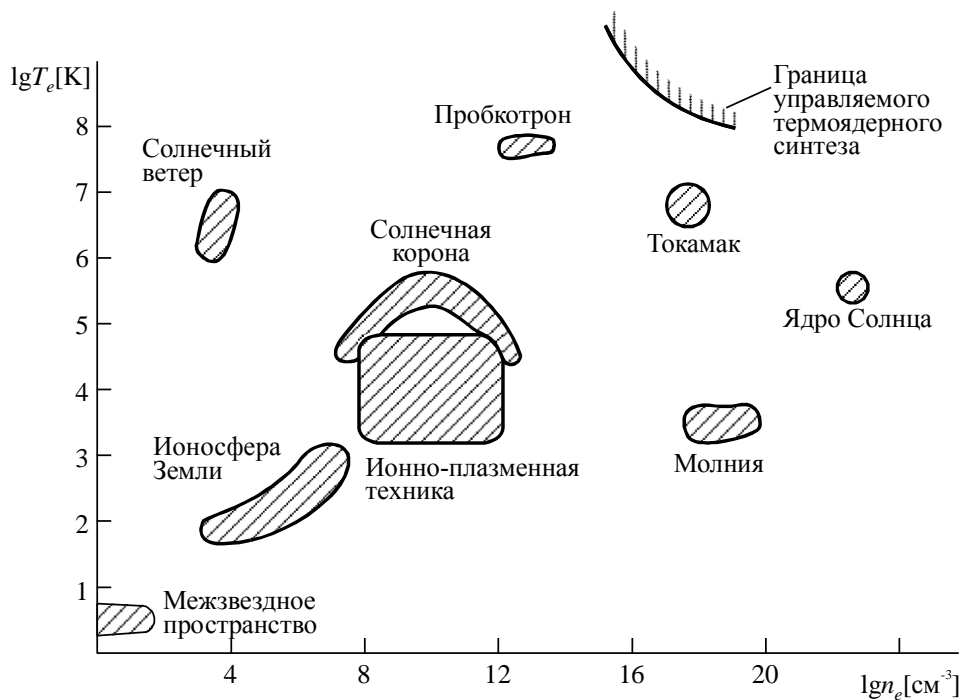


Рис. 14.5 – Концентрация и температура плазмы, характерные для некоторых природных и лабораторных объектов

Определим к настоящему моменту плазму как совокупность отрицательно заряженных электронов, положительно заряженных ионов и нейтральных атомов. Частицы в плазме непрерывно взаимодействуют между собой. При этом возможны взаимодействия между любыми группами частиц, а также взаимодействие частиц с окружающей средой (стенки разрядной камеры, кванты света от внешнего источника и т.д.). Процессы в плазме, в которых участвуют только две частицы, получили название элементарных (парных) взаимодействий. В плазме происходит множество различных видов элементарных взаимодействий (возбуждение, ионизация, кулоновское рассеяние и др.). Скорость протекания этих процессов и их влияние на параметры плазмы различны, при этом каждый элементарный процесс характеризуется своей вероятностью.

14.1 Передача энергии при парном взаимодействии

В общем случае различают упругие (без изменения внутренней энергии частиц) и неупругие (с изменением внутренней энергии) взаимодействия час-

тиц. Важным является вопрос о передаче энергии при взаимодействии двух частиц.

Упругое соударение (взаимодействие)

Рассмотрим случай (рис. 14.1), когда частица массой m , имеющая скорость v , сталкивается с неподвижной частицей массой M . После упругого взаимодействия частица массой m приобретает скорость v' под углом φ к начальному направлению движения (ось x), а частица массой M приобретает скорость V' , направленную под углом ε к оси x . Такое взаимодействие описывается законами сохранения импульса и энергии:

по оси x

$$mv = mv' \cos \varphi + MV' \cos \varepsilon, \quad (1.1)$$

по оси y

$$0 = mv' \sin \varphi - MV' \sin \varepsilon, \quad (1.2)$$

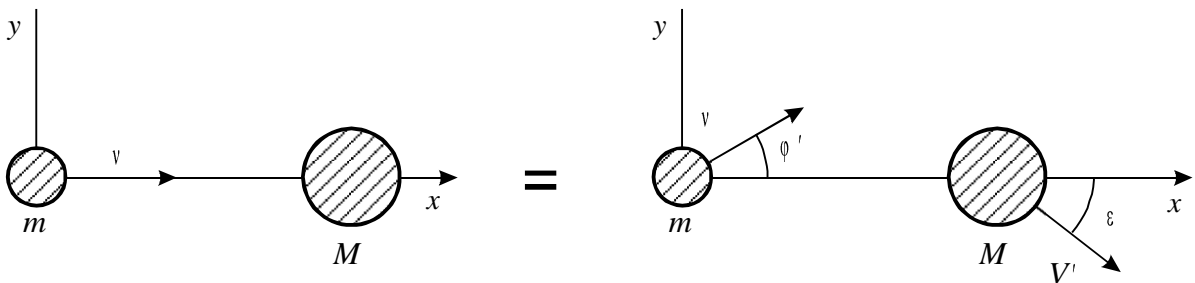


Рис. 14.1 – Упругое столкновение двух частиц

$$mv^2/2 = mv'^2/2 + MV'^2/2. \quad (1.3)$$

Возводя в квадрат уравнения (1.1) и (1.2), предварительно перенеся в левую часть $mv' \cos \varphi$ и $mv' \sin \varphi$, складывая эти уравнения почленно с учетом того, что $\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi = 1$ и $\sin^2 \varepsilon + \cos^2 \varepsilon = 1$, вычитая из полученного соотношения уравнение (1.3), предварительно умножив его левую и правую части на $2M$, получаем квадратное уравнение вида

$$(1 + M/m)v'^2 - 2v'v \cos \varphi + (1 - M/m)v^2 = 0. \quad (1.4)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$v' = \{2v \cos \varphi + [4v^2 \cos^2 \varphi + 4(1 - M^2/m^2)v^2]^{1/2}\} / [2(1 + M/m)], \quad (1.5)$$

или после несложных преобразований

$$v' = v[m/(M + m)][\cos \varphi + (M^2/m^2 - \sin^2 \varphi)^{1/2}]. \quad (1.6)$$

Ограничимся рассмотрением случая, когда $m \ll M$ (например, при взаимодействии легкого электрона с атомом или ионом). Тогда

$$v' = v[m/(M + m)][\cos \varphi + M/m], \quad (1.7)$$

$$\Delta v = v - v' = v[m/(m + M)](1 - \cos \varphi). \quad (1.8)$$

Поскольку $m \ll M$, то $\Delta v \ll v$ и $v + v' = 2v$. Умножая (1.8) на $v + v'$, и принимая во внимание, что кинетическая энергия частицы массой m до взаимодействия $E_k = mv^2/2$, определим изменение этой энергии ΔE следующим образом:

$$\Delta E = E_k[2m/(m + M)](1 - \cos \varphi). \quad (1.9)$$

Усредняя по всем возможным значениям угла φ , окончательно получаем

$$\langle \Delta E \rangle = E_k \frac{2m}{m + M} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 - \cos \varphi) d\varphi = E_k \frac{2m}{m + M}. \quad (1.10)$$

Из последнего соотношения следует, что при упругом взаимодействии легкой и тяжелой частицы передача кинетической энергии последней минимальна. Так, например, при столкновении электрона с атомом аргона ($m/M = 1/80000$) $\Delta E = =E_k/40000$. Таким образом, электрон при столкновении с атомом практически не передает ему никакой энергии, если это столкновение упругое.

Неупругое соударение

Ограничимся рассмотрением так называемого лобового столкновения, когда движение каждой из частиц происходит только вдоль оси x (рис. 14.2).

Для этого случая законы сохранения энергии и импульса запишутся в виде

$$mv^2/2 = mv'^2/2 + MV'^2/2 + \Delta E_{\text{вн}}, \quad (1.11)$$

$$mv = mv' + MV', \quad (1.12)$$

где $\Delta E_{\text{вн}}$ – изменение внутренней энергии частицы. Выражая из (1.12) V и подставляя его в (1.11), получаем для $\Delta E_{\text{вн}}$

$$\Delta E_{\text{вн}} = mv^2/2 - mv'^2/2 - (m^2/M)(v - v')^2/2. \quad (1.13)$$

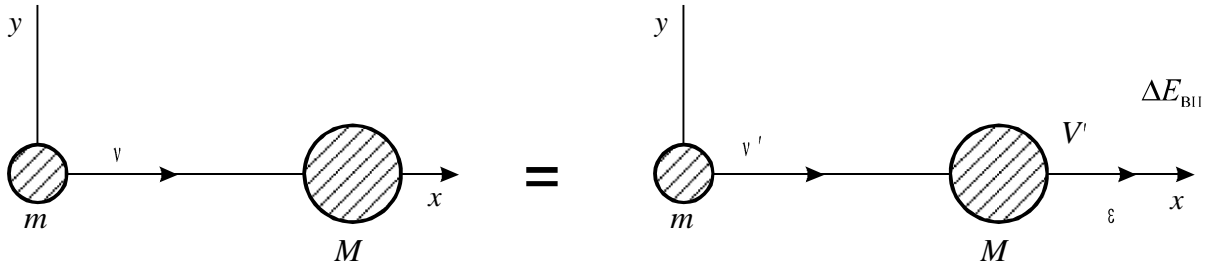


Рис. 1.2 – Неупругое соударение двух частиц.

Легко показать, что зависимость $\Delta E_{\text{вн}}$ от v' имеет максимум. Исследуя на максимум последнее соотношение, находим значение v'_{max} , при котором изменение внутренней энергии максимально

$$v'_{\text{max}} = vm/(M+m). \quad (1.14)$$

Подставляя (1.14) в (1.13), находим максимальное изменение внутренней энергии при неупругом взаимодействии

$$\Delta E_{\text{вн max}} = E_{\text{к}}M/(M + m). \quad (1.15)$$

Рассмотрим взаимодействие электрона с тяжелой частицей. Поскольку $m \ll M$, то, согласно (1.15), в случае неупругого соударения электрон может передать практически всю свою энергию. При взаимодействии частиц равных масс на изменение внутренней энергии расходуется не более половины начальной энергии частицы.

14.2 Эффективные сечения взаимодействия

Поскольку в плазме происходит большое количество различных типов взаимодействий, закономерен вопрос о важности учета того или иного процесса при данных условиях. Для этого следует ввести некоторый параметр, связанный с вероятностью совершения выбранного нами процесса. Таким параметром является эффективное сечение взаимодействия.

Предположим (рис. 1.3), что поток частиц (например, электронов) с плотностью N (число частиц на единицу площади за 1 с) проходит вблизи частицы

А (атома) и взаимодействует с ней. Под взаимодействием понимается любой возможный процесс (упругое рассеяние, ионизация, рекомбинация и др.).

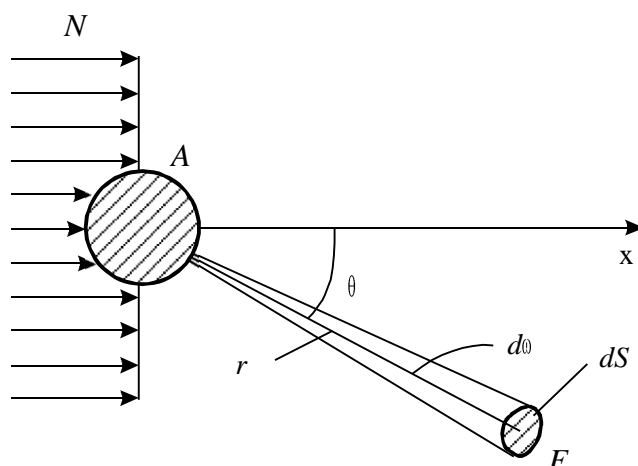


Рис. 1.3 – Схема, поясняющая понятие эффективного сечения взаимодействия

В результате этого взаимодействия частицы выбывают из потока (рассеиваются). При этом может произойти изменение внутренних состояний падающих частиц и частицы А. Для простоты будем считать, что внутреннее состояние изменяется только у частицы А.

Рассмотрим площадку dS (см. рис. 1.3), расположенную на расстоянии r от частицы А. Эту площадку располагаем перпендикулярно радиус-вектору \vec{r} , проведенному из центра частицы А. Угол отклонения радиус-вектора обозначим через θ . Тогда телесный угол $d\omega$, опирающийся на площадку dS , равен, по определению,

$$d\omega = dS/r^2 = \sin \theta \, d\theta d\varphi, \quad (1.16)$$

где φ – азимут точки F в полярной системе координат. Очевидно, что поток отклоненных частиц в единицу времени dv будет тем больше, чем больше поток падающих частиц N , чем больше телесный угол $d\omega$ и, кроме того, поток отклоненных частиц dv должен зависеть от некоторой вероятностной функции $\sigma(\theta, \varphi)$, учитывающий как характер (тип) взаимодействия, так и направление отклонения. Таким образом, для dv можно записать

$$dv = Nd\sigma(\theta, \varphi) = N\sigma(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta d\varphi. \quad (1.17)$$

Так как dv имеет размерность с^{-1} , а N , соответственно, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$, то величина $d\sigma(\theta, \varphi)$ должна иметь размерность площади – см^2 . Эта величина зависит от углов θ и φ , а также от характера процесса, который в общем виде можно характеризовать как переход частицы A из состояния i в состояние j (например, i означает состояние частицы как нейтрального атома, а j – как однозарядного положительного иона, тогда переход из i в j означает ионизацию атома). Величину $d\sigma_{ij}(\theta, \varphi)$ называют дифференциальным эффективным сечением перехода частицы A из состояния i в состояние j с отклонением падающей частицы в направлении, составляющем углы θ и φ по отношению к исходному. Если при взаимодействии состояние частицы A не меняется, то это означает, что взаимодействие носит упругий характер. Дифференциальное сечение для этого случая обозначают через $d\sigma_{ii}(\theta, \varphi)$. Размерность дифференциального эффективного сечения в единицах площади позволяет определить его физический смысл следующим образом: $d\sigma_{ij}(\theta, \varphi)$ – это часть сечения частицы A , при попадании в которое падающей частицы обязательно произойдет переход частицы A из состояния i в состояние j и падающая частица отклонится в телесный угол, определяемый направлением θ и φ . Следует также отметить, что $d\sigma_{ij}(\theta, \varphi)$ есть дифференциальное сечение рассеяния в единичный телесный угол.

Интегрируя $d\sigma_{ij}(\theta, \varphi)$ по всем возможным значениям угла φ от 0 до 2π , получаем дифференциальное эффективное сечение частицы A при отклонении падающей частицы в направлении θ

$$d\sigma_{ij}(\theta) = \int_0^{2\pi} d\sigma_{ij}(\theta, \varphi) = \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\sigma_{ij}(\theta, \varphi) d\varphi. \quad (1.18)$$

Физический смысл величины $d\sigma_{ij}(\theta)$, по аналогии с $d\sigma_{ij}(\theta, \varphi)$, – это часть сечения частицы A , при попадании в которое падающей частицы обязательно произойдет переход частицы A из состояния i в состояние j и падающая частица отклонится в пространство между двумя конусами с углами при основании θ и $\theta + d\theta$, то есть падающая частица отклонится в телесный угол, определяемый направлением θ под любым возможным значением угла φ .

Наконец, проинтегрировав $d\sigma_{ij}(\theta)$ по всем возможным значениям угла θ от 0 до 2π , получим полную величину дифференциального эффективного сечения перехода $i \rightarrow j$

$$\sigma_{ij} = \int_0^\pi d\sigma_{ij}(\theta) = \int_0^\pi \sigma_{ij}(\theta) \sin\theta d\theta. \quad (1.19)$$

Величина σ_{ij} – это сечение частицы А, при попадании в которое падающей частицы обязательно произойдет переход частицы А из состояния i в состояние j . В большинстве случаев направление отклонения падающей частицы не очень важно, поэтому наибольшее применение находит величина σ_{ij} . Эта величина отличается от газокинетического размера молекулы или атома. Чаще всего она намного меньше и, кроме того, зависит от многих факторов (например, полное дифференциальное эффективное сечение ионизации атомов электронным ударом зависит от энергии электронов).

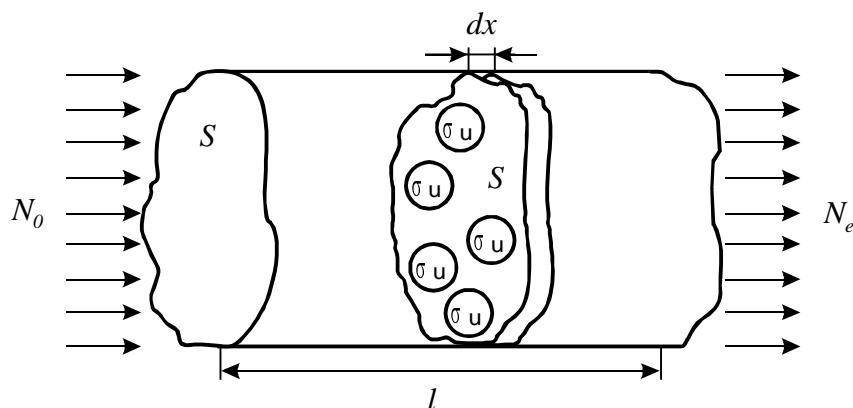


Рис. 1.4 – Схема, поясняющая физический смысл параметра Q_{ij}

Если концентрация частиц А в рассматриваемом объеме равна n , то величина $Q_{ij} = \sigma_{ij}n$ представляет собой полное сечение данного процесса. Определим физический смысл параметра Q_{ij} . Пусть в некотором объеме длиной l и сечением S находятся частицы А (рис. 1.4). Через этот объем проходят некоторые другие частицы (допустим для определенности, что это электроны), начальное количество которых N_0 . Нас интересует некоторый процесс взаимодействия электронов с частицами А (например, ионизация). Зададимся вопросом: если полное

дифференциальное сечение ионизации электронами частиц А есть величина σ_{ei} , то какое количество электронов пройдет данный объем, не принимая участия в ионизации?

Предположим, что, претерпев ионизационное соударение, электрон выбывает из потока. Выберем в рассматриваемом объеме бесконечно тонкий участок dx , удаленный от границы этого объёма на расстояние x . Этот участок настолько тонок, что частицы А не перекрывают друг друга. Пусть к этому участку доходят N_x электронов, не участвовавших в ионизации. Очевидно, что для этого случая вероятность ионизации равна отношению суммарных сечений частиц А, находящихся в объеме Sdx , к его поперечному сечению S , т.е.

$$Pdx = n\sigma_{ei}Sdx/S = Q_{ei}dx. \quad (1.20)$$

Тогда количество электронов, участвующих в ионизации на участке dx и, таким образом, теряющихся в этой области, равно

$$dN_x = -N_xQ_{ei}dx \quad \text{или} \quad dN_x/N_x = -Q_{ei}dx. \quad (1.21)$$

Для определения полного количества электронов, прошедших всю область без ионизации, необходимо проинтегрировать (1.21) по всей длине промежутка l

$$N_l = \int_0^l dN_x = N_0 \exp(-Q_{ei}l). \quad (1.22)$$

На основе понятия «средняя длина свободного пробега» введен аналогичный термин «средняя длина ионизации» λ_{ei} – расстояние, которое электрон проходит между двумя ионизациями. Очевидно, что на участке dx вероятность ионизации

$$Pdx = dx/\lambda_{ei}, \quad (1.23)$$

$$N_l = N_0 \exp(-l/\lambda_{ei}). \quad (1.24)$$

Сравнивая (1.22) и (1.24), получаем

$$Q_{ei} = 1/\lambda_{ei}. \quad (1.25)$$

Таким образом, полное сечение некоторого процесса обратно пропорционально длине пробега для данного процесса и означает количество событий

(ионизации, возбуждения и т.д.), совершаемых падающей частицей на единице своего пути.

14.3 Кулоновские столкновения. Формула Резерфорда

Упругие взаимодействия в плазме – это, прежде всего, взаимодействия между заряженными частицами, происходящие по закону Кулона. Поэтому их называют кулоновскими взаимодействиями. Эти взаимодействия играют важную роль в плазменных процессах. Кроме них, в низкотемпературной слабоионизованной плазме следует учитывать упругие рассеяния заряженных частиц на нейтральных атомах и молекулах, так же как и столкновения нейтральных частиц между собой.

Рассмотрим более подробно кулоновские взаимодействия. Для этого предварительно рассмотрим взаимодействие двух частиц в системе центра масс или центра инерции. По аналогии с процессами, описанными в разд. 1.2, упругое столкновение двух частиц, соответственно, массами m_1 и m_2 и начальными скоростями v_1 и v_2 описывается законами сохранения импульса и энергии

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2} + \Delta E_{\text{пот}}, \quad (1.26)$$

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v_1' + m_2 v_2', \quad (1.27)$$

где $\Delta E_{\text{пот}}$ – изменение потенциальной энергии системы. Дальнейшее рассмотрение удобно вести, переходя к системе координат, связанной с центром инерции взаимодействующих частиц. Известно, что координата центра инерции, выраженная через радиус-вектор, связана с координатами каждой из частиц r_1 и r_2 соотношением

$$r = (m_1 r_1 + m_2 r_2) / (m_1 + m_2). \quad (1.28)$$

Скорость движения центра инерции можно найти, дифференцируя (1.28) по времени:

$$v_{\text{ц}} = (m_1 v_1 + m_2 v_2) / (m_1 + m_2). \quad (1.29)$$

В системе отсчета, в которой 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

$$m_1 v_{10} = -m_2 v_{20}, \quad v_{10} = -v_{20} m_2 / m_1. \quad (1.30)$$

Относительная скорость частиц v_0 не зависит от системы отсчета и равна

$$v_0 = v_1 - v_2 = v_{10} - v_{20}. \quad (1.31)$$

Легко показать, что связь между скоростью частиц в лабораторной (обычной) системе координат и в системе центра инерции имеет следующий вид:

$$v_1 = v_{\text{ц}} + v_{10} = v_{\text{ц}} + v_0 m_2 / (m_1 + m_2), \quad (1.32)$$

$$v_2 = v_{\text{ц}} + v_{20} = v_{\text{ц}} + v_0 m_1 / (m_1 + m_2). \quad (1.33)$$

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

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{(m_1 + m_2) v_{\text{ц}}^2}{2} + \frac{\mu v_0^2}{2}, \quad (1.34)$$

где $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ – приведенная масса системы. После взаимодействия, согласно закону сохранения энергии

$$\frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2} + \Delta E_{\text{пот}} = \frac{(m_1 + m_2) v_{\text{ц}}^2}{2} + \frac{\mu v_0'^2}{2} + \Delta E_{\text{пот}}. \quad (1.35)$$

Сравнение (1.34) и (1.35), с учетом (1.26) дает

$$\mu v_0^2 / 2 = \mu v_0'^2 / 2 + \Delta E_{\text{пот}}. \quad (1.36)$$

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. Для этого воспользуемся системой координат, связанной с центром инерции. В этом случае столкновение заряженных частиц (например, двух электронов) выглядит как рассеяние частицы с приведенной массой μ на неподвижном сило-

вом центре. Считая действующие силы центральными, обозначим потенциальную энергию взаимодействия на расстоянии r от рассеивающего центра через $U(r)$. В качестве граничного условия примем $U(\infty) = 0$. Если прицельное расстояние равно b , а относительная скорость движения v_0 , то в полярных координатах (рис. 1.5) закон сохранения энергии движения имеет вид:

$$\mu v_0^2/2 = \mu(dr/dt)^2/2 + \mu r^2(d\phi/dt)^2/2 + U(r) = W = \text{const.} \quad (1.37)$$

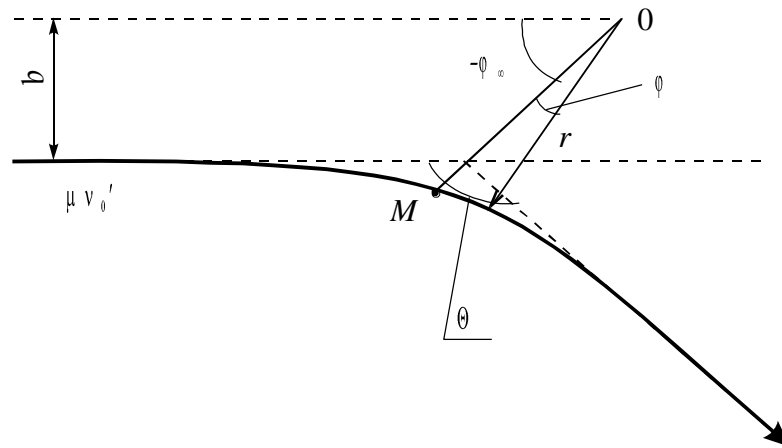


Рис. 1.5 – Отклонение движущейся частицы неподвижным центром

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

$$\mu r^2(d\phi/dt) = \mu r_0 b = I = \text{const.} \quad (1.38)$$

Для записи уравнения траектории воспользуемся простой подстановкой

$$d\phi/dt = (d\phi/dt)/(dr/dt). \quad (1.39)$$

Умножив левую и правую части (1.37) на $2/\mu(d\phi/dt)^2$, с учетом (1.38) последовательно получаем

$$\begin{aligned} [2/\mu(d\phi/dt)^2][W - U(r)] &= [\mu(dr/dt)^2/2 + \mu r^2(d\phi/dt)^2/2] [2/\mu(d\phi/dt)^2] \Rightarrow \\ [2/\mu^2(d\phi/dt)^2][W - U(r)] &= (dr/dt)^2/(d\phi/dt)^2 + r^2 \Rightarrow \\ (dr/dt)^2/(d\phi/dt)^2 &= I^2/[2\mu(W - U(r)) - I^2/r^2] \Rightarrow \end{aligned}$$

$$\varphi = \int_{r_0}^r \frac{I/r^2}{\sqrt{2\mu[W - U(r)] - I^2/r^2}} dr. \quad (1.40)$$

Очевидно, что бесконечно удаленным точкам траектории соответствует значение угла φ_∞

$$\varphi_\infty = \int_{r_0}^{\infty} \frac{I/r^2}{\sqrt{2\mu[W - U(r)] - I^2/r^2}} dr. \quad (1.41)$$

Тогда, исходя из рис. 1.5, можно найти угол отклонения θ от первоначального направления движения

$$\theta/2 = \pi/2 - \varphi_\infty = \pi/2 - \int_{r_0}^{\infty} \frac{I/r^2}{\sqrt{2\mu[W - U(r)] - I^2/r^2}} dr. \quad (1.42)$$

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

$$U(r) = ke^2/r, \quad (1.43)$$

где $k = 1/(4\pi\epsilon_0)$. Воспользуемся подстановкой $z = I/r$. Тогда

$dz = -Idr/r^2$, $z^2 = (I/r)^2$, $z_0 = I/r_0$, $z_r = I/r$ и (1.40) принимает вид

$$\varphi = - \int_{z_0}^{z_r} \frac{dz}{\sqrt{c - hz - z^2}}, \quad (h \text{ и } c - \text{константы}). \quad (1.44)$$

Интегрируя последнее соотношение в пределах от Z_0 до z_r и имея в виду, что, согласно начальным условиям, нижний предел интегрирования равен нулю, получаем для угла φ

$$\varphi = \arccos \frac{I/r + \mu ke^2/I}{\sqrt{(\mu ke^2/I)^2 + 2\mu W}} = \arccos \frac{1 + I^2/(\mu ke^2 r)}{\sqrt{1 + 2WI^2/(\mu k^2 e^4)}}. \quad (1.45)$$

$$\cos \varphi = \frac{1 + I^2/(\mu ke^2 r)}{\sqrt{1 + 2WI^2/(\mu k^2 e^4)}}. \quad (1.46)$$

При $r \rightarrow \infty$ $I^2/ \mu ke^2 r \rightarrow 0$ и, следовательно,

$$\varphi_\infty = \arccos \frac{1}{\sqrt{1 + 2WI^2/(\mu k^2 e^4)}}. \quad (1.47)$$

Исходя из связи φ_∞ и θ ,

$$\theta/2 = \pi/2 - \arccos \frac{1}{\sqrt{1 + 2WI^2/(\mu k^2 e^4)}}. \quad (1.48)$$

Подставляя из (1.38) значение I , после несложных тригонометрических преобразований приходим к известному соотношению Резерфорда, связывающему прицельный параметр b и угол отклонения от первоначального направления θ

$$b = \frac{ke^2}{\mu v_0^2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}. \quad (1.49)$$

Из рис. 1.6 следует (см. также разд. 1.2), что дифференциальное эффективное сечение кулоновского рассеяния в направлении θ определится из (1.49) следующим образом:

$$2\pi b db = 2\pi \sigma_{ee}(\theta) \sin \theta d\theta, \quad (1.50)$$

$$\sigma_{ee}(\theta) = \frac{k^2 e^4}{4\mu^2 v_0^4} \operatorname{cosec}^4 \frac{\theta}{2}, \quad (1.51)$$

$$d\sigma_{ee}(\theta) = \sigma_{ee}(\theta) d\omega = \pi k^2 e^4 \cos(\theta/2) d\theta / (\mu^2 v_0^4) \sin^3(\theta/2)? \quad (1.52)$$

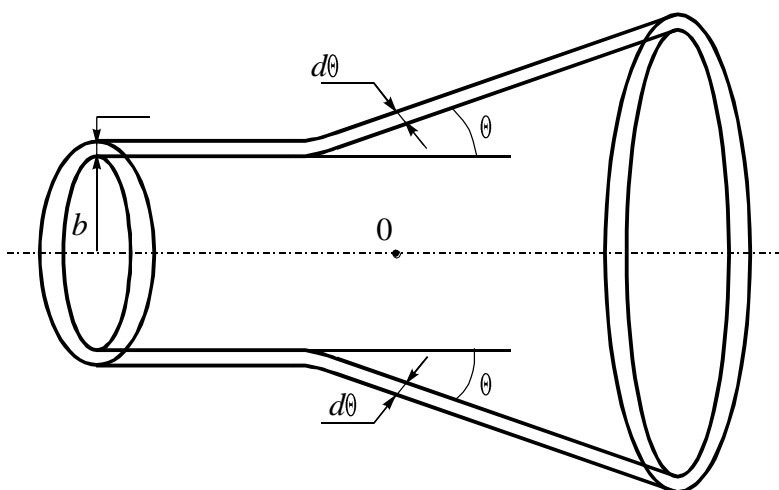


Рис. 1.6 – К определению эффективного сечения кулоновского рассеяния в направлении θ

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

14.4 Неупругие столкновения в плазме

Общее эффективное сечение соударения электрона

Прежде чем перейти к рассмотрению неупругих процессов, выделим понятие общего эффективного сечения, под которым понимается суммарное сечение всех возможных процессов. Пусть, например, при столкновении электрона с нейтральным атомом могут иметь место возбуждение, ионизация, образование отрицательного иона и др. или электрон просто упруго отразится от атома. Если каждое из элементарных взаимодействий характеризуется некоторым эффективным дифференциальным сечением σ_k , то общее эффективное сечение столкновения электрона с атомом определится как

$$\sigma = \sum \sigma_k. \quad (1.53)$$

В сущности, σ определяет вероятность прохождения электроном некоторой области (ускоряющий промежуток вакуумного прибора, газовую или плазменную среду) без каких-либо столкновений. Аналогично может быть определено понятие общего эффективного сечения для иона или нейтрального атома.

На рис. 1.7 приведены зависимости общего эффективного сечения столкновения электрона с инертными газами. Очевидно, что при энергии электрона ниже порога возбуждения, столкновения носят только упругий характер. При больших энергиях общее эффективное сечение включает в себя также процессы возбуждения и ионизации атомов, однако эффективное сечение упругих соударений составляет заметную часть общего сечения вплоть до энергии электронов в несколько сотен электронвольт.

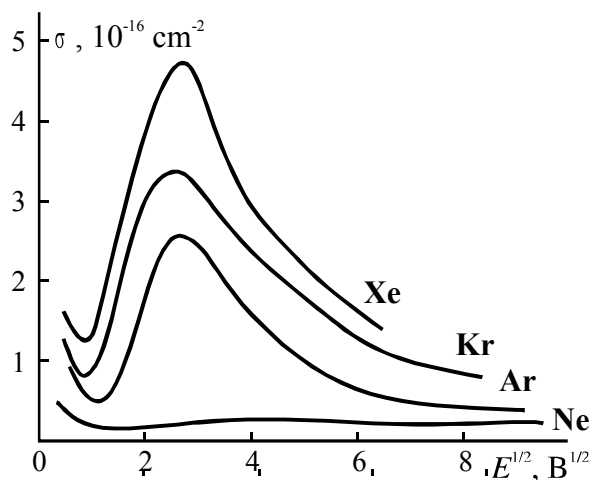


Рис. 1.7 – Общее эффективное сечение взаимодействия электрона с инертными газами

Из рисунка видно существование минимума σ при энергии электрона порядка 1 эВ. Это обусловлено так называемым эффектом Рамзауэра и связано с дифракцией электронных волн в потенциальном поле атома. Отметим, что наибольшая величина общего сечения наблюдается у атомов металлов щелочной группы и связано это с наличием у таких атомов одного слабо связанного электрона на внешней оболочке.

В зависимости от знака изменения энергии электрона различают неупругие соударения первого и второго рода. В первом случае электрон отдает свою энергию на увеличение внутренней энергии атома, во втором – кинетическая энергия электрона возрастает за счет внутренней энергии атома.

Возбуждение атомов электронным ударом

Под процессом возбуждения понимается такое взаимодействие, при котором один или несколько электронов атома в результате поглощения энергии переходят 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, а следовательно, и его сечение для этого процесса отличается 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 также 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.

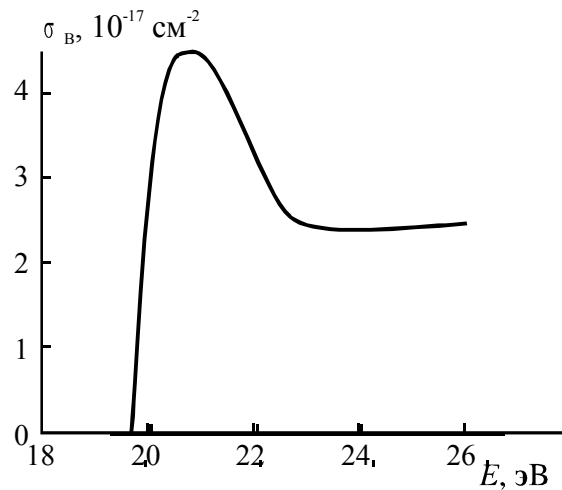


Рис. 1.8 – Зависимость эффективного сечения возбуждения от энергии электроном

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 рис. 1.8 приведена кривая возбуждения уровня $2P^3$ атома гелия при его столкновении с электроном. 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 σ_{BM} . Величину сечения возбуждения σ_B для любого другого значения энергии электрона U можно найти приближенно с помощью эмпирической формулы Фабриканта

$$\sigma_B(U) = 2,72\sigma_{BM}(U - U_B)/(U_M - U_B)\exp[1 - (U - U_B)/(U_M - U_B)]. \quad (1.54)$$

Значения постоянных для некоторых элементов приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Атом	Переход	U_B , эВ	U_M , эВ	$\sigma_{BM} \cdot 10^{22} \text{ м}^2$
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 этой таблицы видно, что наибольшим сечением возбуждения обладают атомы щелочных металлов.

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 (рис. 1.9). Это обусловлено тем, что, как показывают расчеты, максимальная вероятность ионизации имеет место, когда скорости ионизирующего и орбитального электрона сравниваются.

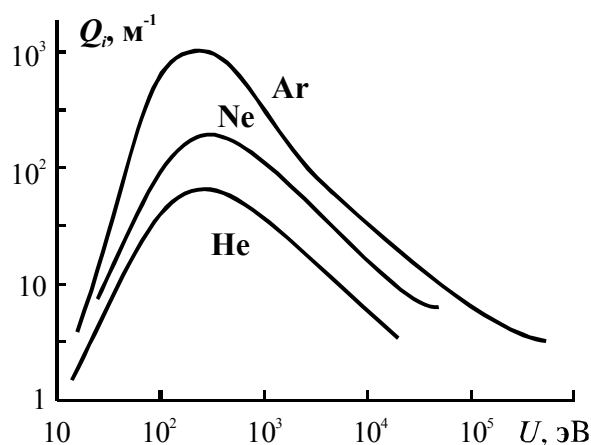


Рис. 1.9 – Полное сечение ионизации электронами для некоторых газов

Это соответствует наибольшему времени взаимодействия. Зависимость эффективного сечения однократной ионизации от энергии ионизирующих электронов U аппроксимируется хорошо известной формулой Моргулиса

$$\sigma_i(U) = \alpha(U - U_i) \exp[-(U - U_i)/\beta], \quad (1.55)$$

где U_i – потенциал ионизации (минимальная энергия, при которой электрон способен ионизовать атом), α и β – параметры, зависящие от рода газа. При энергиях электронов, меньших $3U_i$, справедлива линейная аппроксимация сечения ионизации

$$\sigma_i(U) = \alpha_i(U - U_i). \quad (1.56)$$

Значения параметров однократной ионизации для различных газов сведены в табл. 1.2 (σ_{iM} – максимальное сечение ионизации и U_M – соответствующая ему энергия электронов).

Таблица 1.2

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

Если электрон движется со скоростью v , то при своем движении он будет производить в единицу времени число ионизаций ν_i , определяемое как (см. также разд. 1.2)

$$\nu_i = v/\lambda_i = vQ_i = v\sigma_i n_0, \quad (1.57)$$

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 как

$$z_i = n_e \nu_i = n_e n_0 v \sigma_i. \quad (1.58)$$

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

$$z_i = n_e n_0 \int_0^{\infty} v \sigma_i(U) f(U) dU. \quad (1.59)$$

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

$$f(U)dU = 2\pi(nkT_e)^{-3/2} U^{1/2} \exp(-U/kT_e) dU. \quad (1.60)$$

Ограничиваясь линейной аппроксимацией сечения ионизации, подставляя (1.56), (1.60) в (1.59) и производя затем операцию интегрирования по всем возможным значениям энергии, получаем

$$z_i = n_e n_0 (8kT_e/\pi m)^{1/2} \sigma_i(U_i + 2kT_e) \exp(-U/kT_e). \quad (1.61)$$

Наряду с ионизацией при единичном столкновении возможна ионизация в результате двух соударений, первое из которых приводит 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 при ионизации 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. Так, 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 Ne^+ , Ne^{++} , Ne^{+++} $\sigma_{\text{им}} = 8,5 \cdot 10^{-21}$, $6 \cdot 10^{-22}$ и $3 \cdot 10^{-23} \text{ м}^2$ соответственно. Кроме существенного снижения сечения многократной ионизации, следует также учи-

тывать увеличение пороговой энергии, необходимой для отрыва электронов с нижележащих энергетических уровней. Первые четыре потенциала ионизации (эВ) некоторых элементов представлены в табл. 1.3.

Таблица 1.3

Элемент	1 ⁺	2 ⁺	3 ⁺	4 ⁺
C	11,3	24,4	47,9	64,5
Ne	21,5	40,9	63,46	97,12
Na	5,1	47,3	71,6	99,0
Al	6,0	18,8	28,45	120
Ar	15,7	27,63	40,9	59,8
Fe	7,9	16,2	30,6	54,8
Ba	5,2	10,1	35,2	47,0
Xe	12,1	21,0	31,0	45
U	6,2	11,9	20	37

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. Как следует из разд. 1.1, 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 её 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 достигается 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.

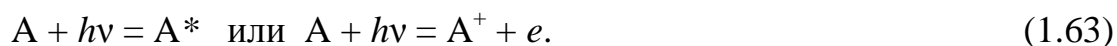
Следует отметить, что во многих типах ионно-плазменных приборов ионизация молекул газа положительными ионами играет второстепенную роль. Ионизация при столкновении нейтральных молекул (термическая ионизация) играет заметную роль только в дуговых разрядах высокого давления при высокой температуре (например, при дуговой сварке). При комнатной температуре средняя энергия молекул газа составляет сотые доли электронвольта, что намного ниже порога ионизации. Теория термической ионизации была разработана индийским физиком Саха. Формула Саха, по которой вычисляется доля ионизированных молекул газа α при его температуре T и давлении p , имеет следующий вид:

$$\alpha^2/(\alpha^2 - 1) = 2,4 \cdot 10^{-4} (T^{5/2}/p) \exp(-11600U_i/T). \quad (1.62)$$

Здесь потенциал ионизации U_i выражен в электронвольтах, p – в мм. рт. ст., T – в К. Из этого соотношения следует, что при температуре 10^4 К значение α 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.

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 увеличением 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 (рис. 1.10).

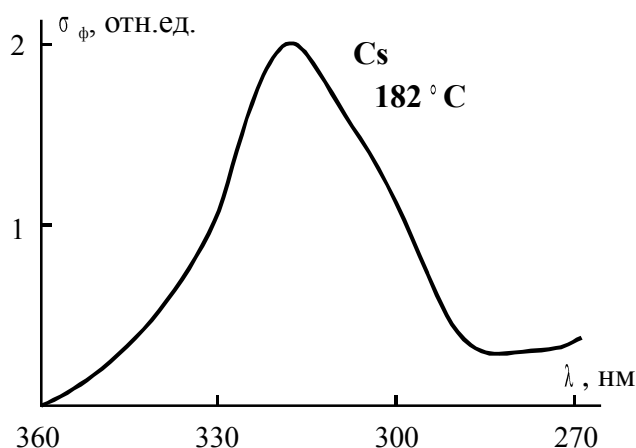


Рис. 1.10 – Зависимость эффективного сечения ионизации паров цезия от длины волны падающего света

Такой характер зависимости связан с конкуренцией процессов возбуждения на различные энергетические уровни. Для процесса фотоионизации критическую длину волны можно найти из соотношения:

$$\lambda_{\text{кр}} = 1234/U_i. \quad (1.64)$$

Здесь U_i выражается в электронвольтах, а $\lambda_{\text{кр}}$ – 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 равна 318 нм.

14.5 Неупругие процессы второго рода

Перезарядка

Под перезарядкой понимается процесс столкновения иона с атомом, при котором ион A_B^+ присоединяет к себе один из электронов атома, превращаясь в быстрый нейтральный атом A_B^0 , тогда как 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:

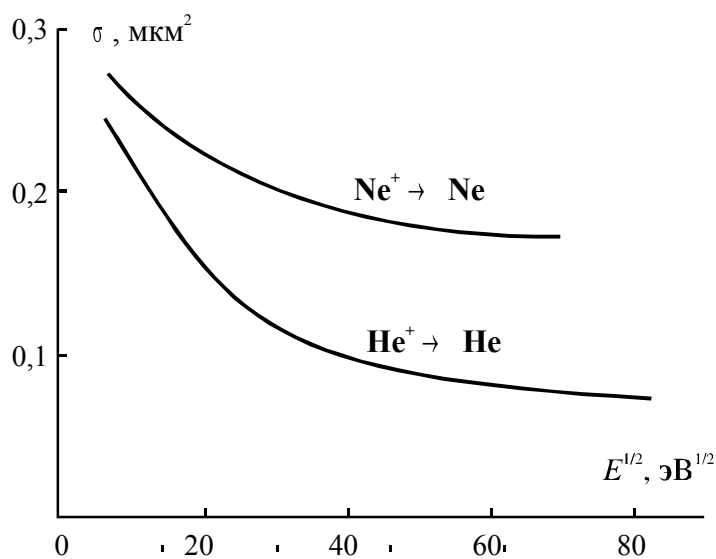
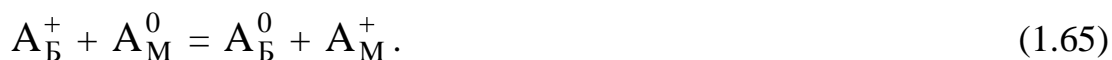


Рис. 1.11 – Эффективное сечение перезарядки в зависимости от энергии ионов

В практически интересных случаях скорость взаимодействия частиц меньше скорости вращения орбитального электрона, поэтому такое взаимодействие считается медленным. На рис. 1.11 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 с увеличением энергии уменьшается по следующему эмпирическому закону:

$$\sigma_{\text{п}} = \sigma_0[1 + a \ln(U_0/U)]. \quad (1.66)$$

Значения σ_0 и a для некоторых веществ сведены в табл. 1.4.

Таблица 1.4

Элемент	H	He	C	N	O	Ne	Ar	Kr	Xe	Cs	Au	Hg	Pb	Bi
$\sigma_0 \cdot 10^{19}$,	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 равной

$$\sigma_{\text{п}} = 5 \cdot 10^{-17} / U_i, \quad (1.67)$$

где U_i – потенциал ионизации в электрон-вольтах.

Нерезонансная перезарядка. Сечение нерезонансной перезарядки на порядок ниже по сравнению с сечением резонансной перезарядки. Поэтому она не играет заметной роли в плазме и во многих случаях может не учитываться.

Образование отрицательных ионов

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 табл. 1.5 приведены значения энергии сродства для некоторых элементов.

Таблица 1.5

Элемент	Энергия сродства,	Элемент	Энергия сродства,
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 равно $\sigma_{-} = 10^{-24}$ см². Примерный вид зависимости σ_{-} от энергии электрона представлен на рис. 1.12.

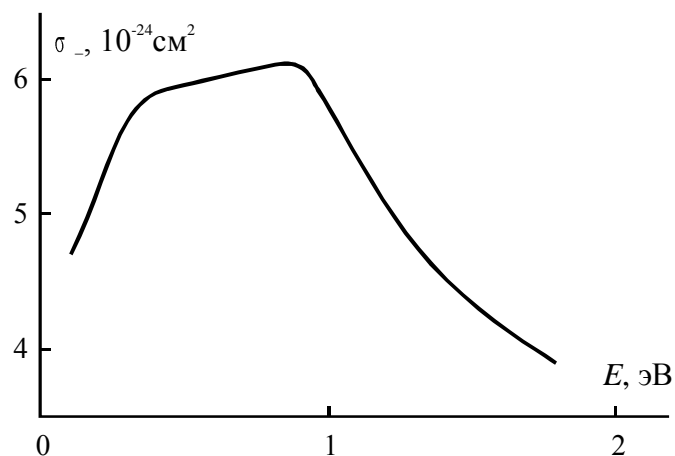


Рис. 1.12 – Зависимость эффективного сечения радиационного захвата электрона атомом от энергии электрона

2. Захват электрона атомом при тройном столкновении:



В этом случае 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 концентрации электронов в плазме n_e больше, чем 10^{18} 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} см^{-3} (давлении 50 Па) такой 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 АВ после ее столкновения с электроном:



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

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 и для этого случая уравнение для скорости рекомбинации имеет вид

$$dn/dt = -\alpha n_e n_i. \quad (1.72)$$

Здесь n_e и n_i – концентрация ионов и электронов, α – коэффициент рекомбинации. Поскольку в плазме выполняется условие квазинейтральности $n_e = n_i$, уравнение (1.72) сводится к виду

$$dn/dt = -\alpha n^2, \quad (1.73)$$

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

$$n = n_0 / (1 + \alpha n_0 t). \quad (1.74)$$

Если t достаточно велико, то зависимость приобретает гиперболический характер:

$$n = 1/(\alpha t). \quad (1.75)$$

Основные виды электронно-ионной рекомбинации в объеме.

1. Радиационная рекомбинация:



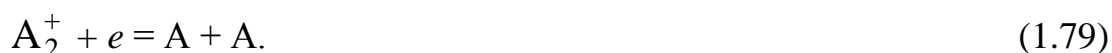
Для этого случая коэффициент $\alpha = 10^{-5} - 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}$. В обычном газовом разряде роль этой рекомбинации мала, однако в сильно разреженной среде верхних слоев атмосферы именно она определяет процесс рекомбинации.

2. Рекомбинация в присутствии третьей частицы:



Для этого вида рекомбинации необходимо, чтобы электрон непосредственно перед захватом ионом столкнулся с третьей частицей и отдал ей всю свою энергию. Постоянная рекомбинации для этого случая равна $\alpha = 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$.

3. Диссоциативная рекомбинация:



Такой вид объемной рекомбинации имеет место в молекулярных газах, и $\alpha = 1-10^{-2} \text{ м}^3/\text{с}$.

Следует также отметить возможность 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 этим процессом можно пренебречь.

14.6 Движение заряженных частиц в газе и плазме

Хаотическое движение ионов и электронов

Низкотемпературную плазму, представляющую собой ионизированную газовую среду, 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

$$dn_{\alpha}(v_{\alpha}) = 4\pi n_{\alpha} (m_{\alpha}/2\pi kT_{\alpha})^{3/2} v_{\alpha}^2 \exp(-m_{\alpha} v_{\alpha}^2 / 2kT_{\alpha}) dv_{\alpha}. \quad (1.80)$$

Здесь m_{α} , T_{α} и n_{α} – масса, температура и концентрация соответствующего компонента. В плазме, генерируемой в разряде низкого давления, температура электронов составляет в энергетических единицах несколько электронвольт и приблизительно на порядок выше температуры ионов, которая, в свою очередь, выше температуры нейтрального компонента плазмы.

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 (рис. 1.13). Такой характер движения, который можно определить как направленное движение в условиях многократных столкновений, получил название «дрейф». Рассмотрим простейшую теорию дрейфового движения.

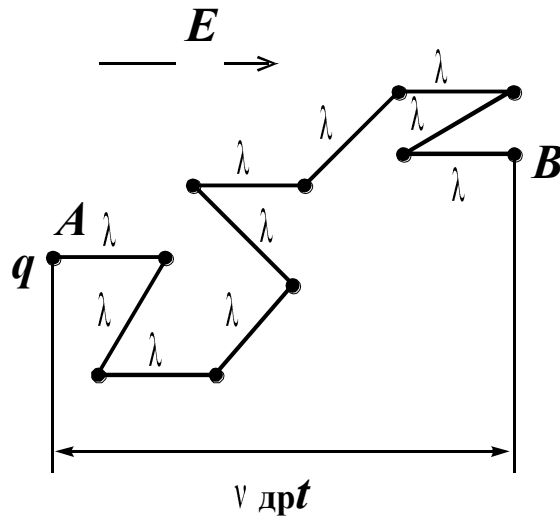


Рис. 1.13 – К понятию дрейфовой скорости

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

$$m_{\alpha} dv_{др}/dt = eE - m_{\alpha} v_{др} \chi, \quad (1.81)$$

где χ – 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, $dv_{др}/dt = 0$, поэтому

$$eE = m_{\alpha} v_{др} \chi. \quad (1.82)$$

Величину χ можно выразить через тепловую скорость и среднюю длину свободного пробега частицы в газе:

$$\chi = v/\lambda_{\alpha}. \quad (1.83)$$

Тогда

$$v_{др} = (e\lambda_{\alpha}/m_{\alpha}v)E. \quad (1.84)$$

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

$$v_{др} = b_{\alpha} E. \quad (1.85)$$

Коэффициент пропорциональности b_{α} называют подвижностью заряженной частицы. Следует отметить, что более точный расчет при $E/p < 0,01$ В/(см·Торр) дает перед (1.84) 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

$$\Delta W = \delta W, \quad (1.86)$$

где $W = m_e v^2/2$ – среднее значение кинетической энергии хаотического (с тепловой скоростью) движения электрона, а $\delta \ll 1$, то в установившемся режиме движения должно соблюдаться равенство

$$eE = k\delta W, \quad (1.87)$$

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:

$$S = v/v_{др}. \quad (1.88)$$

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

$$k = S/\lambda = v/(v_{др}\lambda), \quad (1.89)$$

или, учитывая (1.84), получаем

$$k = m_e v^2 / (e\lambda^2 E). \quad (1.90)$$

Подставляя (1.90) в (1.87) и заменяя среднеквадратичную тепловую скорость на среднюю арифметическую скорость, после несложных преобразований получаем

$$v = 1,15 \sqrt{e \lambda E / (m_e \delta^{1/2})}. \quad (1.91)$$

Используя соотношение $\lambda = \lambda_0/p$, где p – давление газа, λ_0 – постоянная, равная средней длине пробега при единичном давлении, приходим к соотношению, показывающему, что в присутствии электрического поля тепловая скорость является функцией отношения E/p . Подставляя последнее соотношение в (1.84) и сравнивая полученное выражение с (1.85), находим выражение для подвижности электронов

$$b_e = 0,88 \sqrt{e \lambda_0 \delta^{1/2} / (E m_e p)}. \quad (1.92)$$

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 ион теряет значительную часть своей энергии и импульса. В предположении слабого электрического поля теория дает для подвижности ионов следующее выражение:

$$b_i = \zeta (e \lambda_{i0} / m_i v_i p)^{1/2} (1 + M_i / M)^{1/2}, \quad (1.93)$$

где ζ – множитель порядка единицы, M_i и M – массы иона и молекулы газа соответственно, v_i – тепловая скорость иона, λ_{i0} – средняя длина пробега ионов при единичном давлении.

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

Направленное движение заряженных частиц под действием градиента концентрации (диффузия)

Диффузия электронов и ионов в той или иной степени проявляется во всех видах разрядов в газах. Следует отметить, что в чистом виде диффузия заряженных частиц проявляется крайне редко, поскольку небольшое разделение заряженных частиц приводит сразу же к появлению электрического поля, а следовательно, и к дрейфу. Из курса общей физики известно, что диффузионный поток – число частиц, проходящих через единичную площадку за 1 с, – равен

$$N = -Ddn/dx, \quad (1.94)$$

где dn/dx – градиент концентрации, D – коэффициент диффузии. В кинетической теории газов доказывается, что

$$D = \lambda v/3. \quad (1.95)$$

Диффузию электронов и ионов можно рассматривать по одним и тем же законам. Следовательно,

$$D_e = \lambda_e v_e/3, \quad (1.96)$$

$$D_i = \lambda_i v_i/3. \quad (1.97)$$

Обычно $D_e = 10^6 - 10^9$ см²/с, $D_i = (2 - 4) \cdot 10^2$ см²/с.

Диффузия частиц одного знака заряда

Как уже отмечалось, при диффузии заряженные частицы создают электрическое поле. Поэтому для заряженных частиц диффузия сопровождается дрейфом.

Рассмотрим газ, состоящий из заряженных частиц одного знака, например ионов с зарядом q , и находящийся в объеме, ограниченном непроводящими стенками. Парциальное давление ионов

$$p_i = n_i k T_i. \quad (1.98)$$

Предположим, что в отсутствие электрического поля концентрация ионов везде одинакова. Приложение поля вызывает дрейф ионов и создает по направлению x градиент концентрации dn_i/dx , а следовательно, и градиент давления dp_i/dx , обеспечивающий движение ионов в противоположном направлении. Выделим в газе слой ионов толщиной dx (рис. 1.14).

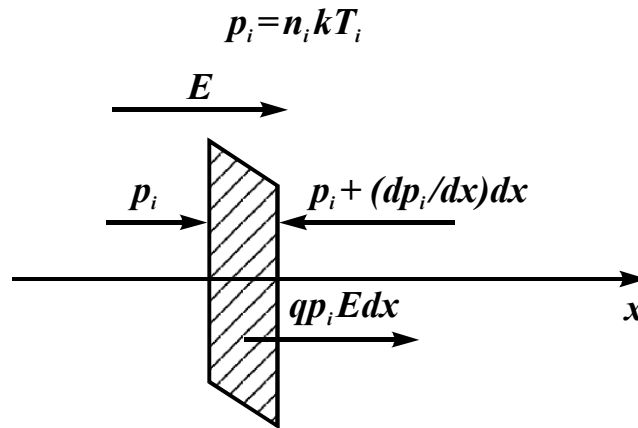


Рис. 1.14 – К выводу формулы Эйнштейна

Условие стационарности выполняется, когда электрическая сила уравновешивается избыточным давлением

$$p_i + qn_i E dx = p_i + (dp_i/dx)dx. \quad (1.99)$$

Принимая во внимание, что

$$dp_i/dx = (dn_i/dx)kT_i, \quad (1.100)$$

получим

$$qn_i E = (dn_i/dx)kT_i. \quad (1.101)$$

Следовательно,

$$dn_i/dx = (qE/kT_i)dx = - (q/kT_i)dU(x). \quad (1.102)?$$

Если при $x = 0$ $n_i = n_{i0}$, то

$$n_i = n_{i0} \exp [-qU(x)/kT_i], \quad (1.103)$$

т.е. распределение ионов подчиняется закону Больцмана. Полный ионный ток сложится из дрейфовой и диффузионной составляющих. Если стенки непроводящие, то ток равен нулю. С учетом (1.101) при $j = 0$ получаем

$$dn_i/dx = n_i q E / (k T_i), \quad (1.104)$$

$$j = q n_i b_i E - q D_i dn_i/dx = 0 \Rightarrow \quad (1.105)$$

$$q n_i b_i E = q D_i n_i q E / (k T_i) \Rightarrow \quad (1.106)$$

$$D_i / b_i = k T_i / q. \quad (1.107)$$

Формула (1.107) получила название соотношения Эйнштейна, и оно справедливо для любых носителей тока, подчиняющихся классической статистике. Соответственно для однозарядных ионов и электронов

$$D_i / b_i = k T_i / e, \quad (1.108)$$

$$D_e / b_e = k T_e / e. \quad (1.109)$$

Амбиполярная (двуполярная) диффузия

В ионизированной среде с примерно равной концентрацией ионов и электронов существование градиента концентрации приводит к так называемой амбиполярной диффузии, для которой характерно движение положительно и отрицательно заряженных частиц в одном направлении. Представим себе, что газ ионизируется от некоторого источника (например, в результате фотоионизации). Поскольку при ионизации образуется ион-электронная пара, то, очевидно, число ионов и электронов, рождающихся в единицу времени, одинаково. Электроны, благодаря своей более высокой подвижности, покидают область ионизации гораздо быстрее, чем ионы. Возникающая при этом область нескомпенсированного положительного заряда создает поле, ускоряющее ионы и тормозящее электроны. В равновесном случае скорости потоков ионов и электронов выравниваются, и частицы обеих знаков движутся в одном направлении. Таким образом, движение заряженных частиц может быть представлено как дрейфовое и диффузионное движение, причем если для ионов дрейфовая и диффузи-

онная скорости совпадают по направлению, то для электронов они направлены друг против друга. Исходя из вышесказанного, для плотности электронного и ионного токов можно записать

$$|j_e| = -en_e b_e |E| + eD_e |dn_e/dx|, \quad (1.110)$$

$$|j_i| = en_i b_i |E| + eD_i |dn_i/dx|. \quad (1.111)$$

Учитывая, что $|j_e| = |j_i|$ и, как будет показано далее, в плазме $n_e \approx n_i = n$, для напряженности поля E получаем

$$|E| = \left| \frac{e(D_e - D_i) dn}{(b_e + b_i)n dx} \right|. \quad (1.112)$$

Подставляя (1.112) в (1.110), после несложных преобразований имеем

$$|j_e| = \frac{dn}{dx} \frac{e(b_i D_e + b_e D_i)}{b_e + b_i}. \quad (1.113)$$

Сравнивая последнее соотношение с уравнением диффузионного потока (1.94), выражение для плотности электронного или ионного тока можно представить в следующем виде:

$$|j_e| = eD_a dn/dx, \quad (1.114)$$

$$|j_i| = eD_a dn/dx, \quad (1.115)$$

где

$$D_a = (b_i D_e + b_e D_i)/(b_e + b_i). \quad (1.116)$$

Таким образом, сложное диффузионно-дрейфовое движение электронов и ионов можно свести к простой диффузии, полагая в качестве коэффициента диффузии величину D_a . Именно поэтому такой характер движения получил название амбиполярной диффузии.

Учитывая, что $b_e \gg b_i$, с учетом соотношений Эйнштейна (1.108) и (1.109) получаем

$$D_a = b_i k(T_e + T_i)/e. \quad (1.117)$$

Для разряда низкого давления $T_e \gg T_i$, поэтому

$$D_a = b_i k T_e / e. \quad (1.118)$$

Сравнение D_a с D_e и D_i дает

$$D_i < D_a < D_e. \quad (1.119)$$

15 ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ

До настоящего времени мы определяли плазму как некоторую ионизированную среду, содержащую ионы, электроны и нейтральные атомы. Очевидно, что данное определение плазмы не является достаточно конкретным. Не всякая ионизированная среда может рассматриваться как плазма. Зададимся вопросом: при каких условиях совокупность заряженных частиц может считаться плазменным образованием?

Прежде всего, плазма содержит большое количество заряженных частиц, где трудно подсчитать точное их количество. Эта совокупность заряженных частиц обладает определенными свойствами, которые не сводятся к свойствам каждой из частиц, а присущи только их совокупности (ансамблю).

Обычный газ, состоящий из отдельных молекул, оказывает, например, на стенки сосуда давление, которое является результатом соударения его молекул. Давление газа на стенки так же, как, например, теплопроводность, свойственно только совокупности молекул и не может быть сведено к действию каждой молекулы в отдельности. При учете таких свойств газа совершенно не принимаются во внимание процессы взаимодействия каждой пары частиц. Газ представляет собой единое целое. Аналогичными свойствами, специфичными для ансамбля заряженных частиц, должно обладать и плазменное образование. Можно предположить существование заметной электропроводности, взаимодействие с электромагнитным полем, особое поведение в магнитном поле, эмиссию заряженных частиц и другие свойства, отличающие плазму от других сред.

Таким образом, под плазмой следует понимать совокупность заряженных частиц, обладающих определенными свойствами, характерными только для

этой совокупности в целом. Описанию свойств плазмы и посвящен этот раздел настоящего пособия.

15.1 Количественное определение плазмы

Рассмотрим некоторую среду, содержащую ионы и электроны. Допустим, что в каждой точке пространства концентрации ионов и электронов приблизительно одинаковы. Равенство концентраций, или квазинейтральность, является основным свойством плазмы, которое в дальнейшем изложении будет обсуждаться подробно. Выберем в качестве точки отсчета положительно заряженный ион, который в плазме окружен заряженными частицами обоих знаков. Этот ион, обладая зарядом, создает вокруг себя поле, притягивающее электроны и отталкивающее ионы. В предположении о больцмановском распределении концентрации заряженных частиц в силовом поле иона, количество ионов и электронов в единице объема в поле выбранного нами иона определится из следующих соотношений (рассматривается сферически симметричное приближение, когда в трехмерном пространстве, определяемом полярной системой координат, все параметры системы зависят только от радиуса и не зависят от направлений θ и φ):

$$n_i = n_0 \exp[-eU(r)/kT_i], \quad (2.1)$$

$$n_e = n_0 \exp[-eU(r)/kT_e], \quad (2.2)$$

где n_0 – концентрация заряженных частиц в области, не возмущенной полем выбранного нами иона; T_i и T_e – температуры ионов и электронов соответственно; $U(r)$ – радиальное распределение потенциала электрического поля в окрестности выбранного иона.

Для определения вида зависимости $U(r)$ воспользуемся уравнением Пуассона для сферически симметричного случая

$$d^2U(r)/dr^2 + (2/r)dU(r)/dr = e(n_i - n_e)/\epsilon_0. \quad (2.3)$$

Решение уравнения будем искать в области, близкой к иону, когда $eU(r) \ll kT_i$ и $eU(r) \ll kT_e$. Разлагая экспоненты (2.1) и (2.2) в ряд по малому пара-

метру и ограничиваясь первыми двумя членами разложения $\exp(x) = 1 + x$, $\exp(-x) = 1 - x$, получаем

$$d^2U(r)/dr^2 + (2/r)dU(r)/dr = (e^2n/k\varepsilon_0)(1/T_e + 1/T_i)U(r). \quad (2.4)$$

Решение последнего уравнения можно представить в виде

$$U(r) = \varphi(r)/r. \quad (2.5)$$

Подстановка (2.5) в (2.4) дает

$$\frac{d^2\varphi(r)}{dr^2} - \frac{\varphi(r)}{r_d^2} = 0, \quad (2.6)$$

где

$$r_d = \sqrt{\frac{k\varepsilon_0 T_e T_i}{e^2 n T_e + T_i}}. \quad (2.7)$$

Решение уравнения (2.6) имеет вид

$$\varphi(r) = A \exp(-r/r_d) + B \exp(r/r_d). \quad (2.8)$$

Очевидно, второе слагаемое не имеет физического смысла и тогда

$$\varphi(r) = (A/r) \exp(-r/r_d). \quad (2.9)$$

Как видно из этого соотношения, в результате экранировки иона другими заряженными частицами потенциал его поля спадает по мере удаления гораздо сильнее, чем в случае одиночного заряда в вакууме (рис. 2.1), где, согласно законам электростатики, $U(r) = C/r$. Расстояние r_d получило название радиуса Дебая. Полагают, что при $r > r_d$ поля каждого из зарядов в плазме спадают до пренебрежимо малого значения. На расстояниях, больших радиуса Дебая, полями каждой из частиц, а следовательно, и взаимодействиями между ними можно пренебречь и ионизированную среду можно рассматривать как некоторую однородную систему, которая обладает только присущими ей свойствами и в которой не проявляются свойства отдельных компонентов этой среды.

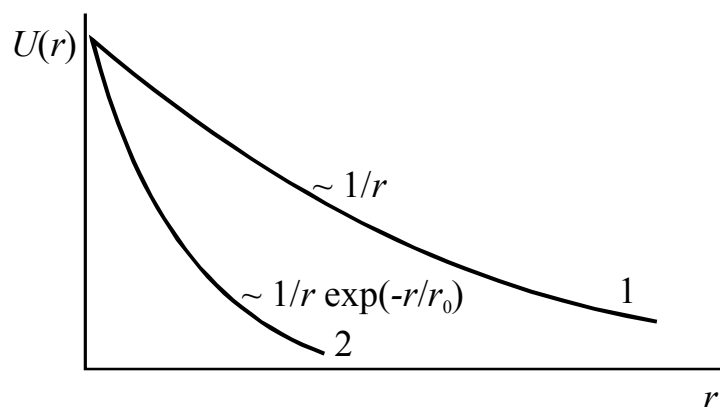


Рис. 2.1 – Распределение потенциала поля заряда иона
в вакууме (1) и плазме (2)

Таким образом, плазма – это 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.

В случае $T_e \gg T_i$ выражение для определения радиуса Дебая сводится к виду

$$r_d = [(k\epsilon_0/e^2n)T_i]^{1/2}. \quad (2.10)$$

Из этого выражения следует, что величина r_d определяется наиболее медленным компонентом в плазме. По аналогии с (2.10) вводится понятие радиуса Дебая для электронов в плазме

$$r_{де} = [(k\epsilon_0/e^2n)T_e]^{1/2}, \text{ или в единицах СГ } r_{де} = 69,02(T_e/n)^{1/2}, \quad (2.11)$$

которое часто используется в расчетах для определения степени экранирования электродов, помещенных в плазму. Для обычных параметров плазмы в разряде низкого давления ($T_e = 10^5$ К, $n = 10^{10}$ см⁻³) $r_{де} = 0,2$ мм.

Свойства плазмы во многом определяются числом частиц, находящихся в дебаевской сфере

$$N_d = (4/3)\pi n r_d^3. \quad (2.12)$$

Для характеристики плазмы вводят параметр идеальности плазмы

$$q = (nr_d^3)^{-1}. \quad (2.13)$$

Если $q \ll 1$, то плазма считается идеальной, поскольку для этого случая отношение средней тепловой энергии много больше средней энергии взаимодействия.

15.2 Квазинейтральность плазмы

При определении величины радиуса Дебая мы предположили, 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, например, что концентрация заряженных частиц одного знака отличается от концентрации частиц другого знака на 0,1%. При обычной для разряда низкого давления концентрации плазмы порядка 10^{10} см^{-3} плотность нескомпенсированного заряда при такой степени раскомпенсации должна составить величину 10^7 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

$$d^2U(x)/dx^2 = e(n_i - n_e)/\epsilon_0. \quad (2.14)$$

Решение уравнения для характерного размера плазменного образования 10 см дает величину напряженности поля на краю порядка 10^4 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 друг с другом, 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. Однако 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 нарушении в каждой точке в результате колебаний заряженных частиц.

Не вызывает сомнения предположение, что величина смещения электронов или ионов по порядку величины совпадает со значением радиуса Дебая. Каковы же 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)

$$dE/dx = -en/\epsilon_0, \tag{2.15}$$

$$mdv/dt = -eE, \tag{2.16}$$

$$d\rho/dt + dj/dx = 0, \quad (2.17)$$

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

$$j = -en_0v, \quad (2.18)$$

где n_0 – концентрация невозмущенной плазмы, v – скорость электронов, система уравнений (2.15) – (2.17) переписывается в виде

$$dE/dx = -en/\epsilon_0, \quad (2.15)$$

$$dv/dt = -eE/m, \quad (2.16)$$

$$dn/dt + n_0dv/dx = 0. \quad (2.17)$$

Продифференцировав по x второе уравнение и подставив в него значение dE/dx из первого, получаем

$$d^2v/dt dx = e^2n/\epsilon_0m. \quad (2.22)$$

Проведя дифференцирование третьего уравнения по t и воспользовавшись результатом для $d^2v/dt dx$ из (2.22), окончательно получаем для избыточной концентрации электронов n

$$d^2n/dt^2 + n(e^2n_0/\epsilon_0m) = 0. \quad (2.23)$$

Уравнение (2.23) представляет собой уравнение гармонических колебаний с частотой

$$\omega_{pe} = (e^2n_0/\epsilon_0m)^{1/2}, \text{ или в СИ } \omega_{pe} = 56,4n_0^{1/2}. \quad (2.24)$$

Величина ω_{pe} получила название плазменной (ленгмюровской) частоты собственных колебаний электрона в плазме. Для обычных параметров плазмы в разряде низкого давления ($n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$) $\omega_{pe} = 5,64 \cdot 10^9$ рад/с.

Аналогичным образом можно получить и выражение для частоты колебаний ионов с зарядностью z

$$\omega_{pi} = (z^2e^2n_0/\epsilon_0M_i)^{1/2}. \quad (2.25)$$

Из-за существенно большей массы иона его частота собственных колебаний приблизительно на два-три порядка величины 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.

15.3 Упругие столкновения в плазме. Кулоновский логарифм

Как было показано в разд. 1.3, при кулоновском рассеянии прицельный параметр b связан с отклонением частицы от первоначального положения θ следующим соотношением:

$$b = (ke^2/\mu v_0^2) \operatorname{ctg} \theta/2, \quad (2.26)$$

где $k = (4\pi\epsilon_0)^{-1}$, μ и v_0 – приведенная масса и относительная скорость электрона, соответственно. Для сокращения записи удобно в дальнейшем пользоваться понятием радиуса сильного взаимодействия, определив его из следующего соотношения:

$$r_s = ke^2/(\mu v_0^2). \quad (2.27)$$

Сравнивая (2.27) и (2.26), получаем

$$b = r_s \operatorname{ctg}(\theta/2). \quad (2.28)$$

Из последнего выражения следует, что, когда $b = r_s$, угол отклонения $\theta = \pi/2$. Используя понятие радиуса сильного взаимодействия, можно легко определить дифференциальное эффективное сечение кулоновского взаимодействия, обуславливающее отклонение частицы на угол более $\pi/2$ от первоначального направления движения:

$$\sigma_{\theta \geq \pi/2} = \pi r_s^2. \quad (2.29)$$

Полученный результат 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 соотношением (2.29).

Для доказательства этого 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 (рис. 2.2).

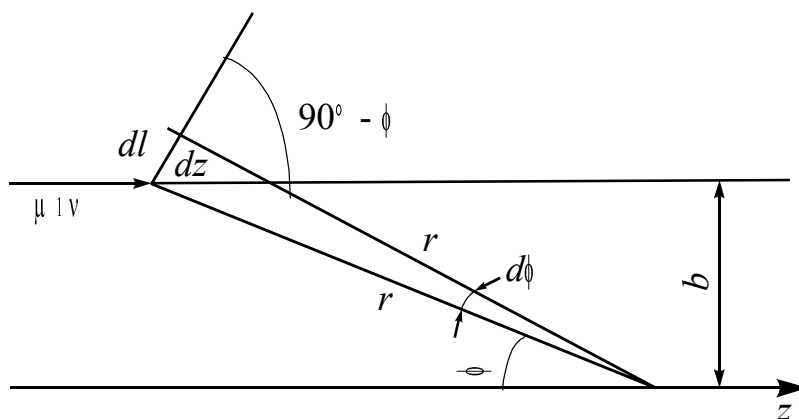


Рис. 2.2 – Схема взаимодействия заряженных частиц при больших прицельных параметрах

Определим в этих условиях поперечную составляющую импульса, получаемого частицей, если она проходит на расстоянии b от центра рассеяния. Если сила, действующая на частицу в направлении, нормальном к ее траектории, равна F_{\perp} , то полная величина изменения поперечной составляющей импульса за время взаимодействия t равна

$$\Delta p_{\perp} = \int_0^{\infty} F_{\perp} dt. \quad (2.30)$$

Сила кулоновского взаимодействия на расстоянии r

$$F_r = ke^2/r^2. \quad (2.31)$$

Отсюда величина F_{\perp} может быть найдена, согласно рис. 2.2, как

$$F_{\perp} = F_r \sin \varphi = (ke^2/r^2) \sin \varphi. \quad (2.32)$$

В соответствии с рис. 2.2 можно также записать следующие соотношения:

$$r = b/\sin \varphi, \quad (2.33)$$

$$dz = dl/\sin \varphi = rd\varphi/\sin \varphi = bd\varphi/\sin^2 \varphi. \quad (2.34)$$

Используя представление величины dz в виде $dt = dz/v_0$ и учитывая (2.34), получаем

$$dt = bd\varphi/(v_0 \sin^2\varphi). \quad (2.35)$$

Подставляя в (2.30) выражения для dt и F_{\perp} , определим величину поперечного импульса, получаемого частицей в результате одного далекого взаимодействия

$$\Delta p_{\perp} = \frac{ke^2}{bv_0} \int_0^{\pi} \sin \varphi d\varphi = \frac{2ke^2}{bv_0}. \quad (2.36)$$

Используя полученные выражения, найдем среднеквадратичное значение импульса на пути длиной z в плазме с концентрацией рассеивающих центров n . Очевидно, что число рассеивающих центров dn в цилиндрическом слое толщиной db и длиной z (при среднем радиусе цилиндра b) определится как

$$dn = 2n\pi z b db. \quad (2.37)$$

Среднеквадратичное значение изменения импульса в результате взаимодействия электрона с этими рассеивающими центрами равно

$$d(\Delta p_{\perp})^2 = (\Delta p_{\perp})^2 dn = 2(ke^4/v_0^2)nz db/b. \quad (2.38)$$

Чтобы найти полное значение среднеквадратического изменения импульса (2.38), следует проинтегрировать (что?) по всем возможным значениям b , причем в качестве минимального предела следует взять r_s , а в качестве максимального – радиус Дебая, то есть расстояния, на котором еще возможны кулоновские взаимодействия в плазме

$$(\Delta p_{\perp})^2 = \int_{r_s}^{r_d} d(\Delta p_{\perp})^2 = \frac{2ke^4}{v_0^2} nz \ln(r_d/r_s). \quad (2.39)$$

В качестве длины свободного пробега λ_{ee} для этого взаимодействия примем значение, при котором среднеквадратичное изменение импульса равно квадрату первоначального импульса

$$(\Delta p_{\perp})^2 = p^2 = (\mu v_0)^2. \quad (2.40)$$

Тогда

$$(\mu v_0)^2 = 2(ke^4/v_0^2)n\lambda_{ei} \ln(r_d/r_s). \quad (2.41)$$

Используя известные нам соотношения $Q_{ee} = \lambda_{ee}^{-1}$, $\lambda_{ee}^{-1} = n\sigma_{ee}$, $\sigma_{ee} = (n\lambda)^{-1}$, найдем дифференциальное эффективное сечение рассеяния за счет совокупности малых отклонений

$$\sigma_{ee} = 2(ke^4/\mu^2 v_0^4) \ln(r_d/r_s) = 8\pi r_s^2 \ln(r_d/r_s). \quad (2.42)$$

Величину $\Lambda = \ln(r_d/r_s)$ называют кулоновским логарифмом. Обычно для плазмы газового разряда $\Lambda = 10 - 15$. Отсюда

$$\sigma_{ee} = (80 - 120)\pi r_s^2. \quad (2.43)$$

Как видно, величина, определяемая последним соотношением, намного больше, чем сечение однократного сильного кулоновского рассеяния. Расчет для электронов со средней энергией 5 эВ дает величину $\sigma_{ee} = 3,6 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2$.

15.4 Классификация плазмы

Характеристики плазмы и ее свойства полностью определяются ее параметрами, к которым относятся концентрация плазмы n , температуры электронов и ионов T_e и T_i , а также потенциал плазмы относительно катодного или анодного электродов разрядной системы. Можно отметить и ряд других параметров, производных от концентрации и температуры – радиус Дебая r_d , плазменная частота ω_p , параметр идеальности q и другие.

Как уже отмечалось, плазма делится на идеальную ($q \ll 1$) и неидеальную ($q \gg 1$).

В плазме могут быть и нейтральные частицы. Степень ионизации плазмы α есть отношение концентрации заряженных частиц n_e к исходной концентрации нейтральных частиц n_0

$$\alpha = n_e/n_0. \quad (2.44)$$

Различают сильно и слабоионизованную плазму. В сильноионизованной плазме частота столкновений электрона с ионами или электронами ν_{ee} превышает частоту столкновений электрона с нейтральными атомами ν_{e0} . Условной

границей между этими двумя плазменными образованиями можно считать равенство частот столкновений

$$v_{ee} = v_{e0}. \quad (2.45)$$

Выражая частоты столкновений через концентрации плазмы и нейтральных атомов, скорость электронов и сечения процессов, получаем

$$v_e \sigma_{ee} n_i = v_e \sigma_{e0} n_0 \quad (2.46)$$

или

$$n_i/n_0 = \sigma_{e0}/\sigma_{ee}. \quad (2.47)$$

Используя характерные значения для $\sigma_{e0} = 10^{-19} \text{ м}^2$ и $\sigma_{ee} = 3,6 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2$ (см. предыдущий раздел), граничное значение $\alpha = n_e/n_0 = 2,8 \cdot 10^{-2}$. Полученный результат показывает, что переход к сильноионизованному состоянию происходит при концентрации ионизованного компонента газа порядка нескольких процентов от концентрации нейтральных атомов. Отсюда следует, что уже при небольшой степени ионизации газа его свойства как среды в значительной степени определяются ионизованным компонентом.

Плазма также условно делится на высокотемпературную и низкотемпературную. Условием высокотемпературной плазмы является превышение средней энергии электрона энергии ионизации атома U_i

$$kT_e > U_i. \quad (2.48)$$

Если $T_e = T_i$, то плазма считается изотермической, если $T_e > T_i$ – плазма неравновесная, неизотермическая. Изотермическая плазма характерна для разрядов высокого давления, неизотермическая – для разрядов низкого давления.

15.5 Электропроводность плазмы

Плотность электрического тока в плазме определяется дрейфовыми скоростями электронов и ионов

$$j = j_e + j_i = en(v_e + v_i), \quad (2.49)$$

которые, в свою очередь, могут быть выражены через соответствующие подвижности и напряженность электрического поля

$$v_e = b_e E \quad \text{и} \quad v_i = b_i E. \quad (2.50)$$

Поскольку обычно $b_e \gg b_i$, то в (2.49) можно ограничиться первым членом и с учетом (1.82)

$$j \approx j_e = enb_e E = (e^2 n / m \chi_{ea}) E. \quad (2.51)$$

Здесь χ_{ea} – суммарная частота столкновений с ос различными центрами рассеяния. Сравнивая последнее выражение с законом Ома в дифференциальной форме $j = \sigma E$, получаем для электропроводности плазмы

$$\sigma_{\Pi} = e^2 n / \chi_{ea}. \quad (2.52)$$

Более точный расчет дает в зависимости от соотношения между частотами столкновений электрона с ионами χ_{ei} и частотой столкновения электрона с нейтральными частицами χ_{e0} поправочный коэффициент, равный $K = 1,5$ при $\chi_{ei}/\chi_{e0} \approx 1$ и возрастающий примерно в 2 раза при $\chi_{ei}/\chi_{e0} \approx 10$. При обычных для разряда низкого давления параметрах плазмы ($n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$) проводимость плазмы сравнима с проводимостью металлов. Так, например, электрическое сопротивление плазменного столба диаметром 1 см в тлеющем разряде не превышает долей Ома на 1 см длины.

Электрическая проводимость полностью ионизованной плазмы со средней зарядностью ионов Z (спицеровская проводимость) определяется из следующего соотношения:

$$\sigma_{\Pi} = \gamma_{ee}(Z) \sigma_{\text{лоренц}}, \quad (2.53)$$

где $\sigma_{\text{лоренц}} = 2,634 \cdot 10^{-2} T_e / (Z \ln \Lambda)$ (все параметры в СИ) – проводимость идеальной лоренцовой плазмы, $\gamma_{ee}(Z)$ – поправочный коэффициент, зависящий от средней зарядности Z . Численные значения $\gamma_{ee}(Z)$ даны в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Средняя зарядность Z	1	2	4	16	∞
$\gamma_{ee}(Z)$	0,582	0,683	0,785	0,923	1,000

15.6 Диэлектрическая проницаемость плазмы

В плазме ионы и электроны, особенно более подвижные электроны, могут направленно смещаться от своих положений равновесия даже под действием небольших электрических полей. В результате этого в плазме возникают электрические поля, ослабляющие внешнее поле. В сущности, плазма должна обладать диэлектрическими свойствами. Из теории диэлектриков известно, что при воздействии электрического поля возникают электрические моменты, которые характеризуются некоторым параметром, называемым поляризацией единицы объема p . Поляризация p связана с диэлектрической проницаемостью среды ε и напряженностью электрического поля E следующим соотношением:

$$p = \varepsilon_0(\varepsilon - 1)E. \quad (2.54)$$

Плотность электрического тока в плазме с учетом поляризации запишется, как известно, в виде

$$j = \sigma E + dp/dt. \quad (2.55)$$

Если на плазму накладывать постоянное электрическое поле, то влияние поляризации будет сказываться только в течение времени переходного процесса от одного установившегося состояния к другому. Действительно, пусть на электроды К и А, ограничивающие плазму, подается разность потенциалов U .

Предположим, что в первый момент времени разность потенциалов U распределится равномерно по межэлектродному промежутку d . Следовательно, в плазме появится однородное электрическое поле $E = U/d$ (рис. 2.3, а).

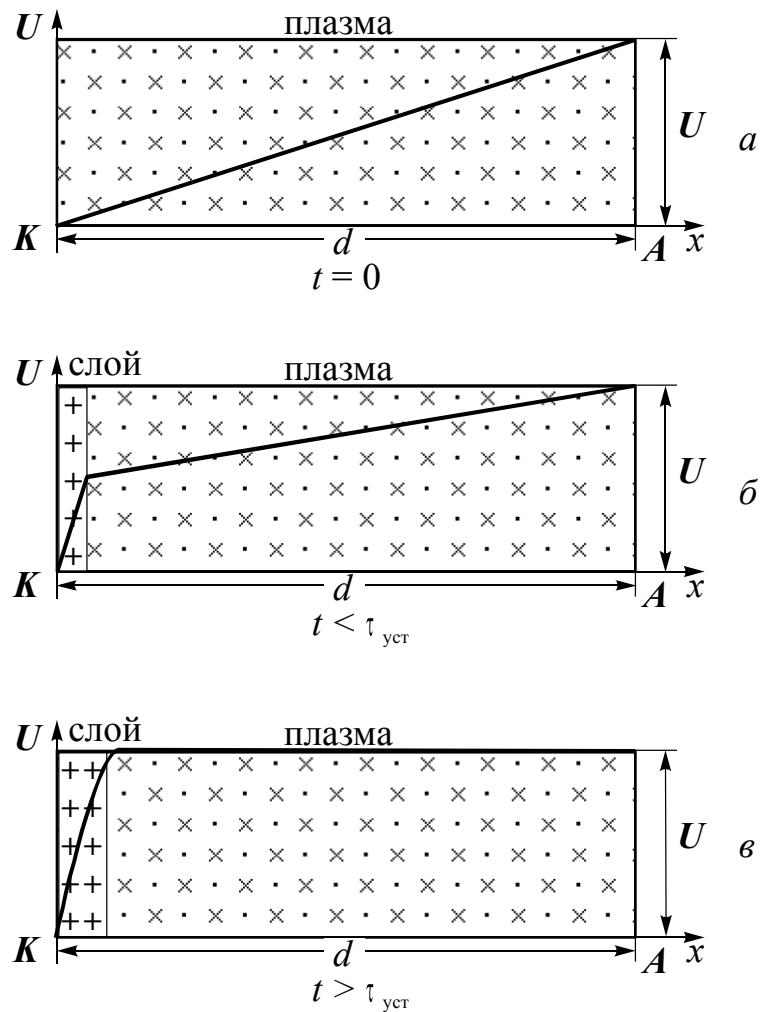


Рис. 2.3 – Воздействие на плазму
постоянного электрического поля

Под действием этого поля электроны, как наиболее быстрые частицы, начинают движение в направлении электрода A . Поскольку все электроны плазмы начинают движение одновременно, вблизи электрода K оголяется прилегающий к нему слой положительного заряда ионов, которые за такой короткий промежуток времени остаются практически неподвижными.

На слое нескомпенсированного положительного заряда падает некоторая часть приложенной разности потенциалов. Таким образом, по мере движения электронов и расширения ионного слоя происходит перераспределение разности потенциалов между плазмой и слоем. При этом напряженность электрического поля в плазме уменьшается, а разность потенциалов на слое растет (рис. 2.3, б). Наконец, вся приложенная разность потенциалов сосредотачивается в

сравнительно узком ионном слое, а напряженность поля в плазме становится нулевой (рис. 2.3, в). На этой фазе переходный процесс не завершается, поскольку далее происходит перераспределение концентрации ионов в слое, вызванное их движением. Однако это уже не влияет на распределение потенциала в плазме. Таким образом, в установившемся состоянии электрического поля в плазме нет (иначе говоря, электрическое поле в плазму не проникает). При воздействии электрического поля плазма отделяется от него слоем пространственного заряда, на котором и локализуется все приложенное напряжение. Здесь следует также заметить, что хотя электрического поля в плазме нет, плазменное образование в целом имеет потенциал, отличный от потенциала одного или даже всех электродов разрядной системы.

Если же плазма оказывается в зоне действия переменного электрического поля, то непрерывно перемещающиеся заряды будут создавать в плазме поле, направленное в противоположном внешнему полю направлении. В этом случае можно считать, что плазма обладает некоторой величиной диэлектрической проницаемости. Рассчитаем величину диэлектрической проницаемости плазмы.

Пусть напряженность поля E изменяется по гармоническому закону

$$E = E_0 \exp(i\omega t). \quad (2.56)$$

Тогда, согласно (2.55), наряду с активной составляющей, плотность тока будет также включать в себя и реактивную часть, обусловленную поляризацией

$$j = \sigma E + i\omega \epsilon_0 (\epsilon_n - 1) E. \quad (2.57)$$

В этом случае известное соотношение для плотности тока в плазме запишется в виде

$$j = j_e + ij_e = en(v_{e1} + iv_{e2}), \quad (2.58)$$

где v_{e1} и v_{e2} – составляющие скорости дрейфа электрона. Сравнивая (2.58) и (2.57), получим для реактивной составляющей дрейфовой скорости

$$v_{e2} = \omega \epsilon_0 (\epsilon - 1) E / (en). \quad (2.59)$$

Отсюда можно найти диэлектрическую проницаемость плазмы

$$\omega_n = 1 + env_{e2} / (\omega \epsilon_0 E). \quad (2.60)$$

Для нахождения v_{e2} воспользуемся уравнением движения электрона в плазме (см. разд. 1.6.2 настоящего пособия)

$$m_e dv_e/dt = -eE_0 \exp(i\omega t) - m_e v_e \chi_{ee}. \quad (2.61)$$

Здесь χ_{ee} – частота столкновений электрона в плазме. Решением этого уравнения будет комплексная функция вида

$$v_e = v_{e1} + iv_{e2} = \frac{\chi_{ee} e E_0 \exp(i\omega t)}{m_e (\omega^2 + \chi_{ee}^2)} - \frac{i\omega e E_0 \exp(i\omega t)}{m_e (\omega^2 + \chi_{ee}^2)}. \quad (2.62)$$

Подставляя второе слагаемое в (2.60), приходим к искомому соотношению

$$\varepsilon_{\Pi} = 1 - \frac{e^2 n (\omega^2 + \chi_e^2)}{\varepsilon_0 m_e}. \quad (2.63)$$

Ограничимся наиболее часто встречающимся в плазме случаем $\omega \gg \chi_{ee}$. При этом допущении (2.63) сводится к виду

$$\varepsilon_{\Pi} = 1 - \frac{e^2 n / (\varepsilon_0 m_e)}{\omega^2} = 1 - (\omega_{\text{пе}} / \omega)^2, \quad (2.64)$$

где $\omega_{\text{пе}}$ – плазменная (ленгмюровская) частота колебаний для электронов.

Из (2.64) следует, что при $\omega < \omega_{\text{пе}}$ диэлектрическая проницаемость плазмы становится отрицательной величиной. С учетом известной из курса общей физики связи диэлектрической проницаемости плазмы с коэффициентом преломления электромагнитных волн в некоторой среде $\gamma = (\varepsilon)^{1/2}$, а также с учетом связи γ с фазовой скоростью распространения электромагнитных волн в этой среде $v_{\text{ф}} = c/\gamma$, приходим к выводу, что при отрицательной диэлектрической проницаемости фазовая скорость электромагнитной волны оказывается мнимой величиной. Следовательно, при частоте внешнего поля, меньшей частоты ленгмюровских колебаний электронов, электромагнитная волна проникнуть в плазму и распространяться в ней не может. Отражение электромагнитной волны от плазмы обусловлено тем, что при достаточно медленной скорости изменения электрического поля плазма в результате быстрого перемещения элект-

тронов успевает перестроиться таким образом (отгородиться ионным слоем), что приложенное поле полностью компенсируется полем ионного слоя.

15.7 Колебания и волны в плазме

В нейтральном газе частицы взаимодействуют друг с другом, подходя лишь на расстояния, равные размерам молекул или атомов. Поэтому процессы переноса в обычном газе обусловлены фактическими столкновениями частиц, и скорость звуковой волны имеет порядок тепловой скорости молекул газа. В плазме – ионизованной газовой среде – кулоновские столкновения действуют на значительно больших расстояниях и дают вклад не только в столкновения частиц, но и в образование самосогласованного электромагнитного поля. Это поле в плазме распространяется значительно быстрее, чем сами частицы. Таким образом, в плазме возникают колебания, временной масштаб которых значительно меньше столкновительных. Эти колебания могут существенно изменить все процессы массо- и теплопереноса в плазме. Во многих случаях именно колебательные процессы в плазме оказываются ответственными за те или иные ее свойства. В связи с этим достаточно важным представляется вопрос о распространении электромагнитной волны в плазме. Это может быть как электромагнитная волна, обусловленная ленгмюровскими колебаниями, так и волна внешнего переменного поля, накладываемого на плазму. Оказывается, что при распространении электромагнитной волны в плазме затухание или усиление волны зависит от функции распределения электронов по энергиям. В теории взаимодействия электромагнитных волн с плазмой показано, что при движении электронов в сторону распространения волны со скоростью v_e , превышающей фазовую скорость волны v_ϕ , электрон тормозится полем этой волны и, следовательно, усиливает волну, отдавая ей свою энергию. В обратном случае, когда $v_e < v_\phi$, волна ускоряет электроны, теряя при этом энергию, и, следовательно, электромагнитная волна в плазме затухает. Поскольку для плазмы в установившемся термодинамическом состоянии распределение скоростей электронов вдоль любой из координат является в первом приближении максвелловским, то число

электронов со скоростями, большими чем v_{ϕ} , оказывается всегда меньше количества электронов, скорости которых превышают фазовую скорость волны. Из этого следует, что при максвелловском распределении скоростей электронов распространяющаяся в плазме электромагнитная волна всегда будет затухающей. Процесс ослабления электромагнитной волны в плазме при ее взаимодействии с термализованными электронами называется затуханием Ландау.

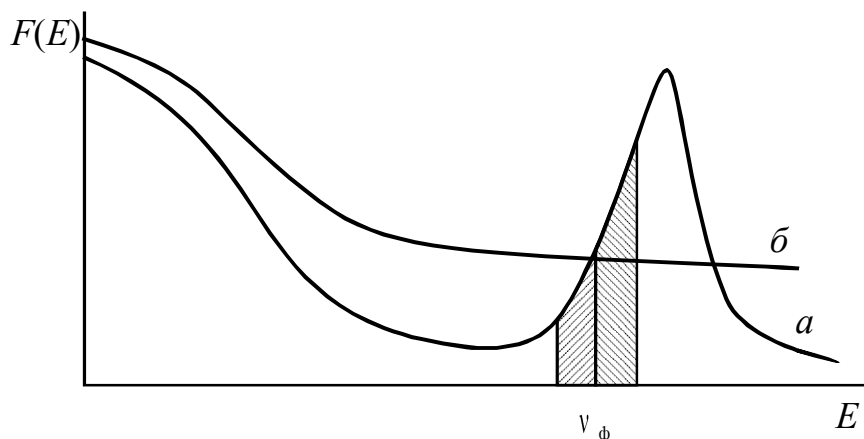


Рис. 2.4 – Функция распределения электронов по энергиям в плазме до (а) и после (б) развития неустойчивости

Совершенно иная ситуация возникает, если в плазме распространяется электронный пучок. Примерный вид функции распределения электронов для этого случая представлен на рис. 2.4, а. На этой функции распределения можно выделить участок, на котором условия затухания Ландау не выполняются и электронов, способных отдать энергию волне, гораздо больше, чем электронов, ускоряемых волной. В этом случае наблюдается усиление электромагнитных волн в плазме. Рост колебаний сопровождается деформацией функции распределения пучковых электронов, которая трансформируется от вида δ -функции (моноэнергетичный электронный пучок) к виду типа «плато» (рис. 2.4, б), когда электроны пучка равномерно «размыты» по энергиям. Очевидно, что процесс усиления волны завершается при формировании «плато» на функции распределения. Явления возрастания электромагнитных колебаний в плазме при прохождении ускоренного электронного пучка называют неустойчивостью в плазме.

Неустойчивости могут возникать как на ленгмюровских частотах свободных колебаний электронов, так и на частотах ионно-звуковых колебаний. Промежуток в плазме, на котором функция распределения электронов видоизменяется от δ -функции до вида «плато», называется длиной релаксации в плазме λ_p . В одномерном случае λ_p определяется из соотношения

$$\lambda_p = (v_e/\omega_{pe})(n_e/n_b)\Lambda. \quad (2.65)$$

Здесь v_e – скорость пучковых электронов; ω_{pe} – плазменная (ленгмюровская) частота колебаний для электронов; n_e и n_b – концентрации электронов в плазме и ускоренном пучке соответственно; Λ – кулоновский логарифм.

15.8 Плазма в магнитном поле

Магнитное поле, как известно, характеризуется двумя векторными величинами: магнитной индукцией B и напряженностью магнитного поля H

$$B = \mu\mu_0 H. \quad (2.66)$$

По отношению к внешнему магнитному полю все вещества делятся на три группы: ферромагнетики $\mu \gg 1$, парамагнетики $\mu > 1$ и диамагнетики $\mu < 1$. В курсе общей физики вводится понятие магнитного момента M контура площадью S с током I :

$$M = IS. \quad (2.67)$$

Зададимся вопросом: чем является плазма по отношению к внешнему магнитному полю? Итак, если плазму поместить в магнитное поле, то заряженные частицы, в первую очередь электроны, будут вращаться по некоторым круговым орбитам, радиус которых равен ларморовскому:

$$r_s = m_e v_e / (eB). \quad (2.68)$$

В случае полного термодинамического равновесия энергия из плазмы не может просачиваться вовне, следовательно, заряженные частицы упруго отражаются от стенок. В результате, как это видно из рис. 2.5, возникает суммарный круговой ток, обратный току циклотронного вращения. Этот ток создает парамагнитный момент, направленный вдоль внешнего магнитного поля.

Величина этого момента пропорциональна площади охватываемого им витка. Поэтому, хотя в парамагнитном токе участвуют только крайние электроны, его величина зависит от полного числа частиц в плазме. В результате этого парамагнитный момент крайних электронов полностью компенсирует внутренний диамагнитный момент плазмы и, таким образом, $\mu_{\text{п}} = 1$. Однако такая ситуация является идеальной, поскольку все же существуют потери частиц на стенках (например, в результате рекомбинации). Из этого следует, что плазма может рассматриваться как слабо диамагнитная среда.

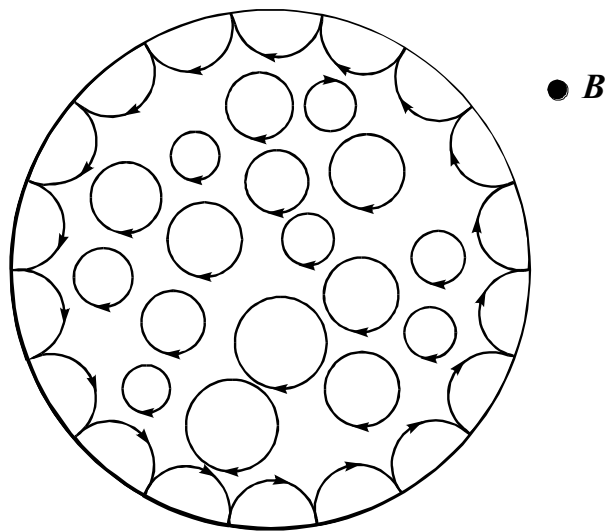


Рис. 2.5 – К вопросу о диамагнетизме плазмы

В плазме, находящейся в магнитном поле, в промежутке между двумя кулоновскими столкновениями каждая заряженная частица движется вдоль силовых линий магнитного поля по винтовым траекториям. Перемещение поперек силовых линий магнитного поля 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 Γ , равной

отношению средней длины пробега до столкновения к ларморовскому радиусу частицы

$$\Gamma = \lambda/\mu_{\pi}. \quad (2.69)$$

Если $\lambda/\mu_{\pi} \gg 1$ (редкие столкновения, сильное магнитное поле), то частица может сместиться на заметное расстояние поперек магнитного поля, только пройдя длинный путь. При $\lambda/\mu_{\pi} \ll \ll 1$ (плотная плазма, частые столкновения, слабое магнитное поле) движение частиц практически изотропно и магнитное поле не оказывает какого-либо значительного воздействия на плазму. Отношение (2.69) после несложных преобразований можно привести к виду

$$\lambda/\mu_{\pi} = \lambda eB/(mv) = \omega_B/v, \quad (2.70)$$

здесь ω_B – циклотронная (ларморовская) частота вращения заряженной частицы в магнитном поле, v – частота соударений заряженной частицы в плазме. Отношение ω_B/v носит название параметра Холла, и именно этот параметр используется наиболее часто для описания степени замагниченности плазмы. Важно отметить, что во многих характерных случаях из-за существенного отличия в массах электрона и иона $\omega_{Be}/v_e \gg 1$, тогда как $\omega_{Bi}/v_i \ll 1$. Так, для замагниченности ионов необходимо магнитное поле порядка 1 Тл, тогда как для электронов достаточно 1 мТл. Таким образом, часто в плазме замагниченным 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. Не привлекая сложного математического аппарата, сделаем утверждение, что подвижность заряженных частиц в плазме, коэффициенты диффузии, электропроводность в направлении поперек силовых линий магнитного поля определяются следующими соотношениями:

$$b_{e\perp} = b_{e0}/[1 + (\omega_{Be}/v_e)^2], \quad (2.71)$$

$$b_{i\perp} = b_{i0}/[1 + (\omega_{Bi}/v_i)^2], \quad (2.72)$$

$$D_{e\perp} = D_{e0}/[1 + (\omega_{ve}/v_e)^2], \quad (2.73)$$

$$D_{i\perp} = D_{i0}/[1 + (\omega_{vi}/v_i)^2], \quad (2.74)$$

$$\sigma_{\perp\perp} = \sigma_{\perp\perp}/[1 + (\omega_{ve}/v_e)^2]. \quad (2.75)$$

Для случая амбиполярной диффузии в присутствии магнитного поля

$$D_{a\perp} = D_{e0}/[1 + (\omega_{vi}\omega_{ve}/v_i v_e)^2], \quad (2.76)$$

здесь под нулевыми индексами понимаются соответствующие величины при нулевом магнитном поле. Иногда в литературе вместо ω_v/v параметр Холла записывают в виде $\omega_v\tau$, где τ – среднее время между двумя соударениями.

С точки зрения электропроводности плазма может рассматриваться как проводник высокой проводимости. Это позволяет рассматривать плазму как сплошную среду, не различая ее отдельных компонентов, и описывать ее 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, в соответствии с законом электромагнитной индукции, возникает электродвижущая сила. Поскольку проводник идеальный, то ток в нем должен стремиться к бесконечности, что, естественно, невозможно. Следовательно, движущийся поперек силовых линий магнитного поля проводник, обладая бесконечной проводимостью, потянет за собой силовые линии магнитного поля в направлении своего движения. Силовые линии магнитного поля как бы заморожены в проводник и движутся 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, и оно может быть определено из следующего соотношения

$$p_m = \mu_0 H^2/2. \quad (2.77)$$

В частности, магнитное поле может уравнивать давление ионов и электронов в плазме

$$\mu_0 H^2 / 2 = n_e k T_e + n_i k T_i. \quad (2.78)$$

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 этом случае индуцированное магнитное поле будет превышать внешнее магнитное поле. Таким образом, время проникновения магнитного поля в плазму не будет нулевым, и это следует из законов электромагнитной индукции. Для приближенной оценки характерного времени проникновения магнитного поля в плазму τ_B можно воспользоваться следующим соотношением:

$$\tau_B = \sigma_{\Pi} \mu_0 L^2, \quad (2.79)$$

где σ_{Π} – проводимость плазмы, L – глубина проникновения поля в плазму.

В зависимости от параметров плазмы τ_B может принимать значения от единиц микросекунд до сотен миллисекунд.

15.9 Слои пространственного заряда в плазме

Практически во всех установках лабораторной плазмы (создаваемой искусственным путем) плазма создается в объеме конечных размеров, который ограничен проводящими или непроводящими стенками. Рассмотрим процессы, происходящие на границе плазма-электрод. Для этого ограничимся одномерной моделью, описывающей плазму без магнитного поля. Пусть в этой модели плазма ограничена проводящими стенками так, как это показано на рис. 2.6. Примем потенциал стенок одинаковым и равным нулю. Предположим, что в плазме непрерывно образуются заряженные частицы.

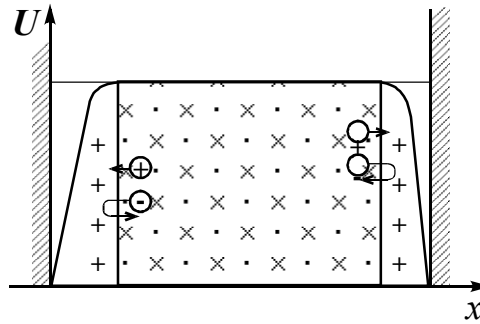


Рис. 2.6 – Слой в плазме

В установившихся условиях, когда параметры плазмы остаются неизменными, число частиц, образованных в плазме в единицу времени, должно равняться количеству частиц, покидающих плазму. Поскольку даже при одинаковой температуре, а следовательно, и одинаковой тепловой энергии, подвижность электронов намного превосходит подвижность ионов, то в первый момент времени электроны быстрее, чем ионы, уходят на стенки. В этом случае в плазме остается нескомпенсированный положительный заряд, который приводит к образованию в плазме электрического поля. Как уже отмечалось (см. разд. 2.6), электрическое поле не может быть локализовано внутри плазмы, поскольку существует экранирование внешнего поля слоем пространственного заряда (дебаевское экранирование). Это приводит к тому, что образованное в плазме поле сосредоточено в пристеночной области, где существует нескомпенсированный пространственный заряд. Эта область получила название пристеночного слоя. Пристеночный слой создает потенциальный барьер для электронов, благодаря которому в плазме удерживается ее наиболее быстрый компонент. Высота барьера поддерживается таким образом, чтобы выполнялось условие непрерывности тока, то есть чтобы сохранялся баланс генерации и потерь заряженных частиц в плазме. В частности, если стенка изолирована, то потоки ионов и электронов на эту стенку должны быть равны. Если стенка проводящая и является анодом или катодом разрядной системы, то падение потенциала на слое должно быть таким, чтобы ток на эти электроды был равен току разряда.

Всегда ли плазма экранируется от стенки слоем пространственного заряда, и каков критерий образования этого слоя?

Пусть ионы и электроны создаются в основном в объеме плазмы посредством какого-либо вида ионизации (электронным ударом, фотоионизация и др.). Предположим также, что ионы попадают в слой, имея направленную скорость v_0 , много большую тепловой, которой в данном случае можно пренебречь. В предположении отсутствия столкновений в слое, вследствие условия непрерывности тока, плотность ионного тока будет одинакова в любом сечении слоя x и будет равна плотности ионного тока, входящего в слой

$$j_i = en_i(x)v_i(x) = en_0v_0, \quad (2.80)$$

здесь n_0 – концентрация ионов на границе слоя, прилегающей к плазме. Зададимся для определенности нулевым потенциалом плазмы. Тогда все потенциалы в слое будут иметь отрицательные значения. Проходя слой, ионы ускоряются и набирают энергию

$$\frac{M_i v_i^2(x)}{2} = \frac{M_i v_{i0}^2(x)}{2} - eU(x), \quad (2.81)$$

где $U(x)$ – распределение потенциала в слое. Скорость ионов в слое изменяется следующим образом:

$$v_i(x) = \sqrt{v_{i0}^2(x) - \frac{2eU(x)}{M_i}}. \quad (2.82)$$

Из (2.80) и (2.82) следует распределение концентрации ионов в слое

$$n_i(x) = \frac{n_0}{\sqrt{1 - 2eU(x)/[M_i v_{i0}^2(x)]}}. \quad (2.83)$$

Для электронов слой пространственного заряда является тормозящим. Поэтому в стационарном случае распределение концентрации электронов в слое будет соответствовать известному соотношению Больцмана

$$n_e(x) = n_0 \exp[eU(x)/(kT_e)]. \quad (2.84)$$

Вследствие квазинейтральности плазмы концентрации ионов и электронов на границе слоя равны $n_i(0) = n_e(0) = n_0$. В самом же слое концентрации ио-

нов и электронов уменьшаются различным образом. Внутри слоя $n_i(x) \neq n_e(x)$, и разность концентраций определяет результирующее распределение потенциала электрического поля. Для определения зависимости потенциала в слое от координаты x воспользуемся уравнением Пуассона для плоского случая

$$\frac{d^2U(x)}{dx^2} = \frac{en_0}{\varepsilon_0} \left\{ \exp \frac{eU(x)}{kT_e} - \frac{1}{\sqrt{1 - 2eU(x)/(M_i v_{i0}^2)}} \right\}. \quad (2.85)$$

Для понижения порядка уравнения (2.85) умножим левую и правую части этого уравнения на $2dU(x)/dx$ и после ряда преобразований получим

$$\frac{2dU(x)}{dx} \frac{d^2U(x)}{dx^2} = \frac{d}{dx} \left\{ \left[\frac{d^2U(x)}{dx^2} \right]^2 \right\}, \quad (2.86)$$

$$\begin{aligned} & \frac{2dU(x)}{dx} \left\{ \exp \frac{eU(x)}{kT_e} - \frac{1}{\sqrt{1 - 2eU(x)/(M_i v_{i0}^2)}} \right\} = \\ & = \frac{d}{dx} \left\{ \int \exp \frac{eU(x)}{kT_e} dU - \int \frac{dU}{\sqrt{1 - 2eU(x)/(M_i v_{i0}^2)}} \right\}, \end{aligned} \quad (2.87)$$

$$\left[\frac{dU(x)}{dx} \right]^2 = \frac{2en_0}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{kT_e}{e} \exp \frac{eU(x)}{kT_e} - \frac{M_i v_{i0}^2}{e} \frac{1}{\sqrt{1 - 2eU(x)/(M_i v_{i0}^2)}} \right\} + C. \quad (2.88)$$

В качестве начального условия примем, что напряженность поля на границе плазма-слой равняется нулю

$$dU(0)/dx = 0, \quad (2.89)$$

откуда

$$C = -(kT_e/e + M_i v_{i0}^2/e), \quad (2.90)$$

$$\left[\frac{dU(x)}{dx} \right]^2 = \frac{2en_0}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{kT_e}{e} \left[\exp \frac{eU(x)}{kT_e} - 1 \right] + \frac{M_i v_{i0}^2}{e} \left[\frac{1}{\sqrt{1 - 2eU(x)/(M_i v_{i0}^2)}} - 1 \right] \right\}. \quad (2.91)$$

Для определения вида функции $U(x)$ необходимо проинтегрировать еще один раз. Однако для данного уравнения это возможно лишь, используя методы численного счета. Тем не менее, и соотношение (2.91) позволяет сделать некоторые выводы.

Как величина, возведенная в квадрат, левая часть соотношения (2.91) больше нуля. Следовательно, для существования решения и правая часть этого соотношения должна быть положительной величиной. Разлагая правую часть в ряд и ограничиваясь первыми тремя членами разложения $\exp(x) = 1 + x + x^2/2$, $(1 - x)^{1/2} = 1 - x/2 - x^2/8$, после несложных преобразований получаем условие, при котором (2.91) имеет решение

$$e/(2kT_e) - e/(2M_i v_{i0}^2) > 0, \quad (2.92)$$

или

$$M_i v_{i0}^2 / 2 > kT_e / 2, \quad (2.93)$$

$$v_{i0} > (kT_e / M_i)^{1/2}. \quad (2.94)$$

В сущности, соотношения (2.93) и (2.94) представляют собой условие существования слоя пространственного заряда. Данное условие получило название критерий Бома для слоя. Итак, для существования слоя необходимо, чтобы ион входил в слой с начальной скоростью v_{i0} , превышающей $(kT_e / M_i)^{1/2}$.

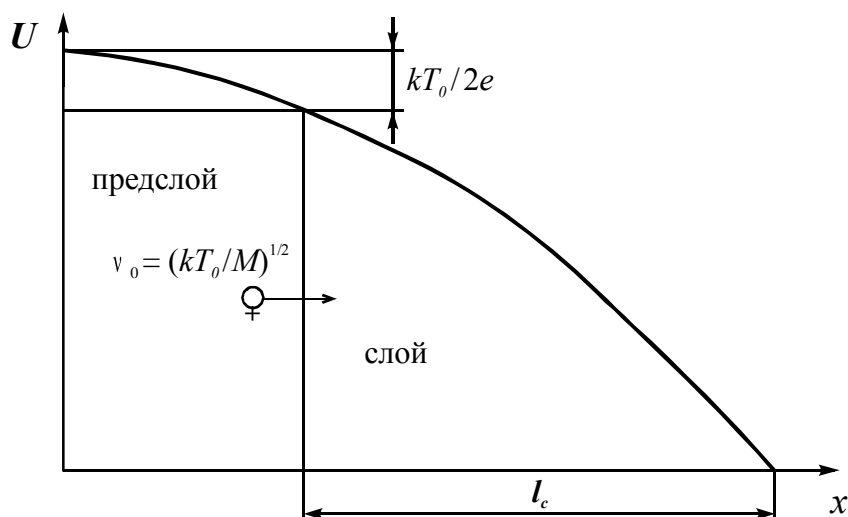


Рис. 2.7 – Распределение потенциала в приэлектродной области

Эту скорость он должен приобретать в плазме. Следовательно, в плазме должна существовать область, в которой ионы ускорились бы до энергии $kT_e/2$. Область, примыкающая к слою, на которой падает напряжение $kT_e/2e$, называется предслоем и схематично изображена на рис. 2.7. В предслое предполагается выполнение двух противоречивых условий. С одной стороны, в предслое существует поле, ускоряющее ионы и тормозящее электроны, с другой стороны, в предслое справедливо соотношение квазинейтральности. Предслоем – это уже не плазма и еще не слой.

Каков же физический смысл критерия Бома? На рис. 2.8 представлена зависимость логарифма концентрации ионов от потенциала (в сущности, это распределение концентрации по длине слоя) для двух случаев $v_{i0} > (kT_e/M_i)^{1/2}$ и $v_{i0} < (kT_e/M_i)^{1/2}$, здесь же представлено распределение концентрации электронов.

Из рисунка видно, что при выполнении критерия Бома в любой точке слоя концентрация ионов превышает концентрацию электронов и суммарный заряд в слое остается одного знака. В случае невыполнения критерия Бома результирующая плотность заряда меняет знак с положительного на отрицательный. Поскольку, согласно уравнению Пуассона, плотность заряда есть вторая производная потенциала по координате, то смена знака второй производной, таким образом, означает немонотонное распределение потенциала по длине слоя с максимумом. Это должно обусловить существование в слое области, ус-

коряющей электроны (от начала слоя до точки максимума потенциала). Но это противоречит основному условию существования слоя – слой необходим для поддержания квазинейтральности плазмы путем торможения наиболее быстрого компонента в плазме, каковым в случае отсутствия магнитного поля в плазме являются электроны. Итак, критерий Бома представляет собой условие торможения электронов, покидающих плазму.

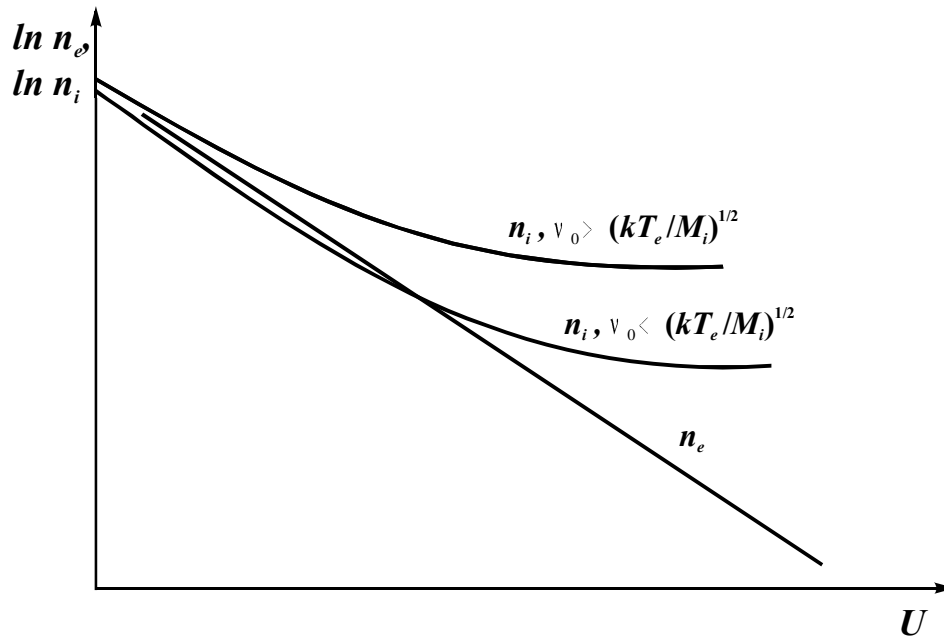


Рис. 2.8 – К определению физического смысла критерия Бома для слоя

Протяженность предслоя, в принципе, равна бесконечности, то есть предслой распространяется на все плазменное образование. Длину слоя пространственного заряда, отделяющего плазму от стенок, можно получить из строгого решения уравнения Пуассона для слоя. Однако для простых оценок можно пренебречь электронами в слое и считать слой исключительно ионным. Тогда решение уравнения Пуассона сводится к известному закону «степени 3/2» для ионов

$$j_i = \frac{4}{9} \sqrt{\frac{2e}{M_i}} \frac{\varepsilon_0 U_c^{3/2}}{l_c^2}, \quad (2.95)$$

где U_c – разность потенциалов на слое или разность потенциалов между плазмой и электродом, к которому прилегает плазма; l_c – протяженность слоя. С другой стороны, на границе слоя и предслоя ионы имеют начальную скорость $v_{i0} = (kT_e/M_i)$ и их концентрация спадает вместе с концентрацией электронов как

$$n_i = n_0 \exp(-1/2). \quad (2.96)$$

Исходя из этого, для плотности ионного тока в слое можно записать

$$j_i = en_i v_i = en_0 (kT_e/M_i)^{1/2} \exp(-1/2) \approx 0,4 en_0 (kT_e/M_i)^{1/2}. \quad (2.97)$$

Последнее соотношение получило название формулы Бома, и оно широко используется для оценки плотности ионного тока из плазмы на изолированный или отрицательно заряженный электрод. Наконец, приравнивая формулу Бома и соотношение (2.95), получаем для протяженности слоя

$$l_c \approx 2 \sqrt{\frac{\epsilon_0 U_c^{3/2}}{en_0}}. \quad (2.98)$$

Протяженность слоя составляет несколько дебаевских длин и в зависимости от параметров плазмы может изменяться от сотых долей миллиметра до нескольких сантиметров.

15.10 Эмиссия заряженных частиц из плазмы

Способность эмитировать ионы и электроны является одним из фундаментальных свойств плазмы. Это свойство используется в многочисленных ионных источниках, а также в 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.

Эмиссия ионов из плазмы

Рассмотрение ограничим случаем, который наиболее часто встречается в источниках заряженных частиц, а именно, 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_K (см. рис. 2.9). На коллектор относительно анода подается разность потенциалов U_y , ускоряющая ионы. При равенстве потенциалов коллектора и анода ($U_y = 0$) 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

$$j_i \approx 0,4en_0(kT_e/M_i)^{1/2}. \quad (2.99)$$

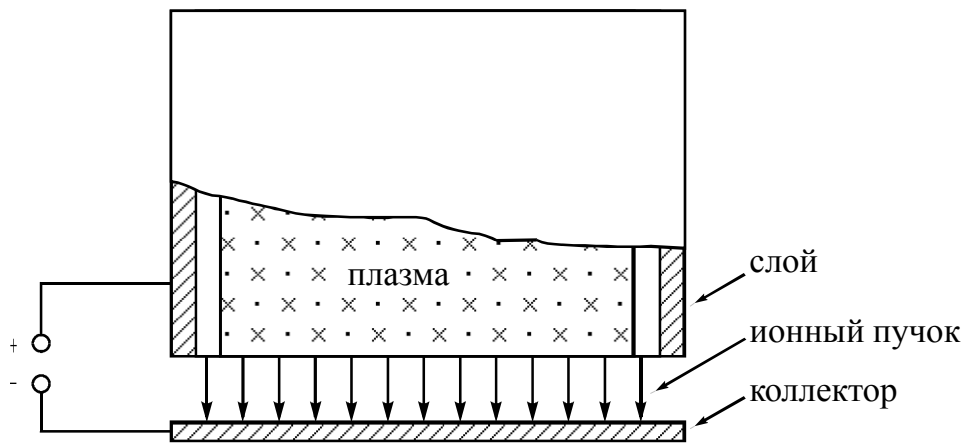


Рис. 2.9 – Ионный диод

Если параметры плазмы однородны во всем ее объеме, то можно утверждать, что общий ионный ток разряда распределяется между анодом и коллектором пропорционально их площадям. При подаче на коллектор отрицательного смещения относительно анода, плазма будет реагировать на внешнее электрическое поле, экранируясь от него открывающимся слоем пространственного заряда (см. разд. 2.6). Чем больше разность потенциалов между коллектором и анодом, тем дальше будет отодвигаться плазма от коллектора и тем более широким будет ионный слой. Поскольку в случае приложения ускоряющего напряжения между коллектором и анодом 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), то предельно широкий ионный слой, а следовательно, и плотность ионного тока из плазмы остается неизменной и равной плотности бомовского тока. При этом плотность ионного тока определяется концентрацией плазмы и температурой электронов, а их энергия – выбором соответствующего потенциала коллектора относительно анода. Следует отметить, что полная энергия ускоренных ионов будет равна

$$E_i = kT_e/2 - e(\varphi_a - \varphi_p) + e(\varphi_k - \varphi_a) = kT_e/2 + e(\varphi_k - \varphi_p), \quad (2.100)$$

здесь φ_a , φ_p , φ_k – потенциалы анода, плазмы и коллектора, соответственно (для случая извлечения ионов из плазмы $\varphi_p > \varphi_a > \varphi_k$).

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 реализованных параметров. Без учета явлений в предслое на границе плазма-слой напряженность электрического поля всегда равна нулю. Поскольку обычно ионы ускоряются до напряжений в десятки киловольт, что намного превышает температуру электронов, то можно считать, что в плазменных источниках ионов плазменные электроны практически отражаются от границы слоя. Это делает слой исключительно ионным, что, в свою очередь, позволяет достаточно точно определить протяженность этого слоя, используя формулу Бома и закон «степени 3/2» для ионного тока.

$$\frac{4}{9} \sqrt{\frac{2e}{M_i}} \frac{\varepsilon_0 U_c^{3/2}}{l_c^2} = 0,4en_0 \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}}. \quad (2.101)$$

Обычно отбор ионов из плазмы осуществляется через одно или несколько отверстий, выполненных 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 (рис. 2.10):

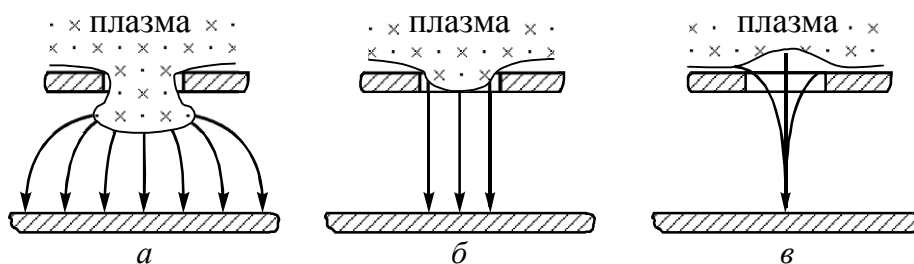


Рис. 2.10 – Три возможных условия отбора ионов из плазмы

а) плотная плазма и (или) слабое поле. В этом случае протяженность ионного слоя мала, плазма выходит из анодного отверстия и плазменная граница формируется в ускоряющем промежутке (рис. 2.10, а). Это, как видно из рисунка, 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. При этом плазменная граница отодвигается к анодному эмиссионному отверстию и фиксируется в его плоскости, что обуславливает формирование плоскопараллельного ионного пучка (рис. 2.10, б);

в) редкая плазма и (или) сильное поле. Дальнейшее повышение напряженности ускоряющего поля или снижение концентрации заряженных частиц в плазме отодвигает плазму за эмиссионное отверстие в аноде. Ускоряющее поле проникает в анодную область, и плазменная граница устанавливается за анодным отверстием (рис. 2.10, в). Это приводит к фокусировке ионного пучка.

Таким образом, при отборе ионов из плазмы 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 другие электроды разрядной камеры, на которые могут уходить ионы. 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. На основании этого можно сделать вывод о том, что в наиболее часто встречающемся случае отрицательного прианодного падения потенциала эмиссия ионов из прианодной плазмы не приводит к изменению ее параметров, то есть эмиссия ионов не возмущает плазму.

Эмиссия электронов из плазмы

Под термином «плазменный эмиттер электронов», или «плазменный катод», понимается электроразрядное устройство, формирующее плазму, с границы которой осуществляется эмиссия электронов. По сравнению с термокатодом плазменные эмиттеры электронов обеспечивают большую плотность тока, они

способны к импульсной эмиссии и не критичны к тяжелым вакуумным условиям или агрессивным средам.

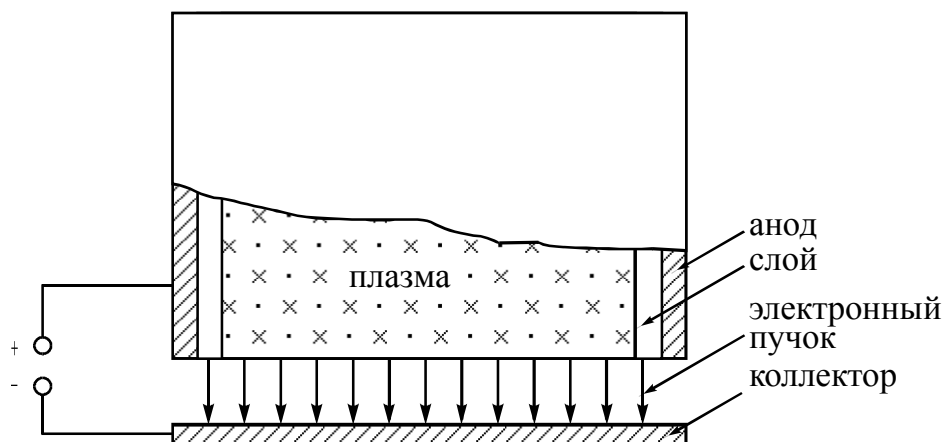


Рис. 2.11 – Плазменный катод

Простейшая схема плазменного катода представлена на рис. 2.11. 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. Примем для определенности в качестве опорного электрода анодный электрод. Для большинства случаев анодное падение отрицательно, и электроны, в отличие от ионов, попадают на анод, преодолевая потенциальный барьер. Именно различные условия ухода ионов и электронов из плазмы и обуславливают отличие эмиссии электронов из плазмы от эмиссии ионов. В общем случае для ускорения заряженных частиц внешним полем необходимо, чтобы увеличение приложенного напряжения приводило к соответствующему росту скорости частиц. При отборе ионов из положительно заряженной плазмы это условие выполняется автоматически, поскольку ионы лишь доускоряются внешним электрическим полем. Совершенно иная ситуация имеет место при эмиссии электронов из такой плазмы. При нулевой разности потенциалов между анодом и коллектором последний, как и в случае извлечения ионов, является частью анода. Электроны в этом случае достигают анода, преодолевая потенциальный барьер, который не отличается от прианодного барье-

ра. Следовательно, при нулевой разности потенциалов плотность электронного тока на коллектор совпадает с плотностью электронного тока на анод. Заметим также, что электроны тормозятся, а не ускоряются, как это было при извлечении ионов. Поэтому при подаче на коллектор ускоряющего электроны потенциала прежде ускорения частиц, благодаря наложению ускоряющего поля на поле приэлектродного слоя, сначала происходит снижение потенциального барьера для электронов. Поскольку плотность электронного тока через барьер определяется соотношением Больцмана

$$j_e = j_{ex} \exp[-e(\varphi_{п} - \varphi_{к})/kT_e], \quad (2.102)$$

где $j_{ex} = en_e v_e/4$ – плотность хаотического тока электронов из плазмы, то снижение барьера приводит к повышению плотности тока электронов на коллектор. При установившемся балансе генерации и потерь заряженных частиц в плазме такое повышение плотности тока возможно лишь в результате перераспределения тока между анодом и коллектором. Так как

$$j_a = j_{ex} \exp[-e(\varphi_{п} - \varphi_{к})/kT_e], \quad (2.103)$$

то наиболее вероятный путь уменьшения плотности анодного тока связан с возрастанием потенциала плазмы и соответствующим повышением потенциального барьера для электронов, уходящих на анод.

Таким образом, попытка ускорить электроны, выходящие из плазмы на коллектор, приводит к повышению потенциала плазмы, что, согласно (2.102), компенсирует снижение потенциального барьера для этих эмитированных электронов. Плазма в этом случае не остается спокойной к отбору из нее электронов и реагирует на это повышением своего потенциала. Очевидно, что ускорение электронов возможно, если при увеличении ускоряющего напряжения, приложенного между коллектором и анодом, несмотря на соответствующий рост потенциала плазмы, потенциал коллектора все же достигнет потенциала плазмы, а затем и превысит его на величину требуемой энергии ускоренных электронов. Следует отметить, что при этом плотность электронного тока из плазмы достигает своего максимального значения (плотность тока насыщения), равного j_{ex} .

Поскольку в (2.102) $\varphi_{\text{п}}$ зависит от $\varphi_{\text{к}}$, то это соотношение является неопределенным, и оно не может рассматриваться как эмиссионное соотношение плазменного катода. Для этого необходимо выявление связи эмиссионных и разрядных параметров, которая должна определяться конкретным видом используемого разряда и геометрией разрядного промежутка. Однако возможно все же выделить и некоторые общие свойства, характерные для плазменного катода на основе любого разряда. Анализируя процессы эмиссии электронов из плазмы, А.В. Жаринов получил соотношение, которое может рассматриваться как условие достижения ускорения электронов при их отборе из плазмы

$$GS_3/(S_3 + S_a) < 1, \quad (2.104)$$

где S_3 – 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 $G > 1$.

В сущности, условие (2.104) есть следствие условия непрерывности тока в разряде. Оно означает, что ускорение электронов возможно, если при полном снятии барьера максимальный ток эмиссии электронов не превышает тока разряда. Из плазмы невозможно извлечь электронов больше, чем их рождается в единицу времени. Если это условие не выполняется, то ток коллектора достигнет тока разряда раньше, чем его потенциал достигнет потенциала плазмы. Поскольку дальнейший рост тока на коллектор невозможен, то дальнейшее повышение потенциала коллектора после достижения тока на нем, равного разрядному, будет сопровождаться соответствующим повышением потенциала плазмы так, что всегда $\varphi_{\text{п}} \geq \varphi_{\text{к}}$, потенциал коллектора остается ниже потенциала плазмы и ускорение электронов невозможно. Таким образом, предельное 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 отбора ионов, эмиссионный и анодный ток электронов не распределены пропорционально площадям $S_э$ и $S_а$. Как следует из (2.104), благодаря достаточно большому значению параметра разряда G (это означает, что плотность хаотического тока в плазме намного превышает плотность электронного тока на анод), 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 ускорения электронов при их отборе из плазмы выполняется, то поведение плазменной границы при изменении ускоряющего поля практически такое же, что и в случае извлечения ионов. По аналогии с (2.101) протяженность слоя отрицательного пространственного заряда, на котором падает ускоряющее электроны напряжение, определится из следующего соотношения:

$$\frac{4}{9} \sqrt{\frac{2e}{M_i}} \frac{\varepsilon_0 U_c^{3/2}}{l_c^2} = en_0 \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}. \quad (2.101)$$

Для случая отбора электронов из плазмы в зависимости от соотношения между параметрами плазмы и напряженностью ускоряющего поля также возможны три характерных ситуации, приводящие к расфокусировке электронного пучка, формированию плоскопараллельного пучка или его фокусировке.

Как показали эксперименты, влияние эмиссии электронов на параметры плазмы не ограничивается изменением его 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 поверхности не нашла применения. В реальных источниках электронов с плаз-

менным 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. Поэтому такой метод получения электронного тока из плазмы получил название «метод сеточной (слоевой) стабилизации».

Принцип действия сеточной стабилизации иллюстрируется рис. 2.12, в. Как было показано в разд. 2.9, протяженность слоя пространственного заряда, отделяющего плазму от электрода, для наиболее часто встречающегося случая отрицательного прианодного падения потенциала может быть оценена из равенства плотностей ионного тока, определяемого соотношением Бома и законом «степени 3/2» для ионного тока

$$l_c \approx 2\varepsilon_0^{1/2} \frac{(\varphi_{\text{п}} - \varphi_{\text{а}})^{3/4}}{(en_0)^{1/2}}. \quad (2.106)$$

Выбор размера эмиссионного отверстия (ячейки сетки), порядка размера протяженности слоя приводит к тому, что эмиссия электронов из плазмы осуществляется с частично открытой плазменной поверхности: в центре из-за перекрытия слоев эмиссия осуществляется с открытой плазменной поверхности, по краям – через потенциальный барьер. При этом, как видно из рис. 2.12, в, увеличение протяженности слоя приводит к сокращению открытой плазменной поверхности. Поскольку в отсутствие барьера плотность эмиссионного тока намного выше плотности тока электронов, преодолевающих барьер, то и полный ток эмиссии электронов из плазмы определяется в основном площадью открытой поверхности плазмы. Рассмотрим механизм сеточной стабилизации. Пусть в процессе отбора электронов из плазмы в результате случайной флуктуации возрос ток эмиссии электронов. Это приведет к росту потенциала плазмы относительно анода и, как следствие, согласно (2.106) к расширению прианодного слоя. Увеличение протяженности слоя в отверстии приведет, в свою

очередь, к сокращению площади открытой плазменной поверхности, а следовательно, и к уменьшению тока эмиссии электронов. Таким образом, между слоевыми и эмиссионными параметрами существует отрицательная обратная связь, обеспечивающая стабилизацию тока эмиссии электронов.

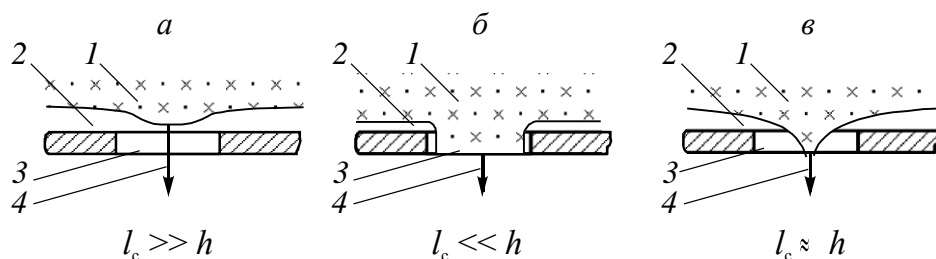


Рис. 2.12 – Три возможных механизма эмиссии электронов из плазмы:
 1 – плазма, 2 – слой, 3 – эмиссионное отверстие, 4 – электронный пучок

В общем случае в зависимости от соотношения между размером эмиссионного отверстия (размером ячейки сетки) h и протяженностью слоя l_c возможны три различных механизма эмиссии электронов из плазмы (см. рис. 2.12).

а) Если эмиссионное отверстие много меньше протяженности слоя, то слои полностью перекрывают эмиссионное отверстие и эмиссия электронов осуществляется через потенциальный барьер. В предельном случае величина этого барьера совпадает с потенциальным барьером для электронов, уходящих на анод. Поэтому эмиссионная плотность тока совпадает с плотностью тока на анод. Легко показать, что в этом случае эффективность извлечения электронов α (отношение эмиссионного тока к разрядному) определяется отношением площадей эмиссионной поверхности плазмы S_p к площади анода S_a :

$$\alpha = S_p / (S_p + S_a). \quad (2.107)$$

Поскольку для этого случая плотности эмиссионного и анодного токов равны и нет перераспределения электронного тока между коллектором и анодом при подаче ускоряющего потенциала, то эмиссия электронов не возмущает разряд. Однако из-за малых размеров эмиссионного отверстия эффективность извлечения электронов не превышает нескольких процентов.

б) Другой крайностью может считаться ситуация, когда $h \gg l_c$. В этом случае слой пространственного заряда настолько мал по сравнению с эмиссионным отверстием, что открытая плазменная поверхность занимает все эмиссионное отверстие. Плотность эмиссионного тока равна плотности хаотического тока из плазмы, которая значительно больше плотности анодного тока. Для этого случая

$$\alpha = [S_3 / (S_3 + S_a)] \exp[e(\varphi_{\text{п}} - \varphi_a) / kT_e]. \quad (2.108)$$

Величина эффективности извлечения электронов близка к своему максимальному значению, равному единице. Однако степень возмущения параметров плазмы может оказаться достаточно высокой и затруднит получение электронного пучка со стабильными параметрами.

Для этих двух случаев эффект сеточной стабилизации не проявляется, поскольку протяженность слоя пространственного заряда либо много больше, либо много меньше характерного размера эмиссионной поверхности. Наиболее приемлемым является промежуточный между а) и б) случай в) $h \approx l_c$, 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.

Итак, в условиях отрицательного приэлектродного 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 сходств. Однако важно заметить, что возможно создание прямо противоположных условий для ухода 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 – 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.

16 МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ

К основным параметрам плазмы можно отнести концентрации заряженных частиц n_i и n_e , температуру электронов T_e , если электроны имеют максвелловское распределение по энергиям или просто функции распределения частиц по энергиям, а также потенциал плазмы относительно анода, катода или других электродов. Знание этих параметров позволяет понять основные физические процессы, происходящие в плазме и прогнозировать свойства плазмы. Существует целый ряд различных методов плазменной диагностики: зондовый, спектроскопический, СВЧ, лазерная и корпускулярная диагностика и др.

16.1 Зондовый метод диагностики плазмы

Этот метод основан на применении зондов. Зонд представляет собой металлический электрод небольших размеров, помещенный в плазму. Обычно зонд связан через источник питания с одним из электродов разрядной камеры (опорным электродом). Это может быть катод или анод. Для определения параметров плазмы снимается зондовая характеристика – зависимость тока на зонд от напряжения, подаваемого на зонд. По одной зондовой характеристике возможно определить почти все параметры плазмы. Диапазон концентраций плазмы, в котором могут быть успешно измерены параметры плазмы, лежит в пределах $10^6 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$, и поэтому он наиболее приемлем для диагностики низкотемпературной плазмы.

Зондовый метод прост и позволяет измерять локальные (в каждой точке) параметры плазмы. Это преимущество обуславливает и основной недостаток зондовой методики. Поскольку зонд устанавливается на держателе, размеры которого много больше размеров зонда, то тем самым в плазму вносятся значительные искажения, означающие изменение параметров плазмы вблизи зонда из-за возмущения им плазмы. В связи с этим проблема снижения возмущения плазмы зондом является основной для данной диагностики.

Впервые зонд был применен в начале века. Теория зонда была разработана в 1923 году Ленгмюром. Именно он сделал зонд наиболее эффективным методом плазменной диагностики.

Одиночный (ленгмюровский) зонд

Рассмотрим одиночный плоский зонд, помещенный в плазму. Схема зонда представлена на рис. 3.1. Сделаем ряд допущений:

- плазма неограниченна, однородна и в отсутствие зонда квазинейтральна;
- электроны и ионы имеют максвелловское распределение по энергиям, причем T_e много больше T_i ;
- средние длины свободных пробегов ионов и электронов велики по сравнению с размерами зонда и слоя, окружающего зонд;
- каждая частица, попадающая на зонд, поглощается им;
- область плазмы за зондом ограничена невозмущенной плазмой с резко выраженными границами;
- толщина слоя пространственного заряда, окружающего зонд, много меньше размеров зонда.

Введем следующие обозначения:

ϕ_3 – потенциал зонда относительно опорного электрода;

ϕ_n – потенциал плазмы;

I – ток зонда;

S_3 – площадь собирающей поверхности зонда.

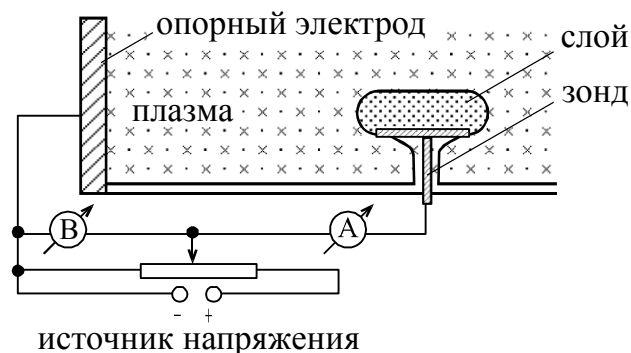


Рис. 3.1 – Схема зондовых измерений

Плавающий потенциал и ионный ток насыщения. Если отсоединить зонд от внешнего источника напряжения, то полный ток в цепи зонда будет равен нулю. При этом на поверхность зонда поступает одинаковое количество ионов и электронов. Очевидно, что вследствие большей подвижности электронов зонд зарядится отрицательно относительно параметров плазмы, вокруг зонда образуется слой положительного пространственного заряда, ускоряющий ионы и тормозящий электроны так, что

$$j_i = 0,4en_0(kT_e/M_i)^{1/2}, \quad (3.1)$$

$$j_e = (en_e v_e / 4) \exp[-e(\phi_p - \phi_3) / kT_e]. \quad (3.2)$$

Такое состояние зонда называется «плавающим», и условия плавления определяются следующим образом:

$$j_i = j_e, \quad I_3 = 0, \quad \phi_3 = \phi_{\text{плав}}. \quad (3.3)$$

Из этих условий можно определить плавающий потенциал зонда

$$\phi_{\text{плав}} \approx (kT_e/e) \ln(M_i/m_e). \quad (3.4)$$

Очевидно также, что условию плавления соответствует точка B на типичной зондовой характеристике, изображенной на рис. 3.2. При подаче на зонд отрицательного потенциала, многократно превышающего тепловую энергию электронов ($\phi_3 \gg kT_e/e$), практически все электроны будут отражены тормозящим для них слоем. В этом случае ток на зонд будет включать в себя только ионный компонент, который, как следует из разд. 2.9, будет током насыщения

ионов из плазмы на отрицательный электрод. Это приведет к тому, что левая ветвь зондовой характеристики будет представлять собой горизонтальную линию, ток насыщения которой равен боровскому току ионов.

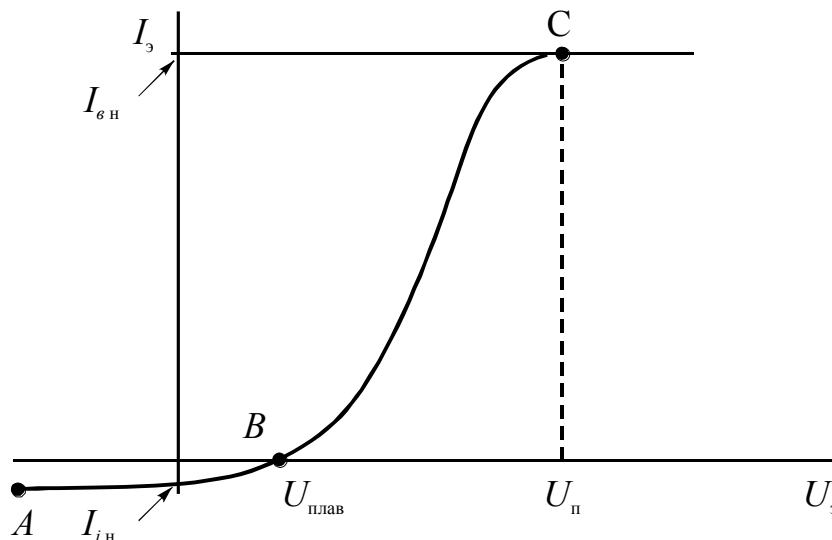


Рис. 3.2 – Характеристика идеализированного плоского зонда

Экспоненциально возрастающая часть характеристики и электронный ток насыщения. При приложении на зонд потенциала, превышающего плавающий, в результате снижения потенциального барьера для электронов величина тока на зонд начинает стремительно возрастать за счет электронной составляющей. По мере увеличения $\phi_з$ и, соответственно, уменьшения высоты потенциального барьера на зонд будут попадать все более медленные электроны из плазмы. Как следует из соотношения (3.2), зависимость тока на зонд от потенциала зонда будет носить экспоненциальный характер. При этом и для ионов слой будет оставаться ускоряющим, следовательно, ионы из плазмы также будут достигать зонда, внося свой вклад в общий ток. При достижении потенциалом зонда потенциала плазмы барьер для электронов исчезает и плотность электронного тока на зонд достигнет своего максимального значения, определяемого плотностью хаотического тока электронов в плазме. Дальнейшее повышение $\phi_з$ уже не будет приводить к росту электронного тока. При $\phi_з > \phi_п$ электрическое поле для ионов станет тормозящим, а, поскольку температура

ионов в плазме достаточно мала, превышение потенциалом зонда потенциала плазмы на 1 В обеспечит полное отражение всех ионов. Таким образом, и на правой ветви зондовой характеристики (рис. 3.2) будет наблюдаться насыщение тока, связанного с достижением плотности тока электронов из плазмы своего максимального значения.

Вычисление параметров плазмы по зондовой характеристике. Как уже отмечалось, по одной зондовой характеристике возможно определение всех основных параметров плазмы. Потенциал плазмы определится по перегибу на правой ветви зондовой характеристики (точка *C* на рис. 3.2). Для определения температуры электронов сначала необходимо вычесть измеренную на левой ветви величину ионного тока насыщения из полного тока зонда в области слева от точки *C*. Таким образом, получится зависимость электронного тока на зонд I_{e3} от потенциала зонда ϕ_3 . Прологарифмировав (3.2), получим

$$\ln I_{e3} = \ln(en_e v_e S_3/4) + e(\phi_3 - \phi_{\Pi})/kT_e = A + B\phi_3. \quad (3.5)$$

Откуда следует, что зависимость $\ln I_{e3}(\phi_3)$ линейна. Таким образом, по углу наклона экспериментальной зависимости $\ln I_{e3}(\phi_3)$ можно определить температуру электронов как

$$T_e = [d\phi_3/d(I_{e3})](e/k). \quad (3.6)$$

Зная температуру электронов, концентрацию плазмы можно определить по ионному I_i или электронному I_e токам насыщения

$$n_i = I_i/[0,4eS_3(2kT_e/M_i)^{1/2}], \quad (3.7)$$

$$n_e = I_e/(ev_e S_3/4). \quad (3.8)$$

Все вышеизложенное относится к идеальному зонду, помещенному в идеальную плазму. Однако в реальных системах достижение участков с насыщением, особенно на электронной ветви зондовой характеристики, весьма затруднительно. Одна из основных причин отсутствия явно выраженного насыщения тока обусловлена влиянием краевых эффектов, которые связаны с расширением собирающей поверхности плазмы на краях зонда при увеличении его потенциала. Ослабить этот эффект можно увеличением размеров зонда, однако при этом возрастает влияние зонда на параметры плазмы.

Зонд с охранным кольцом. Для снижения краевого эффекта используют зонд с охранным кольцом (рис. 3.3). В этом устройстве собирающая поверхность зонда разделена на две части: центральный круг и периферийное кольцо.

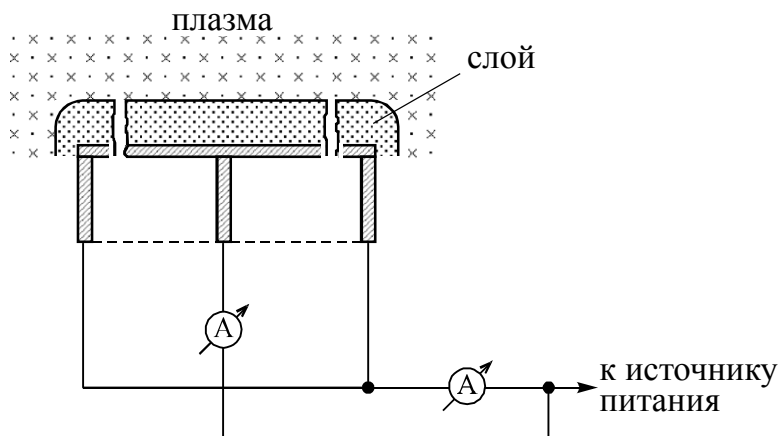


Рис. 3.3 – Схема зонда с охранным кольцом

Обе части зонда электрически разделены между собой, но имеют одинаковый потенциал. Это делает возможным отдельное измерение тока на каждую часть зонда. При снятии вольт-амперной характеристики зонда ток на центральную часть принимается с неизменной поверхности плазмы, а увеличение тока за счет роста собирающей поверхности плазмы имеет место лишь на периферийной кольцевой части зонда. Таким образом, благодаря неизменной собирающей поверхности, зондовая характеристика центральной части имеет резко выраженные участки насыщения как на ионной, так и на электронной ветвях.

Эмиссионный зонд

Эмиссионный зонд – зонд, нагретый до температуры, при которой наблюдается интенсивная термоэлектронная эмиссия с его поверхности. Он предназначен в основном для измерения потенциала плазмы и используется в случаях, когда не удастся достигнуть насыщения на электронной ветви зондовой характеристики. Достоинством такого зонда является возможность измерений в присутствии в плазме магнитного поля или потоков заряженных частиц, иска-

жающих обычную характеристику одиночного ленгмюровского зонда. К основному недостатку эмиссионного зонда следует отнести большее возмущение, вносимое в плазму за счет эмиссии электронов.

Конструктивно зонд выполнен в форме «дамс-кой шпильки» (рис. 3.4) из вольфрамовой проволоки толщиной 10–40 мкм. Проволока закреплена на медных держателях, помещенных в керамическую трубку, которая прикрыта снаружи металлическим экраном.

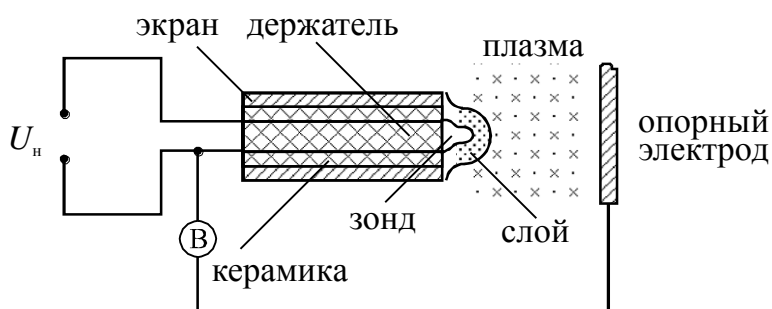


Рис. 3.4 – Эмиссионный зонд и схема измерений методом «плавающего» потенциала

Возможны два способа определения потенциала плазмы с помощью эмиссионного зонда: по расходимости зондовых характеристик, а также в режиме «плавания» зонда. В первом случае зонд подключается так же, как и обычный ленгмюровский зонд (см. рис. 3.1) с добавлением источника питания накала. Напряжение накала выбирается таким, чтобы зонд обеспечивал эмиссионный ток, равный или больший электронного тока насыщения из плазмы. Если потенциал зонда превышает потенциал плазмы, то эмитированные зондом электроны не могут преодолеть потенциальный барьер и, следовательно, они возвращаются на зонд, не внося вклад в ток зонда. Поэтому при $\varphi_z > \varphi_n$ характеристики зондов, холодного и нагретого до эмиссионной температуры, совпадают (рис. 3.5). Если $\varphi_z < \varphi_n$, то эмитированные зондом электроны уходят в плазму, уменьшая тем самым общий ток зонда. При этом условии характеристики нагретого и холодного зонда существенно расходятся. Действительно, поскольку температура термоэлектронов составляет в энергетических единицах

доли электрон-вольта, то уже небольшое отрицательное смещение зонда относительно потенциала плазмы обеспечит резкое возрастание тока термоэлектронов, покидающих нагретый зонд и уходящих в плазму. Общий ток нагретого зонда резко снижается. Для холодного зонда изменение тока на зонд осуществляется в этом случае только за счет электронов из плазмы, а поскольку их температура намного выше, чем температура термоэлектронов, то для существенного изменения тока необходимы гораздо большие смещения потенциала зонда. Таким образом, точка расхождения характеристик нагретого и холодного зондов (рис. 3.5) и есть потенциал плазмы. Неточность определения потенциала плазмы имеет порядок нескольких температур термоэлектронов и, с этой точки зрения, не должна превышать 1 В. Однако в реальной ситуации она немного выше из-за падения напряжения накала по длине зонда, которое может достигать нескольких вольт.

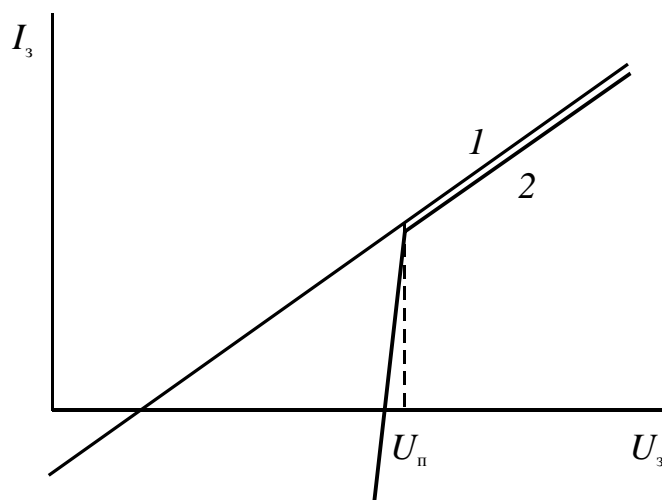


Рис. 3.5 – Зондовые характеристики холодного (1) и эмиссионного (2) зондов

Схема соединений эмиссионного зонда для измерений в режиме «плавления» показана на рис. 3.4. Зонд изолирован от опорного электрода, и для измерения наводимого на зонд потенциала «плавления» обычно используется вольтметр с высоким внутренним сопротивлением (10 МОм и более). При измерении этим методом снимается зависимость «плавающего» потенциала зонда от на-

пряжения (тока) накала. Если ток накала равен нулю, то «плавающий» потенциал зонда не отличается от соответствующего потенциала обычного Ленгмюровского зонда, который из-за большей подвижности электронов ниже потенциала плазмы. По мере возрастания тока накала и появления эмиссии электронов до тех пор, пока потенциал зонда остается ниже потенциала плазмы, термоэлектроны уходят в плазму. Это приводит к повышению потенциала зонда, поскольку он изолирован и каждый уходящий электрон оставляет на зонде нескомпенсированный положительный заряд. Наконец, ток накала достигает такой величины, что обеспечиваемая им эмиссия заряжает зонд до потенциала, равного потенциалу плазмы. Дальнейшее увеличение тока накала и эмиссионной способности зонда не приводит к дальнейшему повышению потенциала зонда, поскольку при $\phi_z > \phi_n$ электроны попадают в тормозящее поле и возвращаются на катод. Таким образом, зависимость потенциала зонда от тока (напряжения) накала имеет насыщение при достижении потенциала плазмы (рис. 3.6).

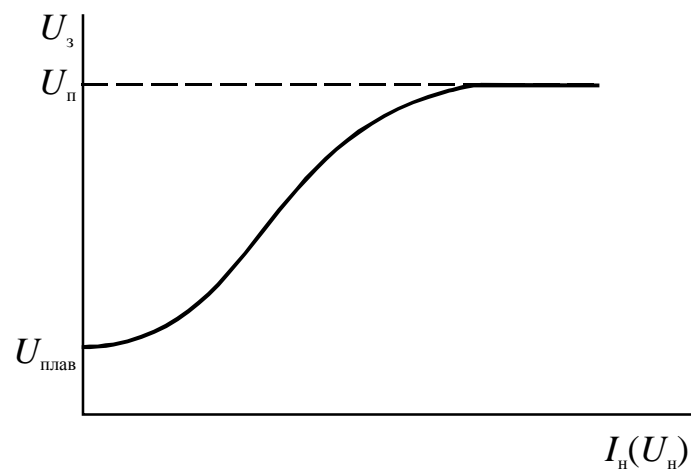


Рис. 3.6 – Зависимость потенциала «плавания» изолированного эмиссионного зонда от напряжения (тока) накала

Несомненным достоинством этого способа является непосредственное измерение потенциала плазмы. На основе этого метода достаточно просто измерять профили распределения потенциала плазмы или его изменение во времени.

Двойной зонд

В ряде экспериментальных ситуаций применение одиночного зонда дает неудовлетворительные результаты. Это относится к тем случаям, когда отсутствует опорный электрод или потенциал плазмы не вполне определен. Для измерений параметров плазмы в этих условиях используют двойной зонд. Конструктивно двойной зонд представляет собой два идентичных по размерам Ленгмюровских зонда, присоединенных к разным полюсам одного источника питания (рис. 3.7).

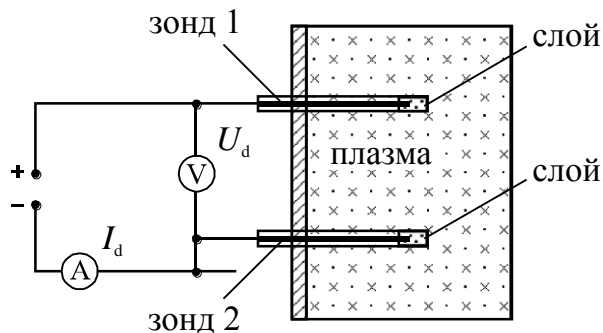


Рис. 3.7 – Схема подключения двойного зонда

Токи на каждый из зондов определяются соотношениями, аналогичными для одиночных зондов. Особенностью такой системы является тот факт, что зонды связаны между собой одной электрической цепью и, следовательно, токи, протекающие в этих зондах, должны быть равны по величине и противоположны по направлению.

Таким образом, электронный и ионный компоненты тока на каждый из зондов определяются из следующих соотношений:

$$I_d = |I_{i1}| - |I_{e1}| = |I_{i2}| - |I_{e2}|, \quad (3.9)$$

$$I_{e1} = S_{\text{з1}} \frac{en_{e1}v_e}{4} \exp\left[-\frac{e(\varphi_{\text{п}} - \varphi_{\text{з1}})}{kT_e}\right], \quad (3.10)$$

$$I_{e2} = S_{\varphi 2} \frac{en_{e2}v_e}{4} \exp\left[-\frac{e(\varphi_{\Pi} - \varphi_{32})}{kT_e}\right], \quad (3.11)$$

$$I_{e1} = S_{\varphi 1} \frac{en_{e1}v_e}{4} \exp\left[-\frac{e(\varphi_{\Pi} - \varphi_{31})}{kT_e}\right], \quad (3.12)$$

$$I_{i1} = 0,4en_{i1}(2kT_e/M_i)^{1/2}S_{\varphi 1}, \quad (3.13)$$

$$I_{i2} = 0,4en_{i2}(2kT_e/M_i)^{1/2}S_{\varphi 2}. \quad (3.14)$$

Здесь индексы 1 относятся к первому зонду; 2 – ко второму зонду; U_d и I_d – напряжение между зондами (напряжение источника питания) и ток в цепи зондов.

Характеристика двойного зонда. На рис. 3.8 приведена типичная характеристика двойного зонда, для объяснения которой приведено также распределение потенциала в двух крайних и нулевой точке характеристики (рис. 3.9). Если $U_d = \varphi_{31} - \varphi_{32} \ll 0$, то ток на первый зонд полностью ионный, а поскольку, согласно (3.13), это – боровский ток, то он не зависит от потенциала зонда и зондовая характеристика имеет насыщение в левой ветви.

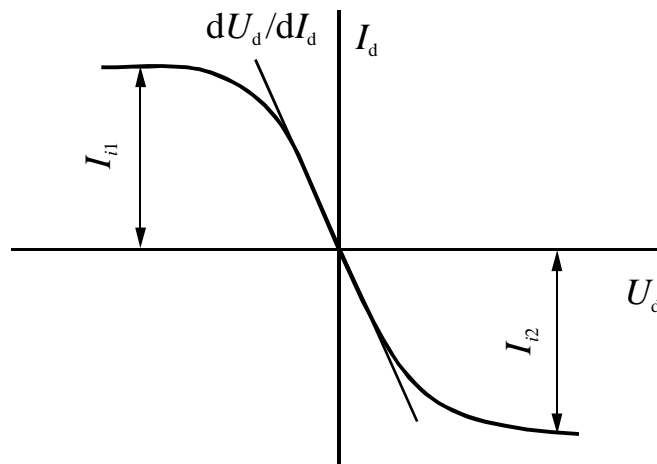


Рис. 3.8 – Характеристика двойного зонда

В этом случае ток на второй зонд содержит как электроны, так и ионы, причем доля электронного компонента должна превышать ионный компонент на величину тока насыщения ионов, попадающих на первый зонд. Аналогичным образом может быть объяснено насыщение тока на правой ветви зонда при $U_d = \varphi_{31} - \varphi_{32} \ll 0$, толь-

ко в этом случае на втором зонде ток будет полностью ионным. Вследствие идентичности зондов следует ожидать симметричную зондовую характеристику с пересечением в нулевой точке системы координат U_d и I_d . Равенство нулю тока I_d при $U_d = 0$ означает, согласно (3.9), что в этой точке

$$|I_{i1}| = |I_{e1}| \quad \text{и} \quad |I_{e2}| = |I_{i2}|. \quad (3.15)$$

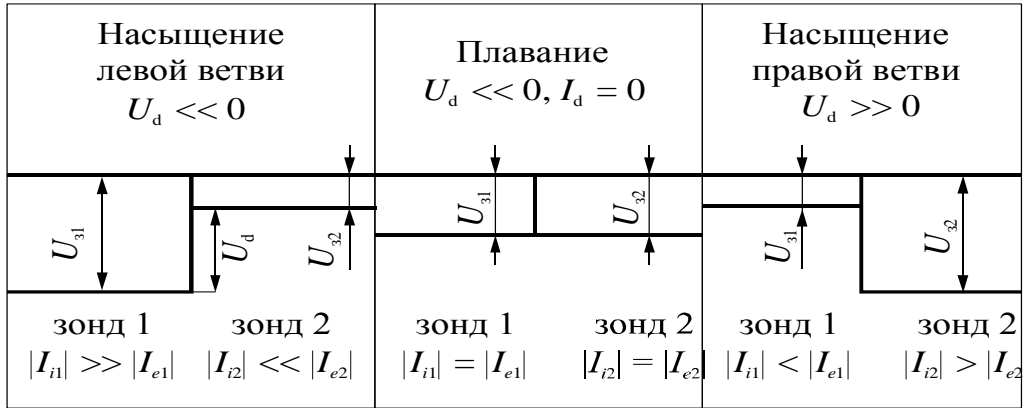


Рис. 3.9 – Потенциалы зонда

Определение параметров плазмы методом эквивалентного сопротивления. В предположении полной идентичности зондов 1 и 2 ($S_{31} = S_{32}$), а также полагая, что при малом расстоянии между зондами концентрация плазмы вблизи зондов остается неизменной ($n_{e1} = n_{e2} = n_{i1} = n_{i2} = n$), дифференцируя (3.12) по U_d , получаем

$$(I_{e2} dI_{e1}/dU_d - I_{e1} dI_{e2}/dU_d)/(I_{e2})^2 = (e/kT_e) \exp(eU_d/kT_e). \quad (3.16)$$

Принимая во внимание соотношения (3.9), а также

$$|I_{e1}| = |I_{i1}| - I_d, \quad (3.17)$$

$$|I_{e2}| = |I_{i2}| + I_d, \quad (3.18)$$

получаем

$$dI_e/dU_d (|I_{i1}| + |I_{i2}|) / (|I_{e1}| |I_{e2}|) = e/kT_e. \quad (3.19)$$

Отсюда с учетом (3.15) для нулевой точки $U_d = 0$

$$T_e = (e/k) [I_{i1} I_{i2} / (I_{e1} + I_{e2})] |dU_d/dI_d|. \quad (3.20)$$

Здесь dU_d/dI_d – эквивалентное сопротивление.

Таким образом, определяя токи насыщения на правой и левой ветвях зондовой характеристики (из-за неточности выполнения зондов токи насыщения могут слегка различаться) и измеряя наклон зависимости dU_d/dI_d в точке $U_d = 0$, можно определить температуру электронов. По известной температуре электронов, применяя формулу Бома, можно определить концентрацию заряженных частиц в плазме.

Временное разрешение зондов

Во многих экспериментах возникает необходимость проведения зондовых измерений в неустановившейся плазме, параметры которой изменяются во времени. При этом следует учесть, что время, необходимое для записи характеристики или ее ветви с помощью зонда, должно быть намного меньше любого характерного времени изменения параметров плазмы. Поскольку основа всякого зонда – слой пространственного заряда, то очевидно, что временное разрешение зондов связано с установлением слоя при скачкообразном изменении потенциала плазмы. Представим себе, что потенциал плазмы изменится мгновенно. Означает ли это, что ток на зонд также изменится мгновенно? Очевидно, нет, поскольку для этого потребуется некоторое время, равное времени пролета иона в слое, которое грубо можно оценить как

$$\tau_i = l_c/v_i. \quad (3.21)$$

В разряде низкого давления $l_c \ll 1$ мм, $v_i = 10^4$ м/с. Отсюда $\tau_i = 10^{-7}$ с. Таким образом, при частоте изменения параметров плазмы более 10 МГц зонд не успевает отследить изменение этих параметров.

16.2 Спектральная диагностика плазмы

По своему составу плазма представляет собой сложную систему, состоящую из частиц различного сорта. Все частицы сталкиваются друг с другом. В результате этих взаимодействий происходит испускание квантов света, параметры которых несут в себе информацию о параметрах плазмы. Из процессов в

плазме, которые сопровождаются излучением, преобладающими являются тормозное излучение

$$e + A^+ = e + A^+ + h\nu, \quad (3.22)$$

рекомбинационное излучение

$$e + A = e + A^* + h\nu, \quad (3.23)$$

излучение резонансной полосы

$$A + A^* = A + A + h\nu \quad (3.24)$$

Здесь A^* – возбужденный атом. Скорость протекания каждого процесса является функцией температуры электронов и концентрации плазмы. Однако в различных условиях вклад каждого из процессов неодинаков. Тормозное излучение возникает в результате неравномерного движения электронов в полях ионов. Спектр этого излучения – непрерывный, поскольку при торможении электрон может терять от нулевой до максимальной энергии. Общая интенсивность излучения Q пропорциональна концентрации электронов и ионов с учетом их зарядности Z , поскольку излучение тем сильнее, чем больше электрические поля

$$Q_1 = b_1 n_e n_i Z^2 T_e^{1/2}, \quad (3.25)$$

где b_1 – постоянная.

Рекомбинационное излучение возникает при захвате ионом приближающегося к нему электрона. 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

$$Q_2 = b_2 n_e n_i Z^A T_e^{1/2}. \quad (3.26)$$

Возможна также диагностика плазмы по линейчатому спектру излучения.

16.3 СВЧ-диагностика плазмы

При изучении электрических свойств плазмы было показано, что диэлектрическая проницаемость плазмы определяется соотношением

$$\varepsilon_{\pi} = 1 - (\omega_{\text{пе}}/\omega)^2, \quad (3.27)$$

где $\omega_{\text{пе}} = (e^2 n / \varepsilon_0 m_e)$ – ленгмюровская (плазменная) частота собственных колебаний электрона в плазме, ω – частота колебаний внешнего переменного электрического поля. Если $\omega_{\text{пе}} > \omega$, то диэлектрическая проницаемость плазмы – положительная величина, показатель преломления плазмы $n = (\varepsilon_{\pi})^{1/2}$ – действительная величина и электромагнитная волна проходит через плазму. При $\omega_{\text{пе}} < \omega$ диэлектрическая проницаемость плазмы отрицательна, а показатель преломления и, следовательно, фазовая скорость волны – мнимые величины. Это означает, что при таком условии электромагнитная волна не проходит в плазму, а полностью отражается от нее. Максимальная длина волны, при которой СВЧ-излучение еще может пройти сквозь плазму, определяется соотношением

$$\lambda_{\text{кр}} = 2\pi c / (e^2 n / \varepsilon_0 m_e)^{1/2}. \quad (3.28)$$

На этом явлении основан метод измерения концентрации плазмы, который называется метод СВЧ-отсечки. Для этого плазма помещается между излучателем и приемником СВЧ-излучения. Изменяя частоту или длину волны, добиваются условий, при которых излучение отражается от плазмы. По частоте (длине волны) отсечки рассчитывается концентрация плазмы. Этот метод наиболее приемлем при плотности плазмы более 10^{13} см^{-3} . К недостаткам метода следует отнести усредненность измерения плотности плазмы и возможное возмущение параметров плазмы внешним переменным полем.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Чен Ф. Введение в физику плазмы. – М.: Мир, 1987. – 388 с.
2. Чернецкий А.В. Введение в физику плазмы. – М.: Атомиздат, 1969. – 304 с.
3. Синкевич О.А., Стаханов И.П. Физика плазмы. – М.: Высшая школа, 1991. – 192 с.

4. Ковальский Г.А. Электрическая плазма в газовом разряде: Учебное пособие. – М.: МИРЭА, 1983. – 108 с.
5. Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольдгрена. – М.: Мир, 1971. – 552 с.
6. Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 238 с.
7. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями. – М.: Наука, 1991. – 424 с.
8. Соболев В.Д. Физические основы электронной техники: Учебник для вузов. – М.: Высш. школа, 1979. – 448 с.
9. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. – М.: Наука, 1966. – 564 с.
10. Гапонов В.И. Электроника: Часть 1. – М.: Физ. мат. литературы, 1960. – 516 с.
11. Левицкий С.М. Сборник задач и расчетов по физической электронике. – Киев: Киевский гос. ун-т, 1964. – 208 с.