

Федеральное агентство по образованию

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

Л.Р. Битнер

**ВАКУУМНАЯ И ПЛАЗМЕННАЯ
ЭЛЕКТРОНИКА**

Учебное пособие

2007

Федеральное агентство по образованию

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

Кафедра физической электроники

Л.Р. Битнер

**ВАКУУМНАЯ И ПЛАЗМЕННАЯ
ЭЛЕКТРОНИКА**

Учебное пособие

2007

Битнер Л.Р.

Вакуумная и плазменная электроника: Учебное пособие. – Томск: ТУСУР,
2007. – 148 с.

Учебно-методическое пособие предназначено для студентов специальности 210104 «Микроэлектроника и твердотельная электроника» и студентов направления 210100 «Электроника и микроэлектроника» (бакалавриат).

© Битнер Л.Р., 2007

© Томский государственный 2007

университет систем управления
и радиоэлектроники

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ	6
2. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ.....	7
2.1. Средняя длина свободного пробега частиц в газе	7
2.2. Движение в однородном электрическом поле	8
2.3. Движение в однородном магнитном поле	11
2.4. Движение в скрещенных электрических и магнитных полях	13
2.5. Магнитные ловушки	14
2.6. Электронная и ионная оптика.....	17
2.6.1. Электростатические линзы	19
2.6.2. Магнитные линзы	26
3. ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ТВЕРДОГО ТЕЛА	30
3.1. Термоэлектронная эмиссия	32
3.2. Автоэлектронная эмиссия	34
3.2.1. Влияние объемного заряда и внешнего ускоряющего поля на термоэлектронную эмиссию	38
3.3. Фотоэлектронная эмиссия	44
3.4. Вторичная электронная эмиссия.....	48
3.5. Вторичная ионно-электронная эмиссия.....	51
3.6. Взрывная эмиссия.....	52
4. ДВИЖЕНИЕ И СТОЛКНОВЕНИЯ ЧАСТИЦ В ГАЗЕ И ПЛАЗМЕ	55
4.1. Ионизованный газ и плазма.....	55
4.1.1. Параметры плазмы и классификация	55
4.1.2. Квазинейтральность плазмы.....	56
4.2. Упругие столкновения частиц в газе и плазме.....	57
4.3. Неупругие столкновения частиц.....	59
4.3.1. Возбуждение атомов электронным ударом.....	59
4.3.2. Ионизация атомов электронным ударом.....	60

4.3.3.	Соударение ионов с атомами.....	62
4.3.4.	Взаимодействие атомов с фотонами.....	64
4.3.5.	Неупругие процессы второго рода.....	65
4.3.6.	Рекомбинация заряженных частиц.....	66
4.3.7.	Образование отрицательных ионов	68
4.4.	Движение заряженных частиц в газе и плазме.....	69
4.4.1.	Дрейф заряженных частиц	69
4.4.2.	Диффузия заряженных частиц.....	72
5.	ТИПЫ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ.....	76
5.1.	Основные понятия.....	76
5.1.1.	Тлеющий разряд.....	79
5.1.2.	Дуговой разряд.....	81
5.1.3.	Высокочастотный газовый разряд	85
6.	МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ.....	89
6.1.	Зондовый метод диагностики плазмы.....	89
6.1.1.	Одиночный (ленгмюровский) зонд.....	90
6.1.2.	Зондовая характеристика и ее обработка	95
6.1.3.	Двойной зонд.....	97
6.2.	Спектроскопические методы	99
7.	ЭЛЕКТРОННЫЕ И ИОННЫЕ ПУЧКИ И ПУШКИ.....	101
7.1.	Эксплуатационные и технологические параметры ПИЭЛ	102
7.2.	Нестационарные источники электронов.....	106
8.	ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА ВАКУУМНОЙ, ПЛАЗМЕННОЙ И ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ	107
8.1.	Электривакуумные приборы.....	107
8.1.1.	Классификация и устройство.....	107
8.1.2.	Электривакуумные диоды и триоды.....	112
8.2.	Газоразрядные источники света	114
8.2.1.	Общие представления.....	114
8.2.2.	Ртутные лампы высокого давления	117

8.2.3. Высокоинтенсивные газовые дуговые лампы	120
8.2.4. Дуговые металлогалоидные лампы.....	120
8.2.5. Дуговые лампы с поликоровой разрядной трубкой.....	121
8.3. Масс-спектрометры.....	122
8.4. Газовые CO ₂ лазеры непрерывного действия.....	134
9. ПРИМЕНЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ДЛЯ ОСАЖДЕНИЯ ПЛЕНОК	137
9.1. Системы ионно-плазменного распыления на постоянном токе.....	137
9.2. Магнетронные распылительные системы.....	141
9.3. Различные типы магнетронов	144
9.4. Расчет распределения толщины пленки	145
9.5. Нагрев мишени во время распыления.....	147
9.6. Нагрев подложки во время осаждения пленки	148
ЛИТЕРАТУРА	149

1. ВВЕДЕНИЕ

Учебное пособие предназначено для студентов специальности 210104 «Микроэлектроника и твердотельная электроника» и студентов направления 210100 «Электроника и микроэлектроника» (бакалавриат), изучающих дисциплину «Вакуумная и плазменная электроника».

В пособии рассматриваются вопросы, относящиеся к эмиссионной электронике, особенностям движения заряженных частиц в электрических и магнитных полях, элементарным процессам в плазме и свойствам газового разряда. Излагаемый материал опирается на знания, полученные студентами при изучении курса общей физики, а также дисциплин «Физика твердого тела», «Материалы и элементы электронной техники».

С учетом специфики специальности в пособие включен раздел «Применение плазменных технологий для осаждения тонких пленок», предназначенный для самостоятельного изучения.

2. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

2.1. Средняя длина свободного пробега частиц в газе

При движении в газовой среде молекулы сталкиваются друг с другом и траектория каждой молекулы – это ломаная линия, длина прямолинейных отрезков которой из-за случайности столкновений различна. Количество частиц (атомов или молекул) в единице объема может быть определено из уравнения состояния идеального газа:

$$p = nkT,$$

где p - давление газа;

n - концентрация атомов газа;

k - постоянная Больцмана;

T - температура газа.

Средняя длина свободного пробега молекул λ (длина прямолинейного участка или расстояние, проходимое частицей от столкновения до столкновения) зависит от концентрации частиц n и их сечения столкновения σ :

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \sigma n},$$

Сечение столкновения для нейтральных атомов и молекул равно площади круга, радиус которого равен расстоянию между центрами сталкивающихся частиц, т.е. диаметру частиц d .

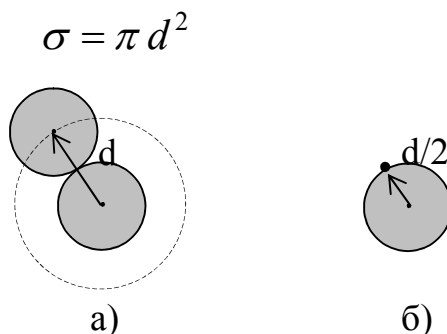


Рисунок 2.1 Столкновение а) атома с атомом; б) электрона с атомом.

Движение электрона в газообразной среде также характеризуется средней длиной свободного пробега λ_e . Электрон по сравнению с молекулой можно считать частицей бесконечно малых размеров, Следовательно,

$$\sigma = \pi \frac{d^2}{4}$$

Кроме того, скорость электрона, значительно больше скорости молекул. Учет этого приводит к удалению множителя $\sqrt{2}$. Таким образом, средняя длина свободного пробега электрона может быть рассчитана по формуле:

$$\lambda_e = \frac{1}{\sigma_e n}$$

Вакуум – состояние газа, имеющего плотность, меньшую его плотности при нормальных физических условиях. Характеристикой вакуума является отношение λ (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 $\lambda \ll d$, средний вакуум – $\lambda \approx d$, высокий вакуум – $\lambda \gg d$.

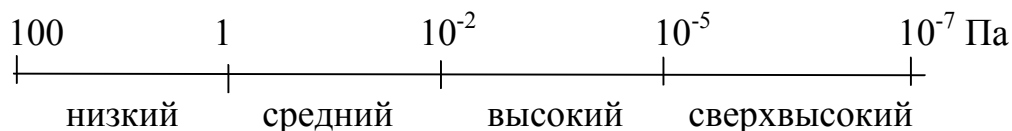


Рисунок 2.2 Классификация вакуума по степени разрежения

2.2. Движение в однородном электрическом поле

В электрическом поле напряженностью E на электрон действует сила

$$F_e = -eE.$$

Поскольку при движении в вакууме электрон не испытывает столкновений, приводящих к изменению величины и направления его скорости, то уравнение движения электрона запишем как:

$$m \frac{dv}{dt} = -eE,$$

где m – масса электрона;

e - заряд электрона;

E - напряженность электрического поля.

Это уравнение позволяет полностью описать движение электрона, найти его траекторию и скорость в любой точке, если известны начальные условия: координаты, величина и направление скорости в начале пути и если известна картина поля, т.е. заданы в виде функции координат векторы напряженности электрического поля E .

Электрическое поле влияет на кинетическую энергию электрона и на направление движения. Пусть электрон имеет в отсутствие поля скорость движения v_0 .

При движении в однородном электрическом поле напряженностью E , пройдя расстояние d , в направлении противоположном напряженности, электрон приобретет потенциальную энергию eEd или eU , которая перейдет в кинетическую энергию движения электрона. Здесь U - разность потенциалов между точками в пространстве, находящимися на расстоянии d .

Уравнение, связывающее кинетическую энергию свободного электрона с пройденной разностью потенциалов U :

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_0^2}{2} + eU,$$

где m - масса электрона;

v - скорость электрона в конце движения.

Если начальная скорость была невелика, то $v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}$. Таким образом,

приобретенная электроном энергия однозначно определяет его скорость и температуру.

Напомним, что при скоростях электрона, близких к скорости света, во всех приведенных уравнениях должна быть релятивистская масса электрона. Однако, как показывает расчет, релятивистский эффект учитывается только при анализе движения электрона, ускоряемого разностью потенциалов в несколько десятков киловольт. Поэтому далее будем считать массу электрона постоянной.

Кинетическую энергию электронов бывает удобно характеризовать температурой. Как известно, средняя энергия связана с температурой электронов следующим образом:

$$\frac{mv_0^2}{2} = \frac{3}{2} kT_e$$

Рассмотрим траекторию движения заряженной частицы в однородном электрическом поле, напряженность которого E . Поле создается двумя плоскостями параллельными электродами, находящимися на расстоянии d один от другого (рисунок).

Пусть частица влетает в область поля из точки O с начальной скоростью v_0 и под углом α к плоскости электродов. Изображенная на рисунке ситуация – это тормозящее поле для частиц с отрицательным зарядом и ускоряющее для частиц с положительным.

На частицу действует сила, направленная вдоль оси y . Следовательно, в направлении x частица движется с постоянной скоростью v_{0x} , а в направлении y движение будет равнозамедленным или равноускоренным с начальной скоростью v_{0y} .

$$v_{0x} = v_0 \cos \alpha, \quad v_{0y} = v_0 \sin \alpha.$$

Значения координат частицы в момент времени t будут вычисляться по формулам:

$$\begin{cases} x = v_{0x} t \cos \alpha \\ y = v_{0y} t \sin \alpha + \frac{eE}{2m} t^2 \end{cases}$$

Исключив из формул время t , получим уравнение траектории:

$$y = x \operatorname{tg} \alpha + \frac{eE}{2mv_0^2 \cos^2 \alpha} x^2.$$

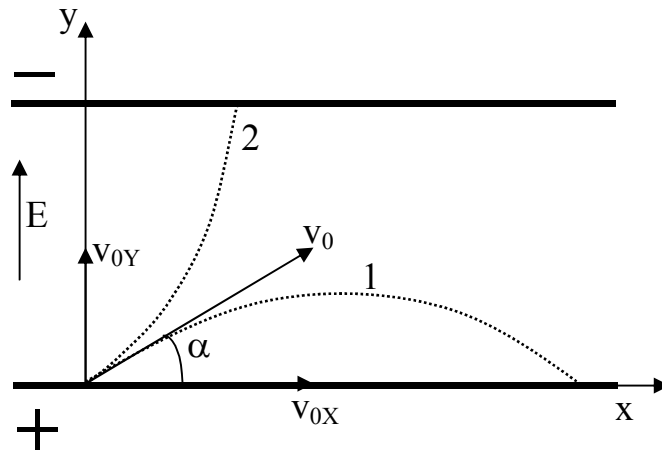


Рисунок 2.3 Движение заряженных частиц в однородном электрическом поле. 1 – траектория электрона; 2 – траектория иона

Это уравнение параболы, обращенной вогнутостью к оси x для электрона ($e < 0$) или к оси y для положительно заряженной частицы ($e > 0$).

В случае, когда $\alpha = 0$, т.е. частицы влетают параллельно электродам, конденсатор превращается в пару отклоняющих пластин. Величина отклонения определяется по формуле:

$$\Delta y = \frac{eU}{2mv^2 d} x^2.$$

2.3. Движение в однородном магнитном поле

В магнитном поле с индукцией B на движущийся электрон действует сила Лоренца F_m . При произвольной ориентации векторов эта сила равна векторному произведению:

$$F_m = -e[vB],$$

где v – вектор скорости электрона.

Вектор силы Лоренца всегда направлен перпендикулярно вектору скорости, следовательно, величина скорости электрона, а значит и его энергия, в при-

существовании магнитного поля меняться не будут. Магнитное поле влияет только на траекторию движения заряженной частицы.

Рассмотрим частицу, скорость v которой перпендикулярна вектору магнитной индукции. В этом случае движение является равномерным движением по окружности. Приравняем силу Лоренца и силу, действующую на частицу, движущийся по окружности радиусом r_B :

$$\frac{mv^2}{r} = evB$$

Отсюда следует выражение для радиуса окружности, который называется ларморовским радиусом:

$$r_B = \frac{mv}{eB},$$

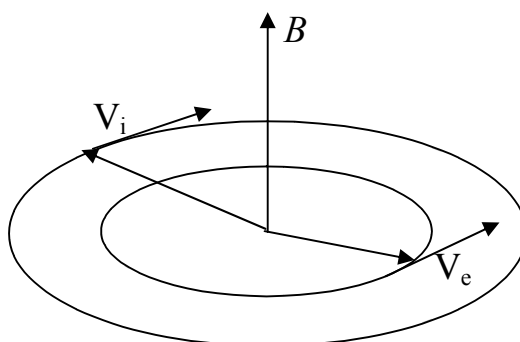


Рисунок 2.4 Траектории движения электрона и иона в магнитном поле. Скорости частиц перпендикулярны силовым линиям магнитного поля.

Таким образом, если энергии электрона и иона равны, то радиус, по которому движется электрон значительно меньше, чем радиус иона, а направления вращения противоположны.

Частота вращения частицы по окружности:

$$f = \frac{eB}{2\pi m}$$

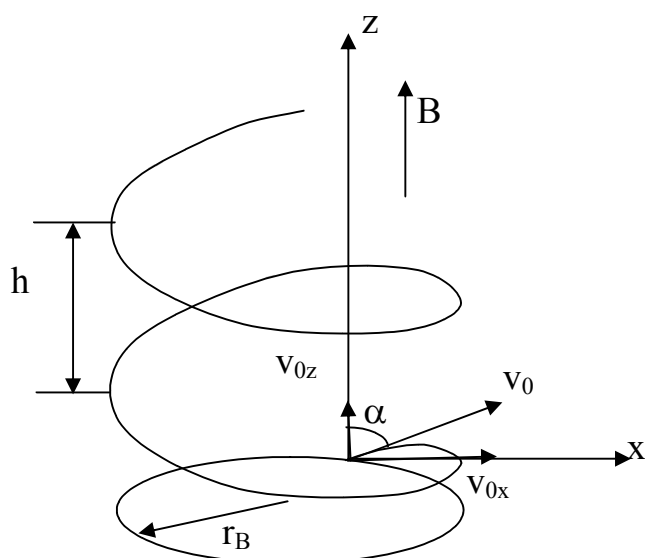


Рисунок 2.5 Траектория движения заряженной частицы, влетающей под углом α в магнитное поле.

Время одного оборота:

$$T = \frac{2\pi m}{eB}.$$

Если частица влетает в область магнитного поля под произвольным углом α , надо разложить вектор скорости на компоненты v_{0x} и v_{0z} . Очевидно, что в этом случае движение происходит по винтообразной траектории. Компонента v_{0x} обеспечивает круговое движение, а v_{0z} - равномерное прямолинейное движение в направлении Z .

$$r_B = \frac{mv_{0x}}{eB}, \quad h = v_{0z} \frac{2\pi m}{eB}$$

2.4. Движение в скрещенных электрических и магнитных полях

В этом случае заряженные частицы двигаются по окружности в плоскости, перпендикулярной вектору магнитного поля, а центр окружности смещается в направлении, перпендикулярном напряженности и магнитного и электрического поля. Такая траектория называется трахоидой (в частном случае может выглядеть как циклоида).

Причина этого явления в следующем: при движении по окружности, скорость электронов то возрастает, то снижается в зависимости от того, двигаются они против направления электрического поля или по полю. А т.к. радиус окружности зависит от скорости, то двигается частица с переменным радиусом, смещаясь в направлении x (рисунок).

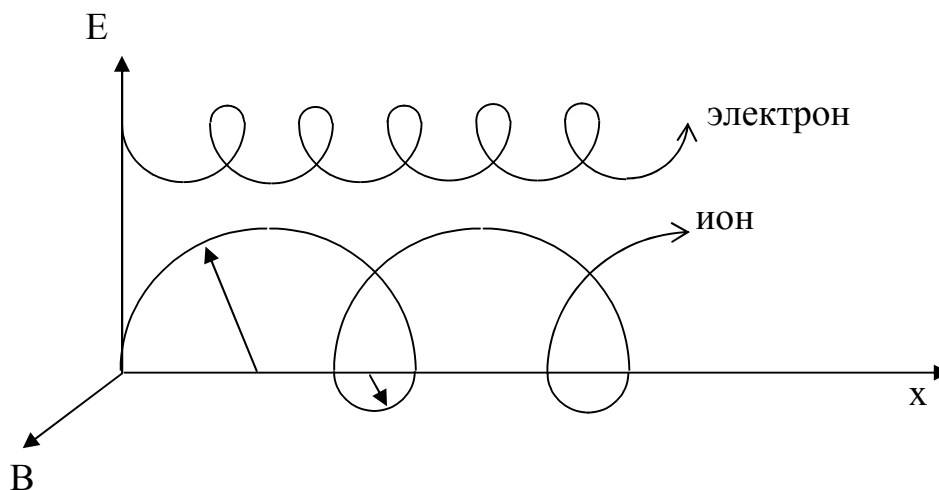


Рисунок 2.6 Траектории движения заряженных частиц (трахоиды) в скрещенных электрических и магнитных полях

Таким образом, электроны и ионы частицы дрейфуют в направлении, перпендикулярном электрическому и магнитному полю, причем направление и скорость дрейфа не зависят от массы частицы и ее заряда:

$$v_D = \frac{E}{B},$$

где E - напряженность электрического поля;

B - магнитная индукция.

2.5. Магнитные ловушки

Рассмотрим движение частицы в пространственно неоднородном магнитном поле, которое изменяется на пути ее движения, причем меняется достаточно медленно.

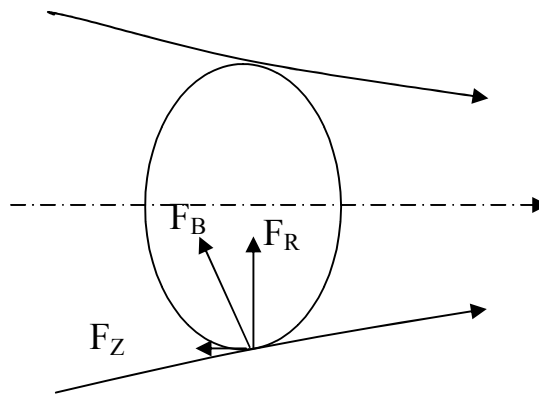


Рисунок 2.7 Происхождение силы, тормозящей частицу в неоднородном магнитном поле.

В однородном магнитном поле, когда силовые линии параллельны, сила Лоренца направлена строго по радиусу и не изменяет продольную компоненту скорости, т.е. частица, двигаясь по винтовой траектории, не меняет шага этой траектории. Если же частица движется в сторону нарастания напряженности, то появляется составляющая силы Лоренца, направленная перпендикулярно к плоскости ларморовской окружности. Эта составляющая стремится вытолкнуть частицу из области более сильного поля (рисунок 2.7).

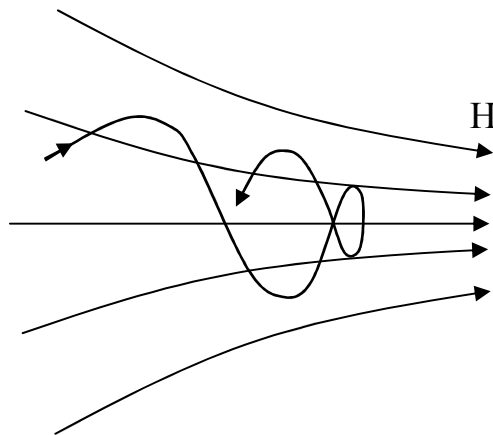


Рисунок 2.8 Отражение частицы от области более сильного магнитного поля

Таким образом, радиус винтовой линии уменьшается, сама винтовая линия сжимается и может произойти отражение частицы от области сильного поля, которую называют «магнитной пробкой» (рисунок 2.8). Для того, чтобы частица отразилась, необходимо, чтобы ее скорость составляла не слишком малый

угол с направлением силовых линий. В противном случае частица покинет «пробку».

Это явление используется при создании магнитных ловушек, задача которых удерживать заряженные частицы в некоторой области.

Магнитные ловушки открытого типа представляют из себя систему, в которой магнитное поле возрастает вдоль силовых линий в обе стороны от средней ее части.

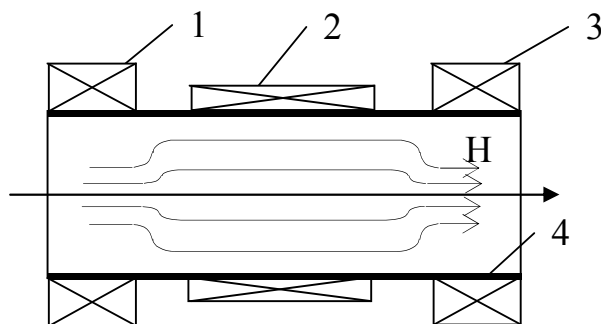


Рисунок 2.9 Схематическое изображение магнитной ловушки открытого типа. 1, 2, 3 – кольцевые магниты, 4 – цилиндр.

Частицы, подходя к области сильного поля, отражаются от нее и оказываются запертыми внутри магнитной системы.

Магнитная ловушка закрытого типа (тороидальная магнитная ловушка) представляет собой тороидальную трубу, на которую наматывается проволока и пропускается ток. Внутри трубы возникает магнитное поле, силовые линии которого направлены вдоль трубы. Заряженные частицы удерживаются магнитным полем и не попадают на стенки. Такие ловушки используются для удержания высокотемпературной плазмы (исследования термоядерных реакций) и в мощных ускорителях заряженных частиц.

2.6. Электронная и ионная оптика

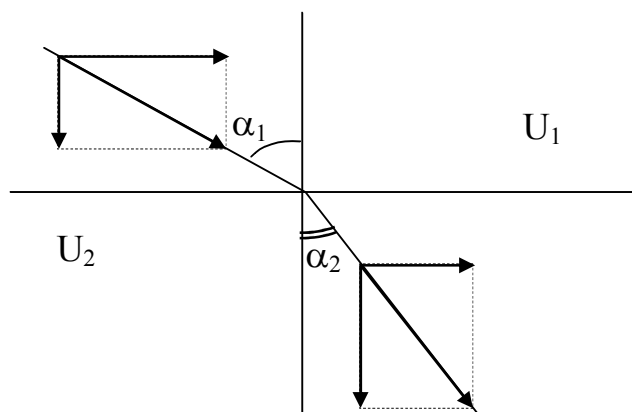


Рисунок 2.10 Прохождение заряженной частицы через границу двух эквипотенциальных областей.

Предположим, что заряженная частица движется в пространстве, в котором имеется скачок потенциала на некоторой границе (рисунок 2.10).

Такой скачок потенциала, конечно, нельзя осуществить технически, так как ему соответствует бесконечно большая величина напряженности поля. Наилучшим приближением будет система, состоящая из двух близко расположенных чрезвычайно тонких слоев металлической фольги, прозрачных для рассматриваемых частиц и заряженных до соответствующих потенциалов. Проходя через границу раздела, заряженная частица испытывает действие силы, направленной по нормали к этой границе. Поэтому нормальная составляющая скорости изменяется, а тангенциальная составляющая остается неизменной. Последнее условие дает

$$v_1 \sin \alpha_1 = v_2 \sin \alpha_2$$

где v_1 и v_2 - значения скорости частицы до и после прохождения через поверхность раздела, а углы α_1 и α_2 могут быть по аналогии с оптикой названы углом падения и углом преломления. Отсюда

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_2}{v_1}$$

Если, как обычно, считать, что величина скорости частицы определяется значением потенциала в данной точке, то равенство может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}}$$

Написанное равенство полностью совпадает с обычной формулировкой закона преломления в оптике:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1},$$

где n_1, n_2 - показатели преломления двух сред.

Роль коэффициента преломления играет квадратный корень из значения потенциала в данной точке.

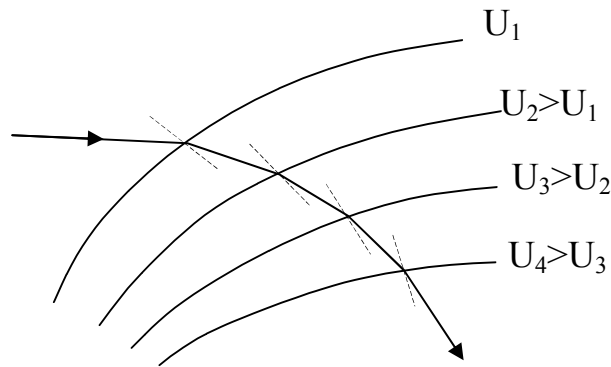


Рисунок 2.11 Преломление траектории электрона на эквипотенциальных поверхностях

Электростатическое поле всегда может быть изображено с помощью системы эквипотенциальных поверхностей (рисунок 2.11).

Если эти поверхности проведены достаточно близко друг к другу, то при рассмотрении движения частицы можно считать, что потенциал в пространстве между двумя соседними эквипотенциалами постоянен и все изменение потенциала происходит маленькими скачками на самих эквипотенциальных поверхностях.

С другой стороны, следует указать на некоторые ограничения, которые встречаются при переходе от обычной оптики к электронной. В электронной

оптике неосуществимы скачкообразные изменения коэффициента преломления, которые являются характерными для обычных линз.

Аналогом оптической линзы в электронной оптике служит электронное поле, обладающее аксиальной симметрией. Аксиально-симметричное поле может быть создано различными способами: коаксиальные цилиндры, диафрагмы с круглыми отверстиями, электроды, имеющие форму кольца. Каждая эквипотенциальная поверхность в такой системе вблизи оси будет иметь сферическую форму. Параксиальный пучок электронов (т.е. движущийся на небольшом расстоянии от оси и под малыми углами к ней), будет вести себя подобно пучку световых лучей в сложной оптической линзе, склеенной из бесконечно большого числа тонких менисков с постепенно изменяющимися коэффициентами преломления.

2.6.1. Электростатические линзы

Электростатические линзы обладают свойствами собирать (фокусировать) или рассеивать проходящие сквозь них пучки заряженных частиц. Делятся на три типа:

1) линзы–диафрагмы – отличаются наличием однородного электрического поля с одной или с обеих своих сторон. Являются элементами более сложных электронно–оптических систем.

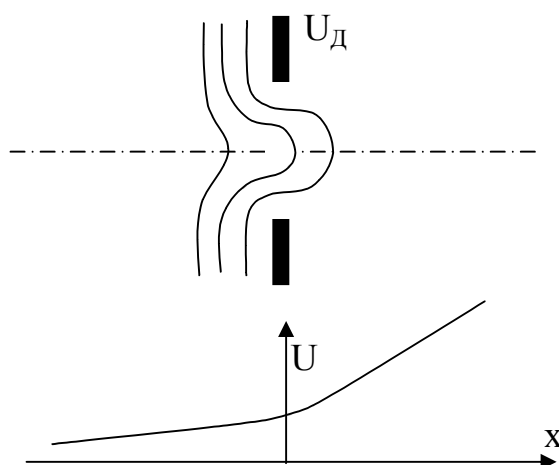


Рисунок 2.12 Линза-диафрагма. Эквипотенциальные поверхности и изменение потенциала на оси.

2) иммерсионные – потенциалы с обеих сторон постоянные, но различны.

Внутри линзы происходит ускорение или торможение заряженных частиц.

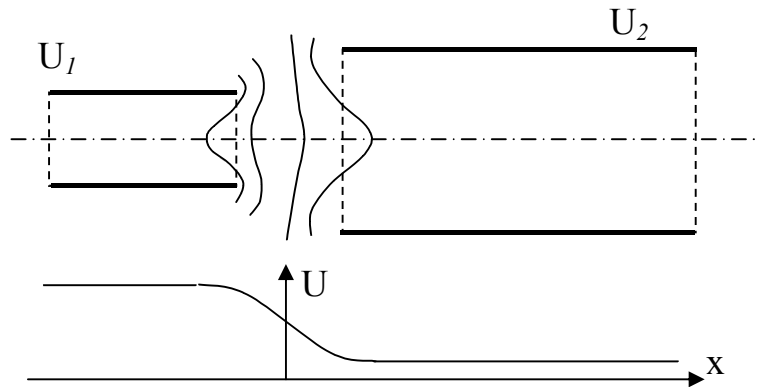


Рисунок 2.13 Иммерсионная линза. Эквипотенциальные поверхности и изменение потенциала на оси.

3) одиночные – потенциал имеет одинаковое значение с обеих сторон линзы.

зы.

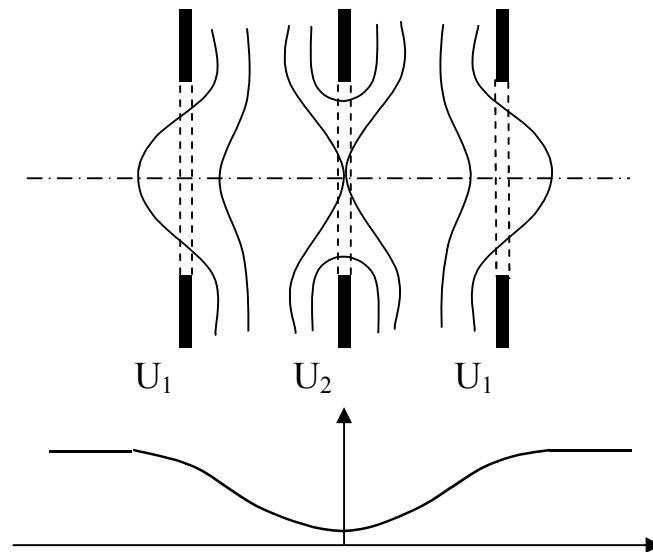


Рисунок 2.14 Одиночная линза из трех диафрагм. Эквипотенциальные поверхности и изменение потенциала на оси.

Траектория электрона в поле линзы может быть довольно сложной, но во многих случаях практический интерес представляет определение конечного результата действия линзы, например, нахождение точки, в которой соберутся электроны после прохождения линзы.

В электронной оптике, так же как и в световой, оптические свойства линзы характеризуются положением двух главных фокусов F_1 , F_2 и двух главных плоскостей h_1 , h_2 .

Фокусы F_1 и F_2 это точки на оси линзы, в которых собираются параллельные потоки частиц, падающих слева и справа на линзу. Нахождение главных плоскостей понятно из рисунка. Расстояния от главных плоскостей до соответствующих фокусов называются фокусными расстояниями f_1 и f_2 . Для симметричной линзы $f_1 = f_2 = f$. Оптической силой линзы называется величина, обратная главному фокусному расстоянию.

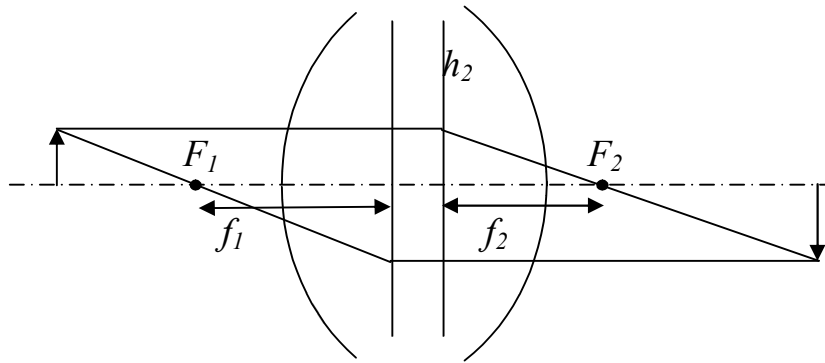


Рисунок 2.15 Построение изображения в световой линзе. Расположение главных фокусов и главных плоскостей.

Одиночная и иммерсионная линзы являются всегда собирающими. Линзы-диафрагмы могут быть как собирающими, так и рассеивающими.

2.6.1.1. Линза-диафрагма

Линза-диафрагма представляет собой диск, находящийся под потенциалом U_d , с круглым отверстием в центре. С обеих сторон к диску примыкают области постоянной, но различной с каждой стороны напряженности электрического поля E_1 и E_2 . Вблизи отверстия диафрагмы напряженность поля будет меняться вдоль оси. Именно эта область и будет электростатической линзой.

Оптическая сила линзы-диафрагмы может быть определена из приближенной формулы:

$$\frac{1}{f} = \frac{|E_2| - |E_1|}{4U_D}.$$

В зависимости от соотношения абсолютных величин напряженностей поля линза-диафрагма может быть собирающей или рассеивающей. Если электрон переходит из области с меньшей напряженностью в область с большей напряженностью поля ($E_1 < E_2$), линза будет собирающей.

Линза-диафрагма, как правило, используется как составная часть более сложных электронно-оптических систем и не применяется как самостоятельное фокусирующее устройство.

2.6.1.2. Иммерсионная линза

Рассмотрим пучок электронов, проходящий через зазор между двумя коаксиальными цилиндрами, потенциалы которых равны соответственно U_1 и U_2 , причем $U_2 > U_1$. Далее практически всегда будем рассматривать параксиальный пучок электронов, т.е. пучок, движущийся на небольшом расстоянии от оси и под малыми углами к ней.

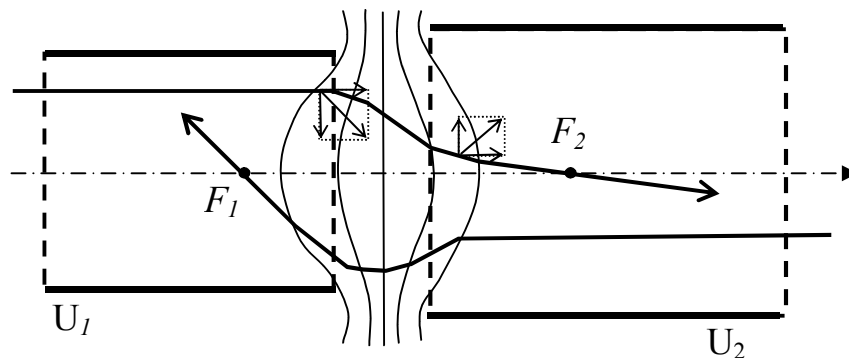


Рисунок 2.16 Иммерсионная линза, образованная двумя цилиндрами. Электронные траектории, входящие в линзу параллельно оптической оси, пересекают ось после прохождения линзы в главных фокусах F_1 и F_2 .

В обычной световой оптике такое устройство соответствует иммерсионной линзе.

Силу, действующую на электрон в каждой точке его пути, можно разложить на две составляющие: параллельную оси и перпендикулярную к ней. На участке траектории до середины зазора радиальная составляющая силы направлена к оси. После прохождения через середину зазора радиальная сила стремится отклонить его от оси. Фокусирующее действие радиальной составляющей на первой половине пути не может быть скомпенсировано дефокусирующим действием на второй половине пути. Это объясняется тем, что первую часть пути электрон движется с меньшей скоростью и, следовательно, дольше находится под действием сил, прижимающей его к оси. В результате электронная траектория пересекает ось в некоторой точке F_2 , расположенной справа от зазора. Эта точка является главным фокусом линзы, образованной двумя цилиндрами. Если рассмотреть пучок электронов, входящий в линзу справа налево, то пучок соберется на оси в точке F_1 . Точки F_1 и F_2 (главные фокусы) окажутся на неодинаковом расстоянии от середины зазора.

Чем больше относительное приращение энергии при переходе через зазор, т.е. величина $\frac{(U_2 - U_1)}{U_1}$, тем сильнее фокусирующее действие линзы, тем ближе к середине зазора располагаются главные фокусы.

Фокусные расстояния иммерсионной линзы пропорциональны квадратным корням из потенциалов:

$$\frac{f_1}{f_2} = \sqrt{\frac{U_1}{U_2}},$$

где f_1 и f_2 - главные фокусные расстояния.

Для слабой иммерсионной линзы, образованной двумя цилиндрами одинакового радиуса R , справедлива полуэмпирическая формула, дающая приближенную оценку фокусного расстояния:

$$f = 10 \cdot R \left(\frac{U_1}{U_2 - U_1} \right)^2.$$

Общие свойства иммерсионных линз:

Иммерсионные линзы всегда собирающие;

Они несимметричны, т.е. их фокусные расстояния f_1 и f_2 неравны.

Иммерсионная линза, создавая электронное изображение, всегда изменяет энергию электронного пучка.

2.6.1.3. Одиночная линза

Рассмотрим линзу, в которой потенциал с обеих сторон одинаков. Такую линзу можно построить с помощью трех диафрагм или трех цилиндров, причем крайние электроды должны иметь одинаковый потенциал U_1 .

Потенциал среднего электрода U_2 может быть меньше или больше потенциала крайних. Вследствие равенства потенциалов крайних электродов, при прохождении сквозь одиночную линзу энергия электронов не меняется, изменяется только направление скорости. Если крайние электроды имеют одинаковую геометрическую форму и расположены на одинаковом расстоянии от среднего электрода, то линза симметрична, т.е. $f_1 = f_2$.

Оптические параметры одиночной линзы сильно зависят от отношения потенциалов внутреннего и наружных электродов U_2/U_1 . Чем больше это отношение, тем больше оптическая сила линзы.

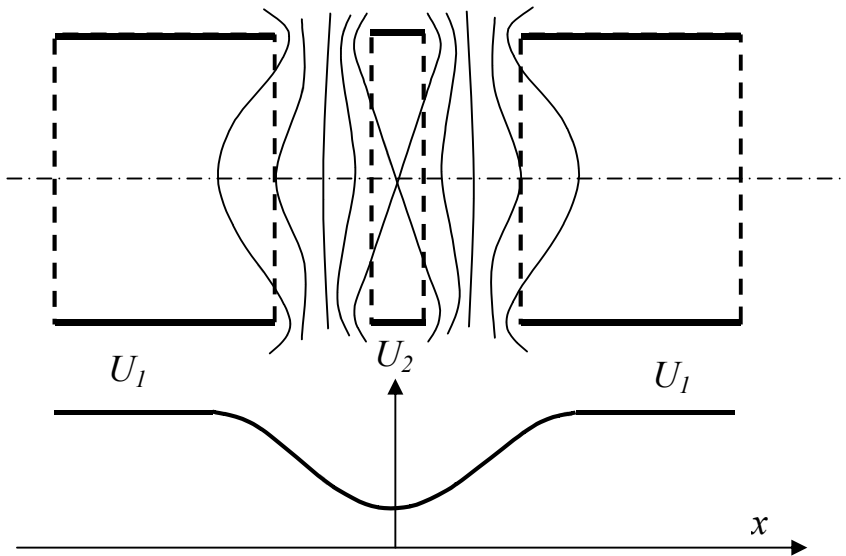


Рисунок 2.17 Одиночная линза. Эквипотенциальные поверхности и изменение потенциала на оси.

Линзу можно считать тонкой, если размеры линзы, т.е. область, где напряженность электрического поля не равна нулю, мала по сравнению с ее фокусным расстоянием f . В этом случае можно считать, что траектория частицы меняется скачком. Для такой линзы существует одно главное фокусное расстояние $f = f_1 = f_2$ и одна главная плоскость $H = H_1 = H_2$.

Приближенная формула для оптической силы для слабой симметричной одиночной линзы, образованной тремя диафрагмами с расстоянием между диафрагмами d :

$$\frac{1}{f} \approx \frac{3}{8d} \left(\frac{U_2 - U_1}{U_1} \right)^2$$

Пусть пучок электронов расходится из произвольной точки A на оси перед линзой и вновь собирается в точке B после прохождения через линзу. В этом случае расстояния a и b (от центра линзы до точек A и B соответственно) связаны с главным фокусным расстоянием следующим соотношением:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

Толстая линза отличается от тонкой большой относительной протяженностью поля. Ее действие также можно свести к преломлению траекторий, но относительно не центральной, а двух главных плоскостей.

Одиночная линза может использоваться как при $U_1 > U_2$, так и при $U_2 > U_1$. На практике чаще применяют первый вариант, т.е. крайние электроды имеют более высокий потенциал. Оптическая сила такой линзы сильно зависит от диаметра отверстия внутреннего электрода – возрастает при уменьшении последнего.

Общие свойства одиночных линз:

- они всегда собирающие;
- энергия электронов при прохождении линзы не изменяется.

Следует отметить, что расчеты электронно-оптических систем связаны со значительными трудностями. Они вызваны тем, что потенциал в области электронной линзы непрерывно изменяется. Для расчета распределения потенциала необходимо решить уравнение Лапласа с заданными граничными условиями. Как правило, аналитическое решение возможно только в самых простых случаях, например, для слабых и тонких линз. На практике следует использовать приближенные числовые методы расчета или моделирование ситуации с распределением потенциала с помощью электролитических ванн, резиновой мембраны или сетки сопротивлений.

2.6.2. Магнитные линзы

Известно, что однородное продольное магнитное поле при движении в нем параксиального пучка электронов способно создать электронное изображение некоторого объекта. Такое поле называют длинной магнитной линзой.

Неоднородное аксиально-симметричное магнитное поле образует симметричную собирающую линзу, которая называется короткой или тонкой магнит-

ной линзой. На практике такая короткая линза может быть создана круглой катушкой, по виткам которой протекает ток.

Качественно механизм фокусировки в магнитной линзе можно объяснить следующим образом. Пусть электрон влетает в линзу слева направо параллельно оси. В первый момент попадания электрона в поле линзы на него будет действовать только составляющая поля H_R , которая вызовет вращение электрона по азимуту φ . На рисунке это вращение направлено вперед, из плоскости чертежа. После появления азимутальной составляющей скорости v_φ , возникнет движение электрона в радиальном направлении, т.е. начнется фокусирующее действие магнитного поля за счет H_z . После перехода электрона во вторую половину линзы вращательная скорость начнет уменьшаться. В результате прохождения электрона через линзу его траектория окажется повернутой относительно исходной плоскости и пересечет ось линзы за счет действия фокусирующей силы.

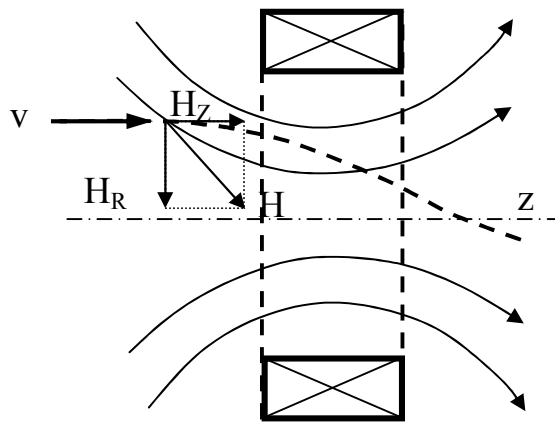


Рисунок 2.18 Фокусировка в магнитной линзе. Электронная траектория выходит из плоскости чертежа (пунктир).

Рассмотрим линзу, образованную катушкой, имеющей n витков со средним радиусом R_{cp} . Ток, протекающий по обмотке, обозначим I . Так как поле, создаваемое круглой катушкой, симметрично относительно ее средней плоскости, то главные фокусные расстояния одинаковы. Оптическая сила короткой магнитной линзы может быть вычислена по формуле:

$$\frac{1}{f} = \frac{3}{256} \cdot \frac{\pi e \mu_0^2}{m} \cdot \frac{(nI)^2}{R_{cp} U_0},$$

где μ_0 - магнитная постоянная;

e - заряд электрона;

m - масса электрона;

U_0 - энергия электронов, выраженная в вольтах.

Угол поворота изображения при фокусировке магнитным полем рассчитывается по формуле:

$$\varphi = 10,7 \frac{nI}{\sqrt{U_0}},$$

где φ - угол поворота в градусах.

Приведенные формулы справедливы только для длиннофокусных (слабых) линз. Создание короткофокусных магнитных линз с большой оптической силой без ферромагнитной оболочки, так называемого панциря, затруднительно. Для этого необходимо увеличивать ампервитки nI , т.е. либо ток, либо количество витков. И то, и другое приводит к увеличению среднего радиуса катушки R_{cp} , а следовательно к снижению оптической силы. Количество витков увеличивает радиус напрямую, а увеличение тока через необходимость увеличения сечения провода обмотки.

Для получения короткофокусной магнитной линзы необходимо сокращать протяженность области, занятой полем. Это достигается путем бронирования катушек железным панцирем. В панцире с его внутренней стороны делается узкий кольцевой разрез. Магнитное поле на оси такой бронированной катушки отличается от нуля только вблизи кольцевого зазора, так как дальше магнитные силовые линии замыкаются на железную броню.

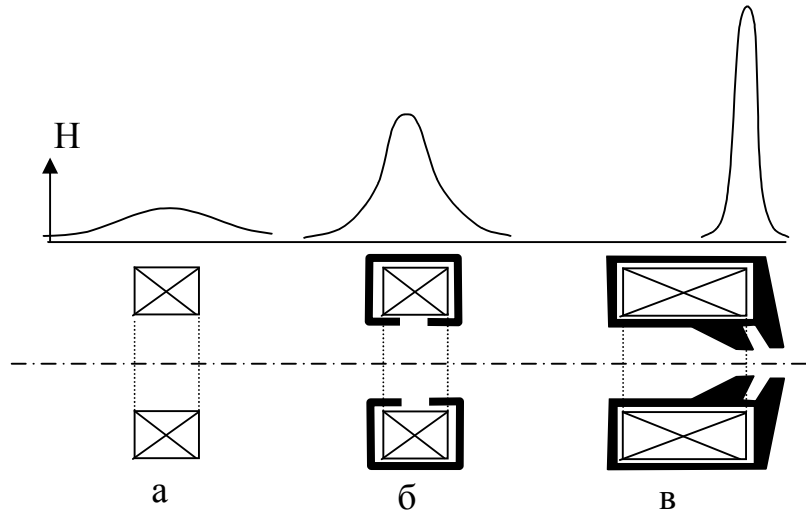


Рисунок 2.19 Распределение напряженности магнитного поля на оси магнитных линз различных конструкций. а – обычная магнитная линза; б – панцирная магнитная линза; в – панцирная с полюсным наконечником

Для панцирных магнитных линз основным геометрическим параметром, влияющим на оптическую силу (при заданных ампервитках и энергии электронов), является величина отношения ширины зазора s к внутреннему диаметру панциря D .

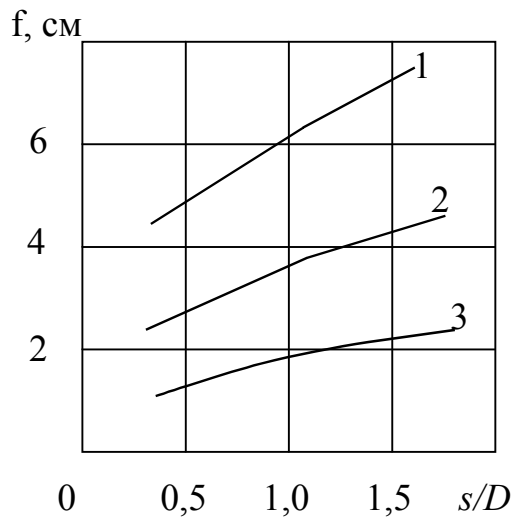


Рисунок 2.20 Влияние отношения ширины зазора к диаметру панциря на фокусное расстояние магнитной линзы. Диаметр $D=2,3$ см. 1 – $k=20$ A^2/V ; 2 – $k=40$ A^2/V ; 3 – $k=80$ A^2/V .

Особенности магнитных линз:

- фокусировка в магнитном поле сопровождается поворотом изображения;
- любая магнитная линза – собирающая (аксиальное магнитное поле всегда фокусирует электронный пучок);
- применение ферромагнитных экранов (панцирей) концентрирует магнитное поле в узкой области и увеличивает оптическую силу линзы.

3. ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Под электронной эмиссией понимается испускание электронов из твердого тела или какой-либо другой среды. Наибольший интерес представляет эмиссия электронов в вакуум. Тело, из которого испускаются электроны, называется катодом. Электроны не могут самопроизвольно покинуть поверхность катода, так как для этого надо совершить работу против внутренних сил, удерживающих их на границе раздела катод - вакуум. Для того чтобы высвободить электроны из катода, необходимо затратить энергию. По способу, которым эта энергия передается катоду, эмиссионные процессы называются

- термоэмиссией, когда энергия передается электронам при нагревании катода за счет тепловых колебаний решетки;
- вторичной электронной эмиссией, когда эта энергия передается другими частицами (электронами или ионами, бомбардирующими катод);
- фотоэлектронной эмиссией, при которой электроны выбиваются квантами света, и т.п.

Электронный газ удерживается в кристалле полем положительных ионов решетки. Потенциальная энергия электрона в таком поле меньше потенциальной энергии электрона, находящегося вне кристалла, и для его удаления за пределы тела необходимо совершить некоторую работу.

Если усреднить потенциал положительных ионов вдоль кристалла, то электрон можно считать находящимся в потенциальной яме, размеры которой соответствуют размерам тела. Для удаления электрона, обладающего минимальной кинетической энергией, т. е. расположенного у дна ямы, должна быть

затрачена энергия, равная высоте потенциального барьера у границы W_0 (полная работа выхода). Чем выше кинетическая энергия электрона, тем меньшую работу необходимо совершить для его удаления из кристалла, в частности для электрона, находящегося на уровне Ферми, эта работа равна $W_0 - W_F$.

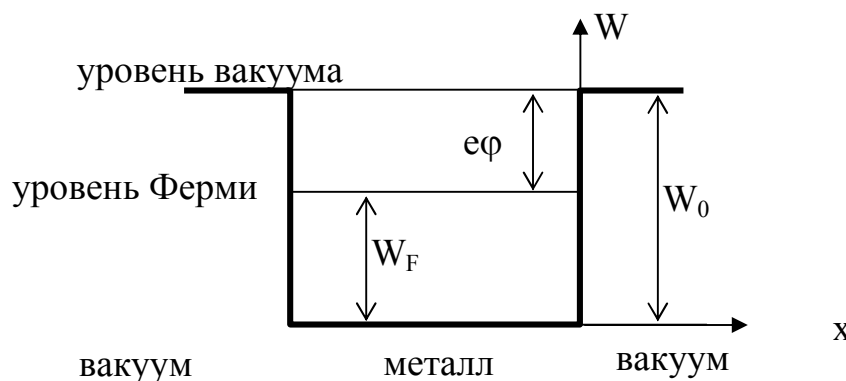


Рисунок 3.1 Зонная диаграмма электронов в металле и потенциальный барьер на границе с вакуумом без учета сил изображения и в отсутствии электрического поля

Работу, которую необходимо совершить для удаления электрона с энергией, соответствующей уровню Ферми, на такое расстояние от тела, где можно пренебречь его воздействием на электрон, называют **работой выхода** $e\varphi$:

$$e\varphi = W_0 - W_F,$$

где W_0 – глубина потенциальной ямы (полная работа выхода),

W_F – уровень Ферми.

При $T > 0$ в металле имеются электроны на уровнях выше уровня Ферми, но и в этом случае работу выхода отсчитывают от уровня W_F .

Для того, чтобы вырвать электрон из кристаллической решетки, необходимо сообщить ему соответствующую энергию. Выходу электронов препятствует наличие потенциального барьера и для его преодоления необходимо какое-либо внешнее воздействие.

3.1. Термоэлектронная эмиссия

Электроны в металле при температуре T распределены по энергиям в соответствии с функцией Ферми.

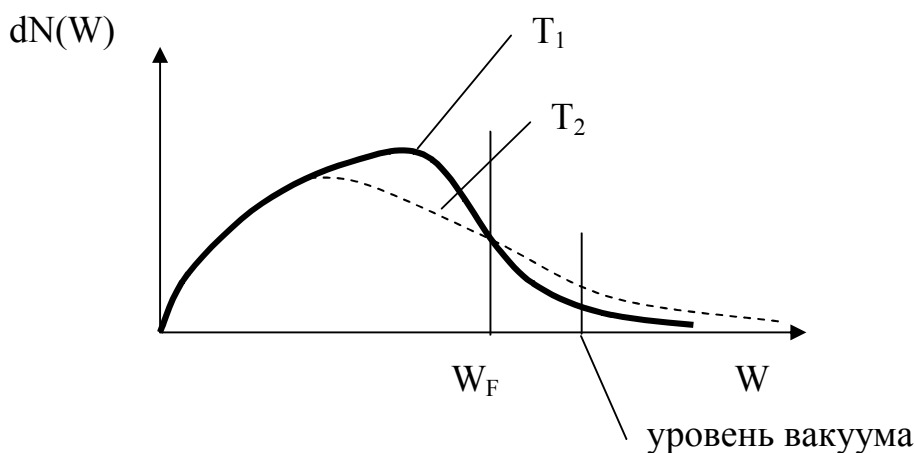


Рисунок 3.2 Распределение электронов по энергии в металле при разных температурах. $T_2 > T_1$.

Для выхода электрона из металла необходимо, чтобы его энергия была больше потенциального барьера. Необходимо также, чтобы электрон с этой энергией мог двигаться перпендикулярно поверхности металла. С какой бы скоростью ни двигался электрон параллельно барьеру, он никогда не покинет металла. Если расположить ось x перпендикулярно поверхности металла, то условие выхода:

$$\frac{mv_{xm}^2}{2} \geq e\phi + W_F,$$

т.е. существует предельная скорость v_{xm} для преодоления барьера.

Число электронов dN в единице объема, имеющих скорости в интервале между v_x и $v_x + dv_x$, v_y и $v_y + dv_y$, v_z и $v_z + dv_z$, составляет:

$$dN = \frac{2m^3}{h^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1} \cdot dv_x dv_y dv_z,$$

где m - масса электрона;

h - постоянная Планка;

k - постоянная Больцмана;

W - энергия электрона;

W_F - энергия Ферми.

Число электронов, которые достигнут единицы поверхности металла за 1 секунду равно dN_x :

$$dN_x = v_x dN .$$

Общее число электронов, покидающих поверхность в направлении x за 1 секунду составляет:

$$N = \frac{2m^3}{h^3} \int_{v_{xm}}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{v_x}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1} dv_x dv_y dv_z .$$

Поскольку при высоких температурах единицей в знаменателе можно пренебречь, то:

$$N = \frac{2m^3}{h^3} \int_{v_{xm}}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_x e^{\frac{W_F}{kT}} e^{-\frac{W}{kT}} dv_x dv_y dv_z \text{ или}$$

$$N = \frac{2m^3}{h^3} e^{\frac{W_F}{kT}} \int_{v_{xm}}^{\infty} v_x e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_y^2}{2kT}} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} dv_z$$

Каждый из двух последних интегралов равен $\sqrt{\frac{2\pi kT}{m}}$, а первый $\frac{kT}{m} e^{-\frac{W_0}{kT}}$.

Следовательно, число электронов, покидающих единицу поверхности в секунду:

$$N = \frac{4\pi k^2 m}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_0 - W_F}{kT}}$$

Учитывая, что $W_0 - W_F = e\phi$ - это работа выхода электронов из твердого тела, а плотность тока j_T равна eN , получим выражение для плотности термоэмиссионного тока (формула Ричардсона-Дэшмана):

$$j_T = A_0 T^2 e^{-\frac{e\phi}{kT}},$$

$$A_0 = \frac{4\pi k^2 m e}{h^3} = 1,2 \cdot 10^6 \frac{A}{m^2 K^2},$$

где A_0 - константа термоэлектронной эмиссии.

В действительности экспериментально найденные значения константы термоэлектронной эмиссии для большинства металлов могут быть в 1,5 – 2 раза меньше значений константы A_0 .

Таблица 3.1 Значения работы выхода и температуры плавления некоторых материалов.

металл		работа выхода, $e\phi$, эВ	температура плавления, $T_{пл}$, °С
W	вольфрам	4,54	3420
Mo	молибден	4,3	2620
Ta	тантал	4,2	2996
Fe	железо	4,31	1538
Pt	платина	5,32	1772
Th	торий	3,3	1750
Ba	барий	2,49	727
Cs	цезий	1,89	28,5

При термоэмиссии электроны покидают катод со средней кинетической энергией, равной $2kT$. Плотность тока при термоэлектронной эмиссии не превышает 10^2 А/см².

3.2. Автоэлектронная эмиссия

Автоэлектронная эмиссия происходит под действием сильного внешнего электрического поля напряженностью в пределах $10^8 - 10^9$ В/м. При этих условиях потенциальный порог на границе металл - вакуум превращается в потенциальный барьер конечной ширины, через который электроны могут туннелировать. От величины электрического поля зависит не только ширина, но и вы-

сота барьера. Для рассмотрения этого эффекта необходимо учитывать силу зеркального электрического изображения, благодаря которой форма барьера на границе с вакуумом становится полой. Силы зеркального изображения связаны с тем, что электрон, покидающий катод, поляризует электронный газ внутри твердого тела. При этом как будто создается внутри положительный заряд, равный по абсолютной величине заряду эмитированного электрона. Потенциальная энергия, соответствующая силе зеркального изображения равна:

$$W_S = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x},$$

где e - заряд электрона;

ϵ_0 - электрическая постоянная;

x - расстояние эмиттированного электрона от поверхности катода.

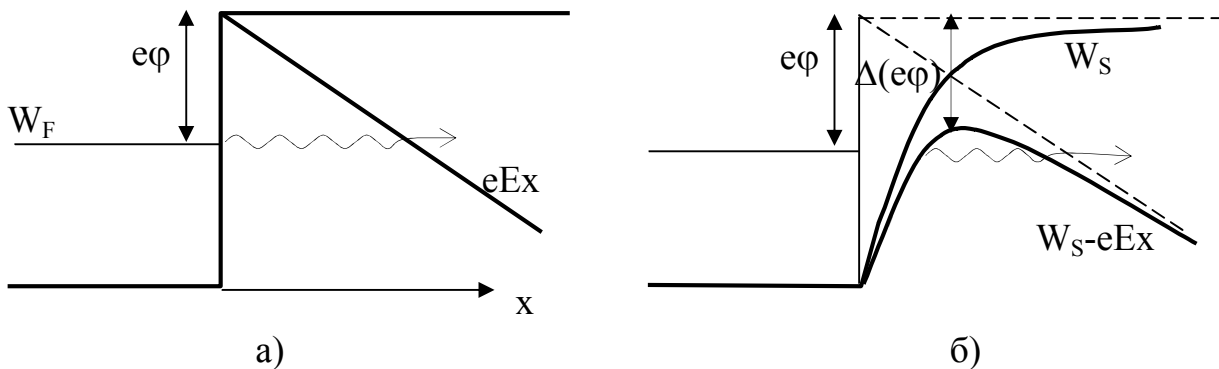


Рисунок 3.3 Потенциальный барьер на границе металл-вакуум в сильном электрическом поле без учета (а) и с учетом (б) сил изображения. $\Delta(e\phi)$ - снижение высоты барьера.

При наличии электрического поля напряженностью E , суммарная энергия имеет вид

$$W(x) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} - eEx$$

Высота барьера максимальна при таком x , когда производная

$$\frac{dW(x)}{dx} = 0. \text{ Отсюда следует, что в присутствии электрического поля снижается}$$

на величину $\Delta(e\varphi)$:

$$\Delta(e\varphi) = \frac{e^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{E}.$$

Таким образом, при автоэлектронной эмиссии электроны преодолевают потенциальный барьер на границе эмиттера, не проходя над ним за счет кинетической энергии теплового движения, как при термоэлектронной эмиссии, а путем туннельного просачивания сквозь барьер, сниженный и суженный электрическим полем.

В случае эмиссии из металлов для автоэлектронного тока выполняется зависимость, называемая формулой Фаулера - Нордгейма:

$$j_a = C_1 E^2 e^{-\frac{C_2}{E}},$$

$$\text{где } C_1 = \frac{e^2}{8\pi h(e\varphi)}, \quad C_2 = \frac{8\pi\sqrt{2m}}{3he} (e\varphi)^{3/2} \Theta(y),$$

$\Theta(y) = 1 - y$ - функция относительного снижения барьера – функция Нордгейма.

В свою очередь y - безразмерная величина, равная отношению уменьшения работы выхода за счет эффекта Шоттки:

$$y = \frac{\Delta(e\varphi)}{e\varphi}.$$

Функция Нордгейма $\Theta(y)$ табулирована и может быть представлена в виде графика, изображенного на рисунке.

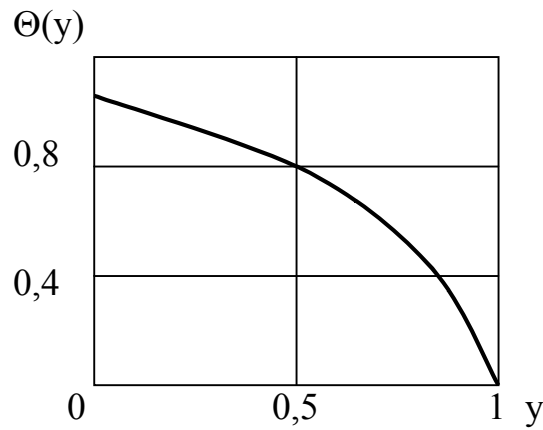


Рисунок 3.4 Функция Нордгейма

Формула Фаулера – Нордгейма для j_a получена в следующих предположениях: свободные электроны в металле подчиняются статистике Ферми-Дирака; вне металла на электрон действуют только силы зеркального изображения.

При практических расчетах удобно пользоваться следующей формулой для плотности автоэмиссионного тока:

$$j_a = 1,4 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{e\varphi} \cdot 10^{\frac{4,39}{\sqrt{e\varphi}}} \cdot 10^{-2,82 \cdot 10^7 \frac{(e\varphi)^{3/2}}{E}}$$

При подстановке напряженности поля E в В/см, работы выхода $e\varphi$ в эВ, получим плотность автоэмиссионного тока j_a в А/см².

Несмотря на упрощения, формула Фаулера-Нордгейма довольно хорошо согласуется с экспериментом. В частности она подтвердила экспоненциальную зависимость эмиссионного тока от поля. Из нее также следует возможность получения гигантских плотностей тока ($10^7 - 10^8$ А/см²), в миллионы раз превышающих плотности тока, которые могли бы быть получены любым другим традиционным способом - в результате термо-, фото- и других видов эмиссии. Рост плотности тока с повышением напряжения заканчивается при $j = 10^8 - 10^{10}$ А/см² вакуумным пробоем и гибелью эмиттера. Этому предшествует более интенсивная, но кратковременная взрывная электронная эмиссия.

Для того, чтобы создать необходимую напряженность электрического поля порядка $10^7 - 10^8$ В/см, к обычным макроскопическим электродам необходимо было бы прикладывать напряжения в десятки миллионов вольт. Практически автоэлектронную эмиссию можно получить при гораздо меньших напряжениях, если придать катоду форму тонкого острия с радиусом вершины в десятые или сотые доли микрона. При микроскопических расстояниях катод - анод, равных единицам или долям микрона, и очень малых радиусах кривизны катода $r = 2 - 5$ нм автоэмиссию удастся получать при напряжениях всего в сотни и даже десятки вольт.

Среди эмиссионных явлений автоэмиссия занимает особое место, так как это чисто квантовый эффект, при котором для высвобождения электронов из катода не требуется затрат энергии на сам эмиссионный акт в отличие от термо-, фото- и вторичной эмиссии. Автоэлектронная эмиссия наблюдается даже при низких температурах вплоть до температур, близких к абсолютному нулю. Процесс автоэмиссии является практически безынерционным.

Вследствие экспоненциальной зависимости следует, что разброс эмитированных электронов по энергиям оказывается в несколько раз более узким, чем в случае термоэмиссии.

Автоэлектронная эмиссия - отечественный термин. В зарубежной литературе это явление называется полевой электронной эмиссией: field emission.

Открытие автоэлектронной эмиссии привело к появлению совершенно новой области микро- и нанoeлектроники, так называемой вакуумной микроэлектроники, позволило создать новые фундаментальные методы исследования топологии поверхности с атомным разрешением (сканирующая и просвечивающая электронная микроскопия сверхвысокого разрешения, туннельная микроскопия, электронная голография и др.).

3.2.1. Влияние объемного заряда и внешнего ускоряющего поля на термоэлектронную эмиссию

При измерении анодного тока обнаружено, что его величина зависит от

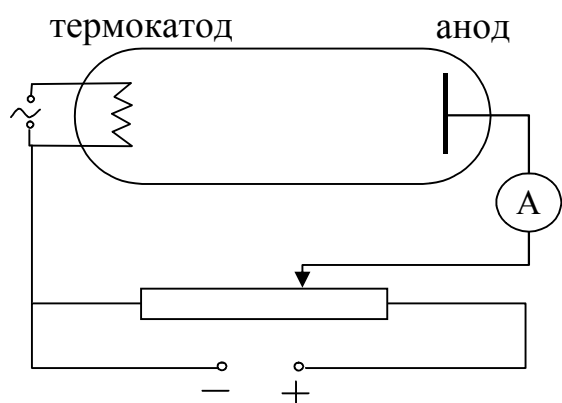


Рисунок 3.5 Вакуумный диод для изучения термоэмиссии

анодного напряжения. На рисунке изображено устройство (двухэлектродная лампа с термокатодом) для изучения термоэмиссии.

Если между термокатодом и анодом диода создать разность потенциалов U_A , препятствующую движению электронов к аноду, то на анод смогут попасть лишь те из них,

которые вылетели из катода с запасом кинетической энергии не меньше энергии электростатического поля между анодом и катодом, т.е. eU_A .

При больших плотностях тока термоэлектронной эмиссии на вольтамперную характеристику существенное влияние оказывает объемный отрицательный заряд, возникающий между катодом и анодом. Этот объемный отрицательный заряд препятствует достижению вылетевшим из катода электронам анода. Таким образом, ток анода оказывается меньше, чем ток эмиссии электронов с катода. При приложении к аноду положительного потенциала дополнительный потенциальный барьер у катода, создаваемый объемным зарядом, понижается и анодный ток растет. Такова качественная картина влияния пространственного заряда на вольтамперную характеристику вакуумного диода..

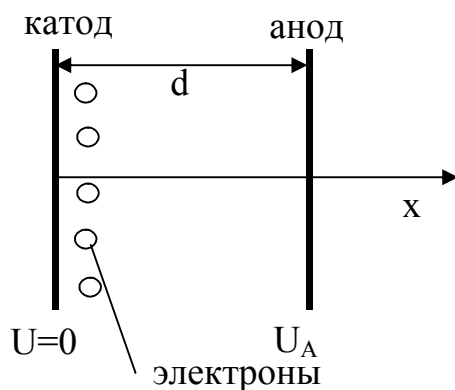


Рисунок 3.6 К выводу закона «трех вторых»

Вычислим при ряде упрощающих предположений зависимость анодного тока термовакуумного диода от приложенной между анодом и катодом внешней разности потенциалов и найдем распределение поля, потенциала и концентрации электронов между анодом и катодом при учете пространственного заряда.

Допустим, что электроды диода плоские. При небольшом расстоянии между анодом и катодом d их можно считать бесконечно большими. Начало координат поместим на поверхности катода, а ось X направим перпендикулярно этой поверхности в сторону анода. Температуру катода будем поддерживать постоянной и равной T . Потенциал электростатического поля U , существующего в пространстве между анодом и катодом, будет функцией только одной координаты x . Он должен удовлетворять уравнению Пуассона:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -4\pi\rho = 4\pi ne,$$

здесь ρ – объемная плотность заряда;

n – концентрация электронов;

U , ρ и n являются функциями координаты x .

Учитывая, что плотность тока между катодом и анодом

$$j = nev,$$

а скорость электрона v можно определить из уравнения

$$\frac{mv^2}{2} = eU,$$

где m – масса электрона, уравнение Пуассона можно преобразовать к виду

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{a^2}{\sqrt{U}}, \quad a^2 = 4\pi j \sqrt{\frac{m}{2e}}.$$

Это уравнение надо дополнить граничными условиями, учитывающими, что потенциал и напряженность электрического поля у поверхности катода должны обращаться в нуль, а потенциал анода $U = U_A$ при $x = d$.

Решение уравнения Пуассона с учетом граничных условий дает выражение:

$$j = \beta U_A^{\frac{3}{2}}, \quad \text{где} \quad \beta = \frac{1}{9\pi d} \left(\frac{2e}{m} \right)^{\frac{1}{2}}$$

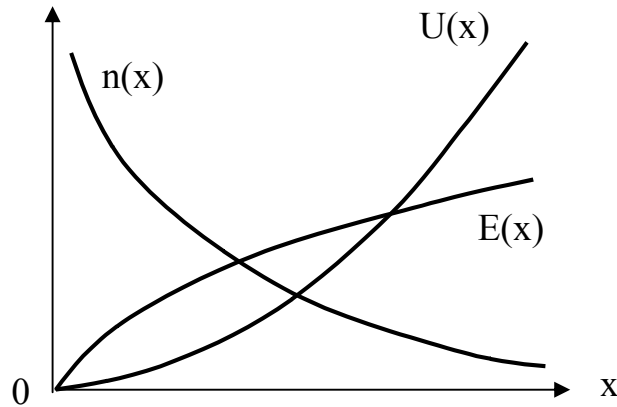


Рисунок 3.7 Влияние объемного заряда на распределение потенциала и напряженности поля между анодом и катодом

Формула, связывающая ток между катодом и анодом с напряжением на аноде называется "законом трех вторых".

Этот закон справедлив для электродов произвольной формы. От формы электродов зависит выражение для численного коэффициента. Полученные выше формулы позволяют вычислить распределения потенциала, напряженности электрического поля и плотности электронов в пространстве между катодом и анодом.

Зависимости $U(x)$, $E(x)$ и $n(x)$ приведены на рисунке. В реальной ситуации при термоэлектронной эмиссии электроны покидают катод не с нулевой скоростью, а с некоторой конечной скоростью эмиссии. В этом случае анодный ток будет существовать даже в том случае, если вблизи катода имеется небольшое обратное электрическое поле.

Следовательно, объемная плотность заряда может измениться до таких значений, при которых потенциал вблизи катода уменьшится до отрицательных

значений (рисунок 3.8). При увеличении анодного напряжения минимум потенциала уменьшается и приближается к катоду (кривые 1 и 2 на рисунке).

При больших анодных напряжениях пространственный заряд почти полностью рассасывается и потенциал между катодом и анодом меняется по закону, близкому к линейному.

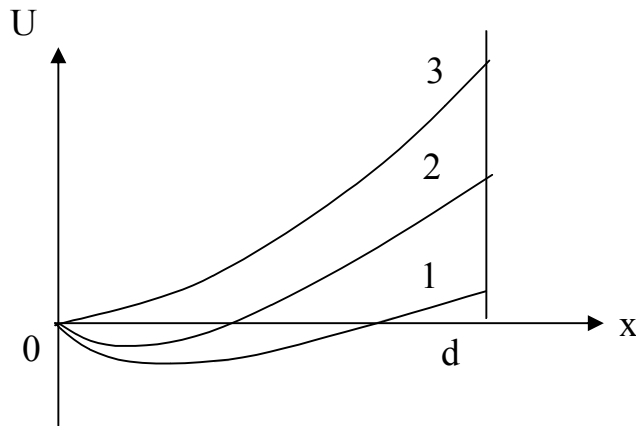


Рисунок 3.8 Влияние объемного заряда на распределение потенциала между катодом и анодом при различных анодных напряжениях: $U_1 < U_2 < U_3$.

Таким образом, закон "трех вторых" не имеет универсального характера, он справедлив лишь в сравнительно узком интервале напряжений и токов. Однако он является наглядным примером нелинейного соотношения между силой тока и напряжением электронного прибора. Нелинейность вольтамперной характеристики является наиболее важной особенностью многих элементов радио- и электротехнических схем, включая элементы твердотельной электроники.

Таким образом, величина анодного тока достигнет значения термоэмиссионного тока, предсказываемого формулой Ричардсона-Дэшмана, только при достаточно большой разности потенциалов. Это, так называемый, ток насыщения. Однако, дальнейшее повышение U_A снова приведет к возрастанию анодного тока.

При рассмотрении термоэлектронной эмиссии мы не учитывали снижение потенциального барьера на границе твердое тело – вакуум, которое наблюдает-

ся при наложении сильного электрического поля. При определенных условиях пренебрегать этим явлением нельзя.

Перепишем формулу Ричардсона-Дэшмана, заменив работу выхода $e\varphi$ на $e\varphi - \Delta(e\varphi)$:

$$j_{TE} = A_0 T^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}} \cdot e^{\frac{\Delta(e\varphi)}{kT}}.$$

Обозначив через j_0 плотность тока термоэмиссии в отсутствие внешнего поля, и с учетом выражения для $\Delta(e\varphi)$, получим уравнение Шоттки:

$$j_{TE} = j_0 \exp\left(\frac{e^{\frac{3}{2}} \sqrt{E}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0} kT}\right).$$

Увеличение плотности тока термоэлектронной эмиссии под влиянием действующего у поверхности катода ускоряющего электрического поля называется эффектом Шоттки.

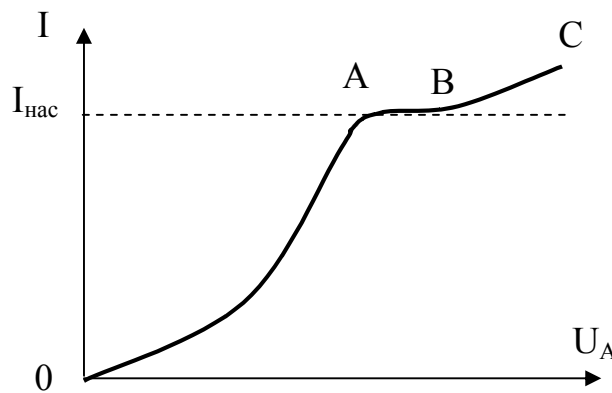


Рисунок 3.9 Вольт-амперная характеристика вакуумного диода. на участке OA — влияние объемного заряда, на участке BC — эффект Шоттки.

Таким образом, на вольтамперной характеристике можно выделить три участка:

- ток термоэмиссии ограничен пространственным (объемным) зарядом;
- ток термоэмиссии достигает насыщения;
- ток термоэмиссии растет за счет снижения потенциального барьера.

3.3. Фотоэлектронная эмиссия

Фотоэлектронная эмиссия (или внешний фотоэффект), представляет собой электронную эмиссию под действием электромагнитного излучения. Эмитирующий электрод при этом называют фотокатодом, а испускаемые им электроны – фотоэлектронами.

Электромагнитное излучение имеет двойственную природу. С одной стороны, оно является электромагнитной волной и характеризуется длиной волны

λ и частотой ν : $\left(\lambda = \frac{c}{\nu} \right)$ С другой стороны, излучение – поток фотонов, с энергией $h\nu$.

Рассмотрим законы и характерные особенности фотоэлектронной эмиссии.

- **Закон Столетова.** Фототок I_Φ , возникающий за счет фотоэмиссии, пропорционален световому потоку: $I_\Phi = k\Phi$, где Φ световой поток; k – чувствительность фотокатода. Если поток Φ монохроматичен, то чувствительность называют спектральной и обозначают k_λ . Зависимость k_λ от длины волны света или от частоты называется спектральной характеристикой фотокатода.
- Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно растет с увеличением частоты света и не зависит от светового потока.
- Для внешнего фотоэффекта существует так называемая красная или длинноволновая граница ν_0 . Если частота излучения $\nu < \nu_0$ фотоэмиссия прекращается. Частоте ν_0 соответствует длина волны $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$.
- Для фотоэффекта характерна очень малая инерционность, т.к. фототок запаздывает в изменениях по отношению к изменениям излучения на несколько нс.

Рассмотрим подробнее некоторые вопросы фотоэмиссии.

При не очень большой плотности излучения, принято считать, что, проникая в материал фотокатода, каждый фотон взаимодействует только с одним свободным электроном, отдавая ему полностью свою энергию $h\nu$. Эта энергия суммируется с энергией электрона W_e , которую он имел до встречи с фотоном. При движении электрона к границе раздела металл-вакуум, часть энергии ΔW_p может быть потрачена на рассеяние на дефектах кристаллической решетки и взаимодействие с другими электронами, а другая часть пойдет на преодоление потенциального барьера, равного сумме работы выхода $e\phi$ энергии Ферми W_F .

Уравнение баланса энергии можно записать:

$$W_e + h\nu - \Delta W_p - (e\phi + W_F) = \frac{mv^2}{2},$$

где $\frac{mv^2}{2}$ - кинетическая энергия электрона, покинувшего фотокатод.

При низких температурах можно считать, что максимальная энергия электронов близка к энергии Ферми. Если при этом условии рассматривать электроны, находящиеся близко у поверхности, т.е. $\Delta W_p = 0$, то получим выражение для максимальной кинетической энергии электронов, покидающих фотокатод:

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{MAX} = h\nu - e\phi.$$

Данное уравнение объясняет существование «красной» границы

$$\nu_0 = \frac{e\phi}{h} \text{ или, соответствующей этой частоте длины волны } \lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}.$$

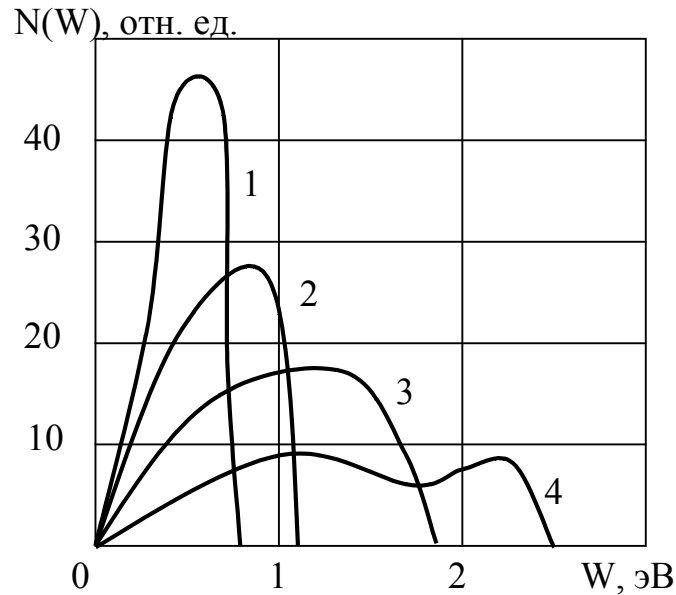


Рисунок 3.10 Энергетический спектр фотоэлектронов при различных λ .
 1 – 0,4 мкм; 2 – 0,36 мкм; 3 – 0,31 мкм; 4 – 0,26 мкм.

Строго говоря, при любой температуре, отличной от абсолютного нуля, имеются электроны с энергией выше уровня Ферми. Следствием является размытие «красной» границы.

Энергия электронов после выхода из кристалла зависит от их энергии до поглощения кванта и от потерь энергии на пути к поверхности кристалла.

Энергетический спектр фотоэлектронов, эмиттированных из металла под действием света видимой или ближней ультрафиолетовой области, имеет вид кривой с максимумом. Причем диапазон энергий составляет от нуля до максимального значения $h\nu - e\varphi$.

При увеличении частоты света возрастает максимальная энергия электронов. Увеличивается и наиболее вероятная энергия электронов, т.е. кривая распределения растягивается в сторону больших энергий. Если частота света превышает некоторое характерное для каждого металла значение, то вид спектра заметно меняется. Это может объясняться включением новых механизмов потерь энергии фотоэлектронами. Таким образом, электроны покидают фотокатод с энергиями в единицы и десятые доли электрон-вольта, и чтобы они работали в приборе, их надо ускорять.

Одним из важных параметров фотоэмиттеров является квантовый выход γ - отношение числа эмитируемых электронов к числу приходящих на катод фотонов.

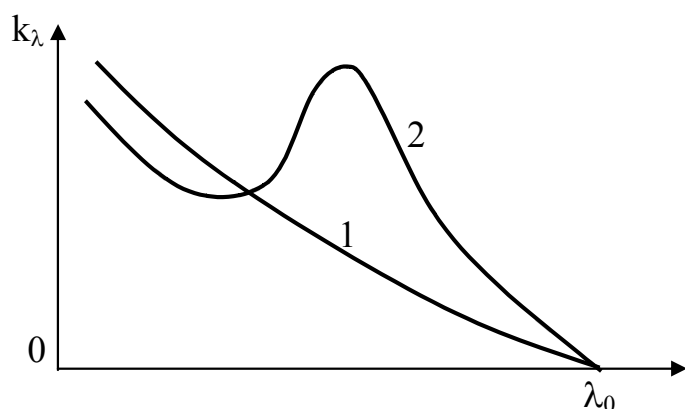


Рисунок 3.11 Спектральные характеристики фотокатодов. 1- нещелочные металлы; 2 – щелочные металлы.

$$\gamma = \frac{N_{эл}}{N_{\phi}}$$

Абсолютные значения квантового выхода для металлов в ближней ультрафиолетовой области составляют доли процента. Глубина выхода электронов из металла не превышает нескольких атомных слоев, т.е. несколько нм.

Спектральная чувствительность фотокатода связана с величиной квантового выхода следующим образом:

$$k_{\nu} = \frac{I_{\phi}}{\Phi} = \frac{eN_e}{h\nu N_{\phi}} = \frac{e}{h\nu} \gamma.$$

Спектральная характеристика может быть двух видов (рисунок). Кривая 1 соответствует «нормальному» фотоэффекту, который наблюдается у толстых катодов из чистых металлов, а кривая 2 получается при «селективном» (избирательном) фотоэффекте, который характерен для тонких катодов из особо обработанных щелочных металлов. Чувствительность фотокатодов со временем уменьшается («утомление» фотокатодов).

Таблица 3.2 Работа выхода $e\phi$ и граничная длина волны λ_0

материал	$e\phi$, эВ	λ_0 , мкм
Цезий	1,9	0,66
Калий	2,3	0,55
Сурьма	4,0	0,31
Германий	4,4	0,28
Кремний	4,8	0,21

Спектру видимого излучения соответствуют длины волн $0,38 - 0,78$ мкм, поэтому фотокатоды обычно не делают из чистых металлов. Поиски материалов, обладающих более хорошими фотоэмиссионными свойствами, привели к появлению обширной группы полупроводниковых фотокатодов с низкой работой выхода.

Квантовый выход таких полупроводников может превышать величину 10^{-1} . Фотоэммитеры такого типа называются эффективными. Эффективные полупроводники обладают хорошей электропроводностью, необходимой для пополнения электронов из внешней цепи.

3.4. Вторичная электронная эмиссия

Выбивание электронов из твердого тела при бомбардировке его пучком первичных электронов называют вторичной эмиссией. Коэффициент вторичной электронной эмиссии равен отношению числа вторичных электронов, приходящихся на один первичный:

$$\sigma = \frac{N_S}{N_P},$$

где N_S - число вторичных (эмитированных) электронов;

N_P - число первичных электронов.

Коэффициент вторичной эмиссии зависит от энергии первичных электронов (рисунок).

Для вторичной электронной эмиссии важны два элементарных процесса:

1) движение первичных электронов в материале эмиттера, сопровождающееся передачей энергии вторичным электронам;

2) движение вторичных электронов, сопровождающееся потерей энергии при столкновении с другими электронами. Эти факторы и объясняют зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии первичных электронов. С одной стороны, в результате увеличения энергии первичных электронов в

эмиттере растет число вторичных электронов, создаваемых каждым первичным электроном. В этом случае растет коэффициент вторичной эмиссии.

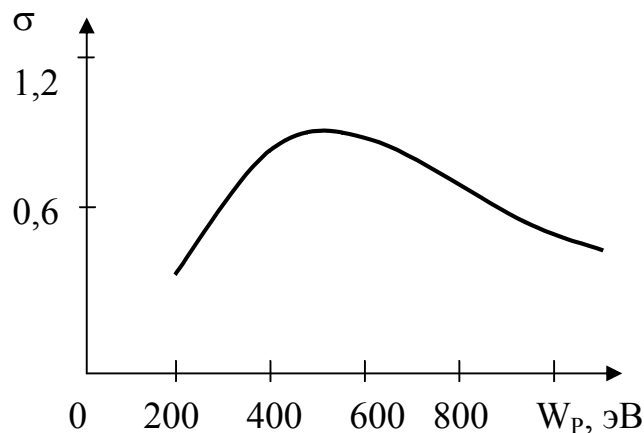


Рисунок 3.12 Зависимость коэффициента вторичной эмиссии σ от энергии первичных электронов

С другой стороны, проникающий в эмиттер первичный электрон на первых этапах своего пути обладает большой скоростью и редко передает энергию электронам эмиттера. По мере торможения первичного электрона в эмиттере основную часть своей энергии он отдает электронам эмиттера в конце пути. Чем больше энергия первичных электронов, тем глубже они проникают в эмиттер. Выход вторичных электронов затрудняется, т.к. возрастают их энергетические потери в пути из эмиттера. Это ведет к уменьшению коэффициента вторичной эмиссии.

Распределение вторичных электронов по энергиям представлено на рисунке. Энергетический спектр можно разбить на три характерные области. Первая область - широкий пик, в диапазоне энергий от 0 до 50 эВ, соответствует истинно вторичным электронам. Этот пик не зависит от энергии первичных электронов. Вторая и третья области относятся к неупруго и упруго отраженным первичным электронам. Узкий пик, соответствующий энергии первичных электронов (несколько сотен эВ), показывает упруго отраженные от эмиттера первичные электроны. При изменении энергии первичных электронов узкий пик соответственно перемещается.

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

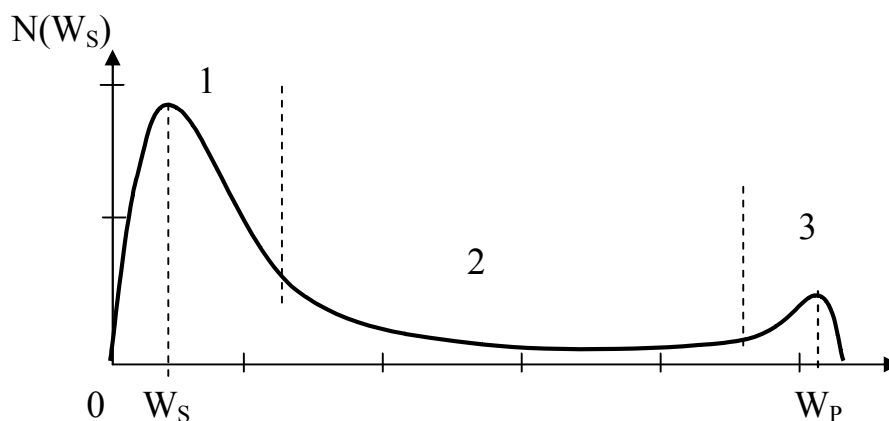


Рисунок 3.13 Распределение вторичных электронов по энергиям. W_p – энергия первичных электронов; W_s – вторичных

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

Допустим, что материал кристалла – диэлектрик, при этом $\sigma < 1$.

В этом случае на поверхность кристалла электронов приходит больше, чем уходит за счет вторичных. Избыточные заряды не могут уйти в объем диэлектрика и в цепь, поверхность кристалла заряжается отрицательно. На поверхности кристалла формируется тормозящее поле. Это ведет к уменьшению σ . Происходит дальнейшее накопление отрицательного заряда на поверхности кристалла и т.д.

Это будет продолжаться до тех пор, пока потенциал поверхности не достигнет потенциала катода и не прекратятся и первичный и вторичный токи.

Допустим теперь, что $\sigma > 1$, т.е. с поверхности диэлектрика уходит электронов больше, чем приходит, и поверхность заряжается положительно. Возникает ускоряющее поле, энергия первичных электронов увеличивается. Накопление заряда на поверхности будет происходить до тех пор, пока $\sigma = 1$. Это означает, что при $\sigma = 1$ наступает установившийся режим.

У полупроводниковых кристаллов эффект зарядки поверхности выражен слабее из-за значительной проводимости.

3.5. Вторичная ионно-электронная эмиссия

Вторичная эмиссия может происходить не только под действием электронной бомбардировки кристалла, но и при бомбардировке его положительными ионами. Такая эмиссия называется ионно-электронной.

Коэффициент ионно-электронной эмиссии γ представляет отношение вторичного электронного тока I_e к ионному току (I_i), зависит от материала кристалла, рода бомбардирующих ионов и их кинетической энергии. При энергиях порядка десятков и сотен электронвольт значения γ лежат в пределах $10^{-3} \div 10^{-1}$. С увеличением энергии ионов этот коэффициент возрастает и при энергиях в несколько тысяч электронвольт может стать больше единицы.

Эксперименты показывают, что существуют два разных процесса выбивания вторичных электронов ионами. Выбивание электронов ионами за счет кинетической энергии последних называется кинетическим вырыванием. Вырывание электронов ионами за счет энергии, высвобождающейся при рекомбинации на поверхности кристалла или вблизи ее, называют потенциальным вырыванием.

Кинетическое вырывание: при столкновении иона с атомом кристалла происходит «встряска» их электронных оболочек, в результате которой может освободиться электрон с достаточно большой для преодоления потенциального барьера энергией, или это результат ионизации поверхностного слоя атомов кристалла ударами ионов.

При потенциальном вырывании положительный ион подходит к поверхности кристалла, при этом потенциальный барьер между ними будет снижаться и сужаться, и станет возможным переход одного из наиболее быстрых валентных электронов кристалла к иону.

Вторичная ионно-электронная эмиссия наблюдается в условиях электрического разряда в газах.

3.6. Взрывная эмиссия

Специфическим видом туннелирования электронов из кристаллов в вакуум является взрывная эмиссия. Было обнаружено, что в определенный момент t_3 (рисунок) происходит разрушение автоэлектронного эмиттера собственным автоэмиссионным током, сопровождающееся резким (на 2–3 порядка) возрастанием тока через вакуумный промежуток.

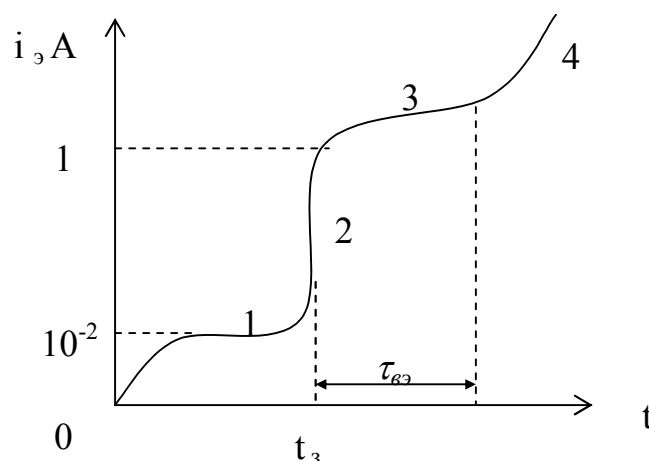


Рисунок 3.14 Изменение тока через вакуумный промежуток во времени

Интервал времени t_3 между подачей импульса напряжения (применялись импульсы с фронтом порядка 1 нс) и взрывом острья зависит от плотности тока автоэмиссии и напряженности поля.

Как видно из рисунка 3.14, временная зависимость изменения электронного тока при взрыве острья (катода) состоит из нескольких этапов: 1 – медленное возрастание тока; 2 – быстрое возрастание тока; 3 – квазистационарное состояние; 4 – переход к вакуумной дуге.

Механизм взрывной эмиссии состоит в следующем: взрыв острейного катода сопровождается возникновением у поверхности катода плотного плазменного сгустка, который вследствие быстрого разделения в нем зарядов создает у поверхности катода большой положительный объемный заряд, который является источником дополнительного, ускоряющего электроны, поля. Таким образом, возрастание тока на участке 2 связано с автоэлектронной эмиссией в поле объемного положительного заряда. Предельная длительность импульса тока взрывной эмиссии $\tau_{вэ}$ определяется скоростью разлета плазмы $v_{пл}$ и расстоянием d между катодом и анодом:

$$\tau_{вэ} \approx \frac{d}{v_{пл}}$$

При $v_{пл} \approx 10^4$ м·с⁻¹ и d порядка десятых долей сантиметра $\tau_{вэ}$ соответствует десятым долям микросекунды.

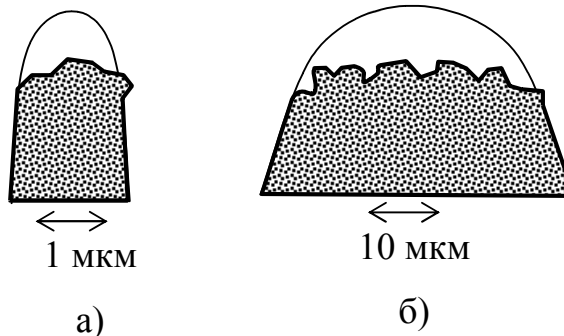


Рисунок 3.15 Профиль эмиттирующего центра до и после взрыва: а) однократного; б) многократного

Установлено, что момент t_3 возрастания тока на участке 2 совпадает с появлением у поверхности катода светящихся сгустков (катодных факелов), расширяющихся со скоростью $\sim 2 \cdot 10^4$ м/с. Прежде чем катодный факел достигнет анода, ему навстречу начинает двигаться анодный факел, возникающий за счет бомбардировки анода мощным потоком быстрых электронов.

Взрыв острия связан с расходом материала катода, т.е. с необратимым изменением его состояния. Несмотря на это, значение токов взрывной

эмиссии достаточно хорошо повторяются от импульса к импульсу за счет того, что при каждом взрыве расходуется лишь очень небольшое количество материала, и в условиях наличия сильного поля у поверхности катода происходит самовоспроизведение эмиттирующих центров.

Такие центры представляют собой субмикроскопические острия, которые возникают на поверхности при конденсации материала после взрыва либо вытягиваются полем из жидкой фазы эмиттера, расплавленного собственным автоэмиссионным током.

При взрывной эмиссии напряженность поля у катода составляет не менее $5 \cdot 10^9$ В/м. Плотность тока взрывной эмиссии на два порядка ниже автоэлектронной. Однако полное значение тока, отбираемое с катода при взрывной эмиссии, может на два порядка превышать ток при автоэлектронной эмиссии. Это объясняется большей эмитируемой площадью, которая определяется площадью катода, граничащей со слоем плазмы.

Источником взрывной эмиссии могут быть не только металлические, но и полупроводниковые острия, а также жидкие металлические катоды. В последнем случае можно искусственно создавать на поверхности жидкого металла микрооднородности контролируемого размера. Это осуществляется возбуждением на поверхности жидкости стоячих волн с помощью пьезокристалла, колеблющегося с частотой порядка 10 МГц.

Итак, взрывная эмиссия – это импульсное испускание автоэлектронов сквозь обволакивающее катод облако плазмы, для создания которой необходимы взрывы микроострий собственным автоэмиссионным током.

Взрывные катоды обычно работают при напряжениях от десятков киловольт до десятков мегавольт и наносекундных длительностях импульса. Такие катоды могут работать только в режиме однократных включений или малой частоты повторения, так как для деионизации плазмы и образования новых микровыступов требуется определенное время.

4. ДВИЖЕНИЕ И СТОЛКНОВЕНИЯ ЧАСТИЦ В ГАЗЕ И ПЛАЗМЕ

4.1. Ионизованный газ и плазма

4.1.1. Параметры плазмы и классификация

В любом газе при отличной от абсолютного нуля температуре некоторое количество атомов ионизовано, т. е. наряду с нейтральными, имеются заряженные частицы: электроны и ионы. С ростом концентрации ионов и электронов, создаваемый ими пространственный заряд влияет на движение самих заряженных частиц.

Плазмой называется ионизованный газ, концентрация положительных и отрицательных зарядов в котором равна, причем размер области, занимаемой этим газом, должен быть не менее дебаевского радиуса экранирования.

Таким образом, ионизованный газ при достаточно больших концентрациях заряженных частиц превращается в плазму. Так при повышении температуры газа до значений, при которых средняя энергия частиц сопоставима с энергией ионизации атомов и молекул, газ превращается в практически полностью ионизованную плазму.

Концентрация заряженных частиц. Будем рассматривать наиболее простой случай, когда плазма состоит из нейтральных частиц одного сорта с концентрацией n_A , однозарядных ионов того же сорта n_i и электронов n_e .

Степень ионизации плазмы α - это отношение концентрации заряженных частиц одного знака к суммарной концентрации атомов и ионов:

$$\alpha = \frac{n_i}{n_A + n_i}.$$

Плазма характеризуется также средней энергией теплового движения электронов и ионов

$$W_e = \frac{m_e v_e^2}{2}, \quad W_i = \frac{m_i v_i^2}{2}$$

или температурой электронов и ионов, которая напрямую связана со средней энергией:

$$W_e = \frac{3}{2} kT_e, \quad W_i = \frac{3}{2} kT_i.$$

Плазма называется равновесной, если выполняется максвелловское распределение частиц по скоростям, а температура электронов, ионов и атомов одинакова. Однако часто встречается ситуация, когда максвелловское распределение выполняется, а $T_e \neq T_i \neq T_A$. Такая плазма называется неизотермической. При $T_e = T_i = T_A$ плазма изотермическая.

4.1.2. Квазинейтральность плазмы

Характерной особенностью плазмы является ее макроскопическая нейтральность, которая поддерживается из-за взаимной компенсации пространственного заряда положительных и отрицательных частиц. Однако такая компенсация имеет место лишь в достаточно больших объемах и за достаточно большие интервалы времени. Например, при попытке коллективного ухода электронов из какой-то области пространства, возникает сильное электрическое поле, которое стремится возратить их и восстановить равенство положительных и отрицательных зарядов в этой области.

Введем понятие дебаевский радиус экранирования, который определяет пространственный масштаб разделения зарядов (в системе СГС):

$$r_D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi n_e e^2}},$$

где T - температура изотермической плазмы.

В случае неизотермической плазмы рассчитывают электронный и ионный дебаевские радиусы, соответственно подставляя T_e или T_i .

Дебаевский радиус экранирования можно рассматривать как расстояние, на которое электрическое поле, созданное любым способом, проникает в область плазмы.

Рассмотрим движение коллектива электронов после нарушения ими квазинейтральности. На этот слой электронов действует сила притяжения со стороны ионов, под действием которой электроны вернуться, пройдут по инерции мимо ионов, снова вернуться. Колебания пространственного заряда при нарушении квазинейтральности называют плазменными или ленгмюровскими, а частота этих колебаний определяется выражением (в системе СГС):

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}.$$

4.2. Упругие столкновения частиц в газе и плазме

Поддержание равновесия или установление равновесия, если газ находится в переходном состоянии, обеспечивается в результате столкновений.

Будем рассматривать столкновение двух частиц. Обозначим:

m_1, m_2 - массы 1 и 2 частицы;

v_1, v_2 - скорости 1 и 2 частицы до столкновения;

W_1, W_2 - кинетические энергии 1 и 2 частиц до столкновения;

v_1', v_2' и W_1', W_2' - скорости и кинетические энергии частиц после столкновения.

В общем случае запишем для столкновения двух частиц закон сохранения энергии и импульса:

$$\begin{cases} W_1 + W_2 = W_1' + W_2' + \Delta W_B \\ m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1' \vec{v}_1' + m_2' \vec{v}_2' \end{cases}$$

Здесь ΔW_B - изменение внутренней энергии частиц. При упругом столкновении $\Delta W_B = 0$ и сумма кинетических энергий частиц до и после столкновения одинакова.

В случае неупругих столкновений, $\Delta W_B \neq 0$, причем, если $\Delta W_B < 0$, то это неупругое соударение первого рода, если $\Delta W_B > 0$, соударение 2 рода.

Упругие столкновения

Из закона сохранения энергии и импульса можно получить следующее выражение:

$$\Delta W_1 = -\kappa(1 - \cos \varphi)(W_1 - W_2),$$

где ΔW_1 - изменения кинетической энергии 1 частицы в результате столкновения $\Delta W_1 = W_1' - W_1$;

$$\kappa = 2 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} - \text{коэффициент передачи энергии};$$

φ - угол, на который изменится вектор скорости 1 частицы после столкновения.

При лобовом ударе, $\varphi = \pi$, а если $\varphi = 0$, то это значит, что столкновения не было.

Рассмотрим, используя выражения для ΔW_1 столкновения электрона с атомом и иона (или атома) с атомом.

Упругое столкновение электрона с атомом.

Для определенности предположим, что электрон сталкивается с атомом аргона, кинетическая энергия которого равна нулю и что угол, на который электрон отклонился после соударения $\varphi = \pi/2$.

В этом случае, коэффициент передачи энергии будет очень маленьким из-за большого отличия масс сталкивающихся частиц: $\kappa = 2,7 \cdot 10^{-5}$, а, следовательно, и доля энергии, которую электрон передаст атому, ничтожно мала:

$$\Delta W_1 = -2,7 \cdot 10^{-5} \cdot W_1$$

Упругое столкновение иона с атомом (или атома с атомом).

Рассмотрим столкновение атомов аргона, по прежнему считая, что $\varphi = \pi/2$, а энергия 2 частицы до столкновения равна нулю.

Из-за равенства масс частиц $\kappa = 0,5$, а $\Delta W_1 = -0,5 \cdot W_1$.

Таким образом, столкновения частиц близкой массы быстро приведут к выравниванию их скоростей и энергий. В то же время электрон, получивший каким-то образом избыточную энергию, с большим трудом отдает ее окружающим частицам при упругих столкновениях.

4.3. Неупругие столкновения частиц

Рассмотрим простейший случай столкновения двух частиц - лобовой удар ($\varphi = \pi$), причем вторая частица до столкновения неподвижна. Из выражения для баланса энергий и импульсов, можно получить формулу для максимального изменения внутренней энергии при таком соударении:

$$(\Delta W_B)_{\text{МАКС}} = W_1 \frac{m_2}{m_1 + m_2}.$$

Очевидно, что теперь электрон при столкновении с атомом может передать всю свою кинетическую энергию на увеличение внутренней энергии последнего. При соударении частиц равных по массе на эти цели расходуется не более половины энергии движения.

Различают неупругие соударения первого и второго рода. В первом случае электрон (или ион, или атом) отдает свою энергию на увеличение внутренней энергии атома, во втором - кинетическая энергия одной из взаимодействующих частиц возрастает за счет внутренней энергии атома. К соударениям первого рода относятся: возбуждение, ионизация, диссоциация. Пример процесса второго рода – рекомбинация.

4.3.1. 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. Этот процесс носит пороговый характер, т.е. вероятность возбуждения атома отличается от нуля при энер-

гии электрона, большей некоторой пороговой величины, а именно энергии возбуждения.

По истечении короткого времени (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, 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.

В отличие от атомов, в молекулах существуют еще колебательные и вращательные уровни, энергии возбуждения которых значительно ниже, чем электронных: порядка 0,01 – 0,1 эВ. Следовательно, в случае молекулярного газа для низкоэнергетичных электронов имеется возможность испытать неупругое столкновение и отдать часть энергии. По этой причине температура электронов в плазме молекулярного газа, как правило, ниже, чем в плазме атомарного.

Таблица 4.1 Энергии возбуждения некоторых атомов, максимальное сечение возбуждения и соответствующая ему энергия электронов.

Атом	Переход	W_B , эВ	$(W_e)_{\max}$, эВ	$(\sigma_B)_{\max} \cdot 10^{22} \text{ м}^2$
He	1S→2P	19,7	20	4,67
He	1S→2S	20,6	21	2,47
Na	3S→3P	2,12	7	3500
Ne	2P→3D	23,1	30	0,43
Hg	6S→6P	6,67	15	390

4.3.2. Ионизация атомов электронным ударом

Ионизация - процесс взаимодействия, приводящий к отрыву от атома (молекулы) одного или нескольких электронов. Зависимость сечения ионизации от энергии электрона имеет максимум. Максимальная вероятность ионизации

имеет место, когда скорости ионизирующего и орбитального электрона сравниваются. При дальнейшем росте энергии ионизирующего электрона уменьшается время взаимодействия соударяющихся частиц, а, значит, снижается сечение ионизации.

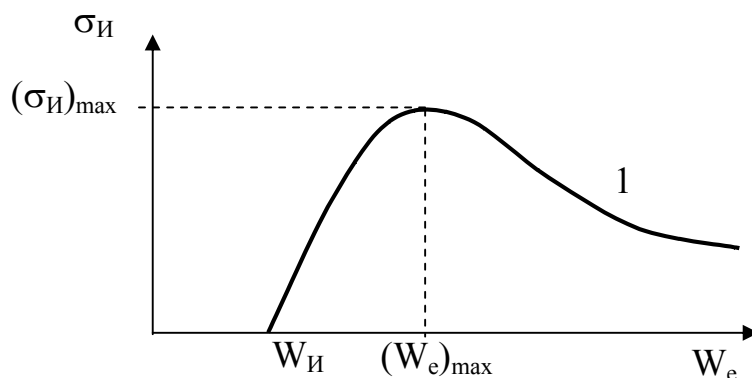


Рисунок 4.1 Зависимость эффективного сечения ионизации от энергии электрона

Очевидно, что минимальная энергия электрона, при которой может произойти ионизация, совпадает с энергией ионизации атома или молекулы.

Таблица 4.2 Энергии однократной ионизации, максимальное сечение ионизации и соответствующее ему энергия электронов

Род газа	$W_{И}$, эВ	$(W_e)_{max}$, эВ	$(\sigma_{И})_{max} \cdot 10^{20}$, м ²
H ₂	15,1	70	1,05
He	24,5	120	0,34
Ne	21,5	170	0,85
Ar	15,7	100	3,4
Hg	10,4	100	4,8
N ₂	15,8	110	3,1
O ₂	12,5	110	3,1

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 ио-

низации. 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 - $3,4 \cdot 10^{-21} \text{ м}^2$. Кроме существенного снижения сечения многократной ионизации, следует также учитывать увеличение пороговой энергии, необходимой для отрыва электронов с нижележащих энергетических уровней. Первые четыре потенциала ионизации (эВ) некоторых элементов представлены в таблице 4.3.

Таблица 4.3 Первые четыре потенциала ионизации (эВ) некоторых элементов

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
Xe	12,1	21,0	31,0	45

4.3.3. Соударение ионов с атомами

Тяжелые частицы - нейтральные молекулы и особенно ионы менее эффективно осуществляют возбуждение и ионизацию при столкновениях с нейтральными атомами, чем электроны той же энергии.

Имеется 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 позволяет определить соотношение между концентрациями заряженных и нейтральных частиц. Формула Саха, по которой вычисляется доля ионизированных молекул газа при температуре T и давлении p , имеет следующий вид:

$$\frac{n_e n_i}{n_A} \approx 2 \left(\frac{2\pi m_e k}{h} \right)^{3/2} \cdot T^{3/2} \exp\left(-\frac{W_{II}}{kT}\right),$$

где n_A - концентрация нейтральных частиц;

W_{II} - энергия ионизации;

m_e - масса электрона.

Здесь потенциал ионизации U_i , выражен в электронвольтах,

Из этого соотношения следует, что при температуре 10^4 К дуговой разряд при атмосферном давлении имеет достаточно высокую степень ионизации. В тлеющем разряде низкого давления (менее 10 Па) при температуре порядка 10^3 К термическая ионизация пренебрежимо мала.

4.3.4. Взаимодействие атомов с фотонами

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.

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

$$\lambda_{кр} = \frac{hc}{W_{II}}.$$

Порог ионизации практически для всех химических элементов лежит в далеком ультрафиолетовом диапазоне. Так, для атома цезия, имеющего наименьший потенциал ионизации 3,88 эВ, пороговая длина волны равна 0,318 мкм.

4.3.5. Неупругие процессы второго рода

4.3.5.1. Перезарядка

Под перезарядкой понимается процесс столкновения иона с атомом, при котором ион присоединяет к себе один из электронов атома, превращаясь в быстрый нейтральный атом, тогда как атом превращается в медленный ион. 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:

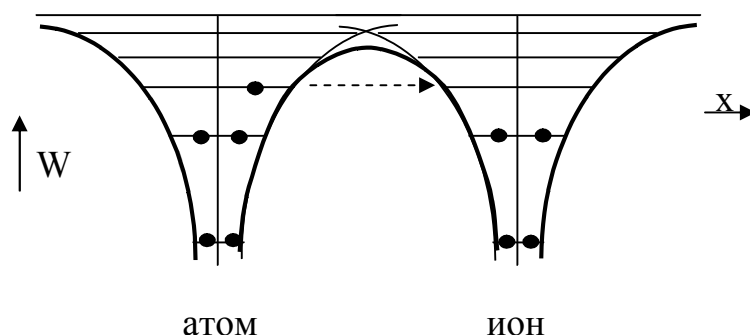
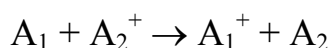


Рисунок 4.2 Схематическое изображение процесса резонансной перезарядки. При сближении атома и иона потенциальный барьер между ними сужается и снижается. Появляется вероятность туннелирования электрона на незанятый уровень иона.



В практически интересных случаях скорость взаимодействия частиц меньше скорости вращения орбитального электрона, поэтому такое взаимодействие считается медленным. На рисунке 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.:

Таблица 4.4 Значения эффективного сечения резонансной перезарядки.

Элемент	H	He	C	N	O	Ar	Kr	Xe	Cs
$\sigma_{II} \cdot 10^{19}, \text{м}^2$	4,9	2,7	4,3	3,8	3,5	4,85	5,9	7,5	45

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

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.

4.3.6. 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:

$$\frac{dn_i}{dt} = -\alpha_r \cdot n_e \cdot n_i,$$

где $\frac{dn_i}{dt}$ - скорость уменьшения концентрации ионов;

n_i и n_e - концентрация ионов и электронов;

α_r - коэффициент рекомбинации.

Поскольку в плазме выполняется условие квазинейтральности, то

$$n_e = n_i = n$$

После разделения переменных

$$\frac{dn}{n^2} = -\alpha_r \cdot dt$$

и интегрирования, получим:

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha_r \cdot t \quad \text{или} \quad n = \frac{n_0}{1 + \alpha_r n_0 t},$$

где n_0 - концентрация заряженных частиц в начальный момент времени.

Обычно, наряду с рекомбинацией, протекает и обратный процесс - генерация заряженных частиц. В этом случае исходное выражение примет вид:

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha_r \cdot n^2 + Q.$$

Здесь Q - количество заряженных частиц, образующихся в единицу времени в единице объема в результате любых процессов ионизации.

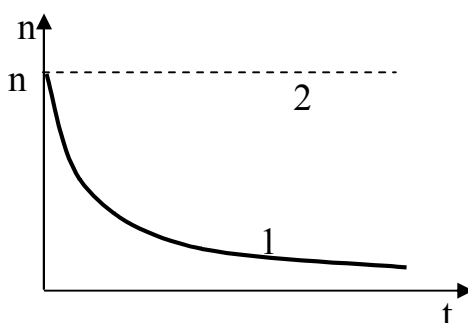
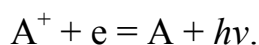


Рисунок 4.3 Зависимость концентрации заряженных частиц от времени. 1 – процесс рекомбинации; 2 – процессы генерации и рекомбинации

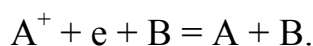
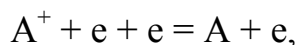
Основные виды электронно-ионной рекомбинации в объеме: радиационная, в присутствии третьей частицы и диссоциативная.

Радиационная рекомбинация:

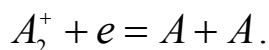


Коэффициент $\alpha_r = 10^{-5} - 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}$. В обычном газовом разряде роль этой рекомбинации мала, однако в сильно разреженной среде верхних слоев атмосферы именно она определяет процесс рекомбинации.

Рекомбинация в присутствии третьей частицы:



$$\alpha_r = 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}.$$

Диссоциативная рекомбинация:

Такой вид объемной рекомбинации имеет место в молекулярных газах,

$$\alpha_r = 1 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3/\text{с}.$$

Существует также ион-ионная рекомбинация. Поскольку скорость ионов намного меньше, чем электронов, то вероятность этого вида рекомбинации значительно выше. Такой процесс имеет место только в случае достаточно высоких давлений, например, порядка атмосферного, когда доля отрицательных ионов в плазме велика.

4.3.7. 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 таблице 4.5 приведены значения энергии сродства для некоторых элементов.

Таблица 4.5 Энергии сродства для некоторых элементов и молекул

атомы	Энергия сродства, эВ	молекулы	Энергия сродства, эВ
H	0,75	Al ₂	2,43
He	0,08	AlO	3,6
Na	0,55	C ₂	3,39

C	1,26	O ₂	0,44
O	1,46	OH	1,83
Cl	3,62	NO	0,03

В связи с тем, что при образовании отрицательного иона выделяется энергия, то основная проблема состоит в уносе этой избыточной энергии. Поэтому можно выделить различные пути образования отрицательных ионов:

- избыточная энергия уносится фотоном $A + e = A^- + h\nu$
- тройное столкновение – избыточная энергия уносится вторым электроном $A + e + e = A^- + e$ или атомом $A + e + B = A^- + B$.
- избыточная энергия затрачивается на диссоциацию молекулы $AB + e = A^- + B$.

Образование отрицательных ионов хотя и не приводит к увеличению числа носителей заряда, но меняет характер взаимодействия заряженной частицы из-за изменения ее подвижности. Вероятность образования отрицательных ионов тем больше, чем выше значение электронного сродства. Например, число столкновений электрона с атомом или молекулой, приводящее к образованию отрицательного иона, составляет $2 \cdot 10^5$ для воздуха, $4 \cdot 10^4$ для кислорода и $2 \cdot 10^3$ для хлора. Число всех соударений электронов с молекулами имеет порядок 10^{11} 1/с при давлении 10^5 Па (1 атм). При давлении менее 10^2 Па число возникающих отрицательных ионов пренебрежимо мало.

4.4. Движение заряженных частиц в газе и плазме

4.4.1. Дрейф заряженных частиц

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 дейст-

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

Рассмотрим простейшую теорию дрейфового движения, когда давление газа достаточно велико, а напряженность электрического поля сравнительно мала. В этом случае средняя скорость дрейфа электрона $v_{др}$ будет много меньше тепловой скорости v .

Пусть при каждом столкновении частица полностью теряет направленную скорость. Уравнение движения заряженной частицы в газе под действием электрического поля E имеет вид:

$$m \frac{dv_e}{dt} = eE,$$

т.е. частица равноускоренно движется в промежутке времени между столкновениями, причем начальная скорость сразу после предыдущего столкновения равна нулю, а величина скорости перед следующим столкновением

$$v_e(\tau) = \frac{eE}{m} \tau,$$

где τ - время между столкновениями можно выразить через длину свободного пробега λ и тепловую скорость частицы:

$$\tau = \frac{\lambda}{v}.$$

Поскольку скорость дрейфа – это средняя скорость движения электрона вдоль направления силовых линий электрического поля, то

$$v_{др} = \frac{e\lambda}{2mv} E.$$

Учет неизотропности рассеяния электрона при столкновениях дает другое выражение

$$v_{др} = \frac{e\lambda}{m\nu} E.$$

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

$$v_{др} = \mu E, \quad \mu = \frac{e\lambda}{m\nu}.$$

Коэффициент пропорциональности μ называют подвижностью заряженной частицы.

Строго говоря, полученное выражение справедливо только для электронов и только в случае слабых электрических полей.

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. Это означает, что ионы, не приобретая большой скорости, могут отдать газу энергию, полученную за счет поля. При этом ионная и газовая температура могут приниматься равными друг другу в широком диапазоне изменения напряженности электрического поля. Кроме того, предположение о том, что после соударения движение частицы приобретает полностью хаотический характер, для ионов неприменимо. Вследствие того, что масса иона велика, после каждого столкновения у иона сохраняется компонента скорости, направленная в среднем вдоль поля и это увеличивает подвижность ионов.

Точная формула предложена Ланжевеном:

$$\mu_i = \alpha \frac{e\lambda_i}{m_i v_i} \sqrt{1 + \frac{m_i}{m_a}},$$

где α - числовой коэффициент, близкий к единице;

λ_i - длина свободного пробега иона;

m_i, m_a - масса иона;

v_i - скорость хаотического (теплового) движения иона.

Таким образом, подвижность ионов значительно меньше (обычно в сотни раз) подвижности электронов из-за различия масс этих частиц, а, следовательно, вклад ионов в электрический ток пренебрежимо мал, за исключением случаев, когда концентрация положительных или отрицательных ионов сильно превышает электронную.

Плотность тока в ионизованном газе с концентрацией электронов n_e будет равна плотности электронного тока:

$$j = en_e \mu_e E.$$

За исключением очень слабых электрических полей подвижность электронов оказывается зависящей от величины напряженности электрического поля - уменьшается с повышением напряженности электрического поля и давления газа.

Таблица 4.6 Значения подвижности и длины свободного пробега электронов в зависимости от давления. Диапазон $E/p \approx 1-10 \text{ В}/(\text{м} \cdot \text{Па})$

Газ	$\mu_e \cdot p, 10^5 \frac{\text{м}^2 \text{Па}}{\text{В} \cdot \text{с}}$	$\lambda_e \cdot p, \text{ мПа}$
He	6,5	0,08
Ne	11,3	0,16
Ar	2,5	0,04
H ₂	2,8	0,05
N ₂	3,2	0,07

4.4.2. Диффузия заряженных частиц

Если концентрация электронов или ионов в пространстве изменяется, имеет место диффузия – процесс выравнивания концентрации.

При величине градиента концентрации $\frac{dn}{dx}$, возникает поток частиц, выравнивающий концентрацию:

$$n_{\text{диф}} = -D \frac{dn}{dx},$$

где $n_{\text{диф}}$ - поток частиц, равный числу частиц, проходящих через единичную площадку за единицу времени;

D - коэффициент диффузии.

При этом возникает диффузионный ток $j = en_{\text{диф}}$.

В кинетической теории газов доказывается, что

$$D = \frac{\lambda v}{3},$$

где λ и v - длина свободного пробега и средняя скорость хаотического движения частицы.

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

$$D_e = \frac{\lambda_e v_e}{3} \quad D_i = \frac{\lambda_i v_i}{3}.$$

Диффузионный ток электронов и ионов равен соответственно

$$j_{e\text{диф}} = eD_e \frac{dn_e}{dx} \quad j_{i\text{диф}} = eD_i \frac{dn_i}{dx}.$$

В присутствии внешнего электрического поля полный электронный ток будет складываться из дрейфового и диффузионного тока:

$$j_e = -en_e \mu_e E + eD_e \frac{dn_e}{dx}.$$

В состоянии термодинамического равновесия, которое возможно в слабых электрических полях, дрейфовый поток компенсируется диффузионным и

$$j_e = 0.$$

Из этого легко получить отношение коэффициента диффузии к подвижности:

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{kT_e}{e}, \text{ соответственно для ионов } \frac{D_i}{\mu_i} = \frac{kT_i}{e}$$

где T_e, T_i - температура электронов и ионов.

Формула получила название соотношения Эйнштейна и оно справедливо для электронов и ионов, подчиняющихся классической статистике Максвелла-Больцмана.

Температура связана со средней энергией частиц соотношением

$$W_e = \frac{3}{2} kT_e.$$

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.

4.4.2.1. Амбиполярная диффузия

Благодаря диффузии происходит расплывание облака ионизованного газа в отсутствие поля или в направлении, поперечном полю. Коэффициент диффузии электронов много больше по сравнению с ионами и спустя некоторое время электроны могли бы уйти далеко вперед. Но только при низкой плотности положительных и отрицательных частиц они диффундируют независимо (свободная диффузия).

При высокой плотности частиц разного знака образуется пространственный заряд и возникшее поле препятствует дальнейшему разделению зарядов, т.е. электроны подтягивают за собой ионы. Таким образом, в ионизованной 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. Поскольку при ионизации образуется ион-электронная пара, то, очевидно, число ионов и электронов, рождающихся в единицу времени, одинаково. Электроны покидают область ионизации гораздо быстрее, чем ионы. Возникающая при этом область нескомпенсированного положительного заряда создает поле, ускоряющее ионы и тормозящее электроны. Таким образом, движение заряженных частиц может быть представлено как дрейфовое и диффузионное движение, причем если для ионов дрейфовая и диффузионная скорости совпадают по направлению, то для электронов они направлены друг против друга. В равновесном случае скорости потоков ионов и электронов выравниваются, и частицы обеих знаков движутся в одном направлении. Исходя из вышесказанного, для плотности электронного и ионного токов можно записать:

$$j_e = -en_e\mu_e E + eD_e \frac{dn_e}{dx}, \quad j_i = en_i\mu_i E + eD_i \frac{dn_i}{dx}.$$

Учитывая, что $|j_e| = |j_i|$ и $n_e = n_i$, получаем:

$$|j_e| = |j_i| = eD_A \frac{dn}{dx}, \quad \text{где } D_A = \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i + \mu_e}.$$

Таким образом, сложное диффузионно-дрейфовое движение электронов и ионов можно свести к простой диффузии, полагая в качестве коэффициента величину D_A , который называют коэффициентом амбиполярной диффузии.

Сравнение D_A с D_e и D_i позволяет записать

$$D_i < D_A < D_e.$$

5. ТИПЫ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ

5.1. Основные понятия

Газовым разрядом называется прохождение тока через ионизированный газ. Таким образом, любой газовый разряд тесно связан с понятием плазмы.

Рассмотрим качественную картину того, что происходит в плоском газовом промежутке, если постепенно повышать напряжение на электродах. Расстояние между электродами d , напряжение на электродах U , напряженность поля в газовом промежутке $E = \frac{U}{d}$. Будем считать, что давление газа значительно ниже атмосферного.

Пусть в начальный момент между электродами нет поля. Тем не менее, в промежутке постоянно появляются заряженные частицы. Причины их возникновения могут быть различные: термическая ионизация, фотоионизация, ионизирующее излучение и т.п. На электроды будет поступать исчезающе малое число носителей заряда, поскольку процесс обусловлен лишь диффузией.

Будем постепенно повышать напряжение. Под действием поля электроны движутся к аноду, а положительные ионы к катоду, но часть заряженных частиц попадает на стенки, часть рекомбинирует. Начиная с какого-то напряжения практически все заряды, рождающиеся в пространстве между электродами, попадают на электроды. Ток при этом достигает насыщения и величина его определяется скоростью ионизирующих процессов. Такой процесс называется несамостоятельным разрядом, т.к. при выключении внешнего ионизатора (в нашем случае это природные факторы) ток между электродами протекать протекать не будет.

При еще больших напряжениях начинается ионизация молекул газа электронным ударом, что приводит к усилению тока.

Пусть электрон создает на единице длины пути α электронов, тогда n электронов, находящихся на расстоянии x от катода, создадут на участке пути dx новых электронов в количестве dn :

$$dn = \alpha n dx$$

Если от катода уходит n_0 электронов, то число новых электронов в точке x будет равно

$$n = n_0 e^{\alpha x},$$

т. е. число электронов экспоненциально возрастает. До анода, отстоящего от катода на расстоянии d , дойдет

$$n_A = n_0 e^{\alpha d},$$

причем количество ионов, которое образуется на этом пути равно

$$n_A - n_0 = n_0 (e^{\alpha d} - 1).$$

Очевидно, что коэффициент α зависит от числа соударений, а, значит от давления газа. Кроме того, он зависит от энергии электрона, соударяющегося с атомом.

При определенном значении напряжения между электродами набирают силу вторичные процессы – ионы, появившиеся в пространстве между электродами возвращаются на катод и выбивают из него вторичные электроны. Обозначим γ - количество электронов, выбиваемых из катода одним ионом.

Следовательно, n_0 электронов, начав движение от катода, создадут на пути до анода

$$n_A - n_0 = n_0 (e^{\alpha d} - 1)$$

ионов, которые, вернувшись к катоду, выбьют из него новых электронов:

$$\gamma n_0 (e^{\alpha d} - 1)$$

Если $\gamma n_0 (e^{\alpha d} - 1) \geq n_0$ или $\gamma (e^{\alpha d} - 1) \geq 1$, то разряд будет самостоятельным. В случае знака «>», сила тока будет непрерывно возрастать, в случае же знака «=», ток остается постоянным по величине.

Таким образом, мы получили условие самостоятельности газового разряда:

$$\gamma n_0 (e^{\alpha d} - 1) \geq 1,$$

где α и γ - коэффициенты Таунсенда.

Самостоятельным называется такой разряд, который может существовать без внешнего ионизатора. При этом не надо забывать, что для инициирования разряда в начальный момент времени, электроны, рожденные внешними причинами, все же необходимы.

Условие самостоятельности будет выполняться при определенных значениях коэффициентов α и γ , которые в свою очередь зависят от давления и напряженности поля. При фиксированном напряжении α и γ зависят от давления газа p и расстояния между электродами d .

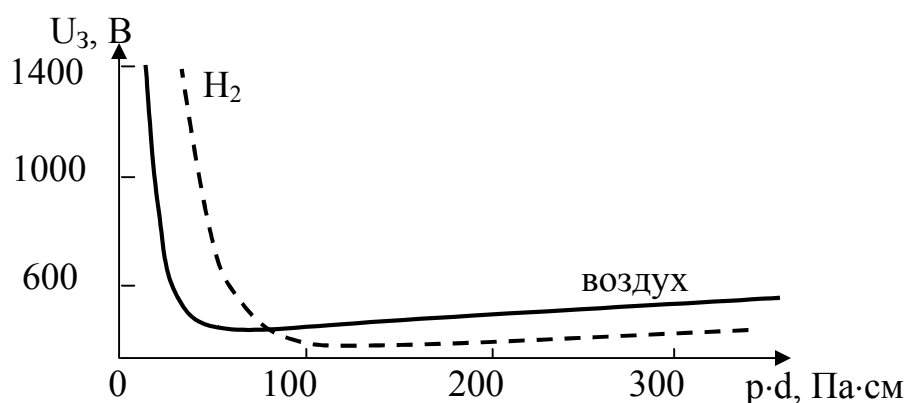


Рисунок 5.1 Кривые Пашена для газового разряда в водороде и в воздухе.

Для самостоятельного разряда выполняется закон Пашена, согласно которому, напряжение зажигания газового разряда U_3 (иначе его называют напряжением пробоя газового промежутка) зависит не от отдельных значений p и d , а от их произведения $p \cdot d$.

Зависимость $U_3 = f(p \cdot d)$ проходит через минимум (рисунок).

Следовательно, существует некоторое оптимальное значение $p \cdot d$, при котором U_3 минимально. При изменении давления при постоянном расстоянии или при изменении расстояния при неизменном давлении, напряжение зажигания увеличивается.

Закон Пашена перестает выполняться только при очень больших или очень маленьких значениях $p \cdot d$. При большом давлении газа, близком к атмосфер-

ному, длина свободного пробега электронов очень мала и ударная ионизация не происходит. При очень малых расстояниях начинают проявляться процессы автоэлектронной эмиссии с катода, а вклад ударной ионизации снижается.

При подаче в какой то момент времени на электроды напряжения, превышающего U_3 , разрядный ток реагирует не мгновенно. Можно выделить два временных промежутка: τ_3 - время статистического запаздывания и τ_ϕ - время формирования разряда (рисунок 5.2). В течение времени статистического запаздывания у катода должно образоваться за счет внешних ионизаторов необходимое для поддержания самостоятельного разряда количество электронов n_0 . Время τ_3 может достигать нескольких секунд, в зависимости от конкретных условий. Промежуток времени $\tau_\phi \approx 10^{-5} \text{ с}$ определяется временем, которое требуется ионам для того, чтобы вернуться на катод и выбить из него новую порцию электронов.

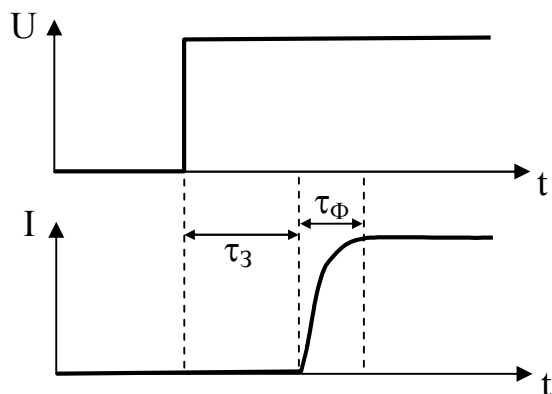


Рисунок 5.2 Отставание тока разряда от приложенного напряжения. Время статистического запаздывания и время формирования разряда.

шающего U_3 , разрядный ток реагирует не мгновенно. Можно выделить два временных промежутка: τ_3 - время статистического запаздывания и τ_ϕ - время формирования разряда (рисунок 5.2). В течение времени статистического запаздывания у катода должно образоваться за счет внешних ионизаторов необходимое для поддержания самостоятельного разряда количество электронов n_0 . Время τ_3 может достигать нескольких секунд, в зависимости от конкретных условий. Промежуток времени $\tau_\phi \approx 10^{-5} \text{ с}$ определяется временем, которое требуется ионам для того, чтобы вернуться на катод и выбить из него новую порцию электронов.

5.1.1. Тлеющий разряд

Тлеющий разряд это самостоятельный разряд, заряженные частицы в котором появляются за счет ударной ионизации в пространстве между электродами и за счет ионно-электронной эмиссии с катода. Его отличительной особенностью является существование вблизи катода слоя со значительным падением потенциала (так называемое катодное падение). Толщина слоя катодного падения обратно пропорциональна давлению газа.

Между катодным слоем и анодом образуется область, называемая положительным столбом. Здесь располагается плазма, т.е. ионизованный газ с равной

плотностью заряженных частиц разного знака. Напряженность поля в плазме близка к нулю. От анода положительный столб отделяется анодным слоем, который в дальнейшем мы не будем учитывать.

В отличие от катодного слоя, без которого тлеющий разряд существовать не может, положительный столб не является обязательной частью. При умень-

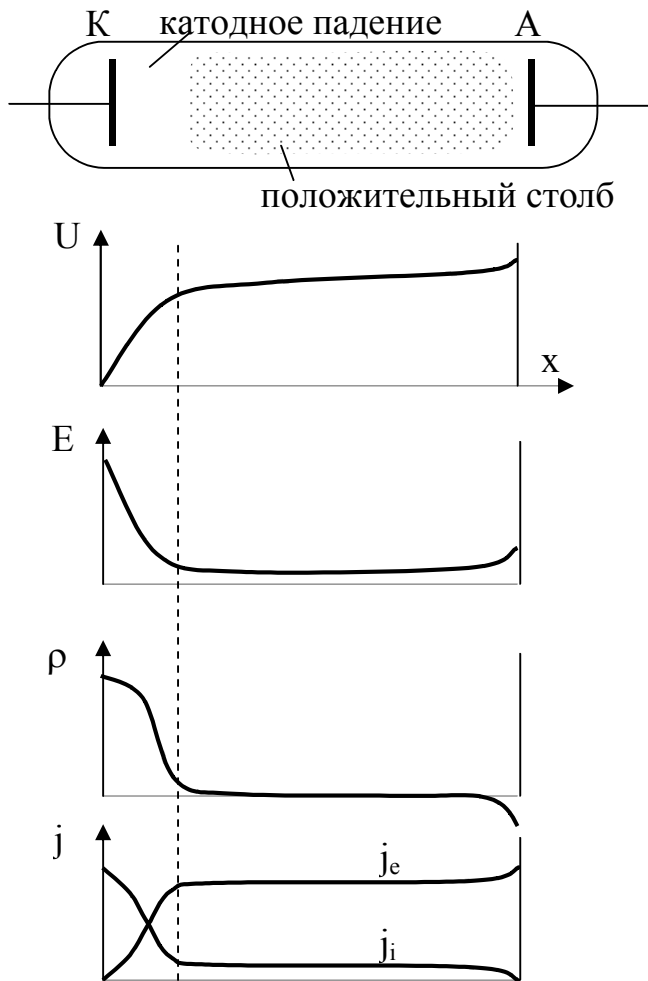


Рисунок 5.3 Картина тлеющего разряда и распределение потенциала, напряженности поля, плотности объемного заряда и плотности электронного и ионного токов.

шению расстояния между электродами он может уменьшаться по длине вплоть до полного исчезновения. Но если расстояние между катодом и анодом меньше толщины катодного слоя, то разряд не загорается.

Причина появления катодного слоя - большой пространственный заряд у катода, образованный положительными ионами, скорость движения которых во много раз меньше, чем скорость электронов. Большой положительный заряд приводит к сильной неоднородности распределения потенциала в пространстве в соответствии с уравнением Пуассона:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -4\pi\rho,$$

где ρ - плотность заряда.

На рисунке приведена упрощенная картина свечения тлеющего разряда и распределения параметров по длине разрядного промежутка. В действительности, только в картине свечения выделяют до восьми чередующихся темных и светящихся слоев. И все же имеет смысл выделить две главнейшие области: катодный слой и положительный столб.

В случае, когда ток, протекающий между катодом и анодом очень мал, действие пространственного заряда у катода можно не учитывать и, следовательно, распределение потенциала будет носить линейный характер. Такой разряд называется Таунсендовским. Практического значения он не имеет, ввиду малости разрядного тока и отсутствия свечения.

Интересно, что тлеющий разряд может гореть в трубке, имеющей далеко не линейную форму, а различным способом искривленную. И хотя заряженные

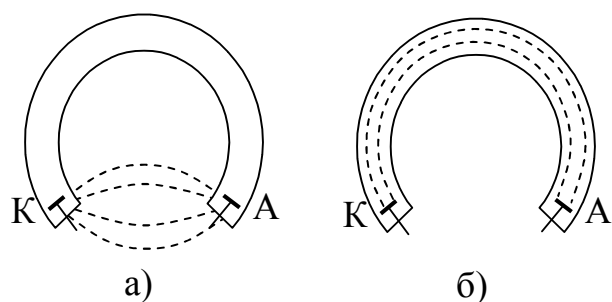


Рисунок 5.4 Тлеющий разряд в трубках сложной конфигурации: а) линии напряженности приложенного поля; б) линии напряженности результирующего поля с учетом осевшего на стенках отрицательного заряда)

частицы должны следовать линиям напряженности электрического поля, а те в реальной конфигурации могут многократно пересекать диэлектрические стенки разрядной трубки, тем не менее разряд существует и в таких условиях. Дело в том, что электроны, увлеченные под действием поля к стенке, оседают там и накапливаются до тех пор, пока не начинают отталкивать

от стенки следующие электроны. Электростатическое поле осевших зарядов складывается с внешним полем и силовые линии суммарного поля направляются вдоль трубки.

5.1.2. Дуговой разряд

Пусть в трубке при определенных давлении и расстоянии между электродами горит тлеющий разряд. Будем повышать ток. Практически это можно сде-

лать, уменьшая балластное (нагрузочное) сопротивление R_H в электрической цепи.

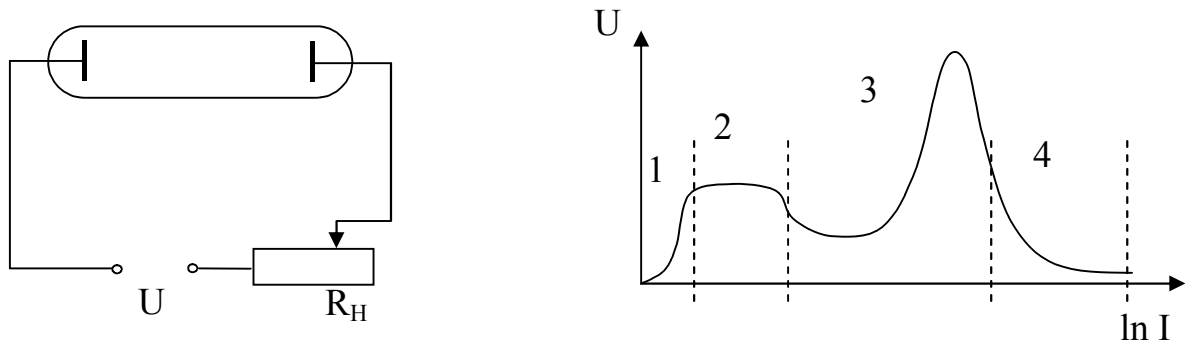


Рисунок 5.5 Электрическая схема и вольтамперная характеристика разряда в широком диапазоне токов. 1 – несамостоятельный; 2 – таунсендовский; 3 – тлеющий; 4 – дуговой.

В какой то момент напряжение быстро падает до малого значения, а ток становится очень большим. Это свидетельствует о том, что механизм разряда принципиально изменился. В дуговом разряде причиной выхода электронов с катода является термоэлектронная эмиссия, а образование заряженных частиц в промежутке между электродами происходит за счет термической ионизации.

На практике дуговой разряд, как правило, получают не зажигая предварительно тлеющий разряд, а другим путем. Можно, например, свести электроды до соприкосновения, а затем развести их. В момент контакта, электроды разогреваются и начинается дуговой разряд.

Дугой разряд был назван потому, что при горизонтальном расположении электродов нагретый светящийся токовый шнур изгибается центральной частью вверх под действием архимедовой силы. При вертикальном расположении электродов картина осесимметричная.

Катодное падение потенциала в дуговых разрядах также имеет место, но величина его составляет величину порядка потенциала ионизации. Дуговым разрядам свойственны большие токи, низкие напряжения горения и существуют они при значительно более высоких давлениях газа, чем тлеющий разряд.

Таблица 5.1 Основные параметры тлеющего и дугового разряда

Вид разряда	давление газа, Па	напряжение разряда, В	ток разряда, А
Тлеющий	1 - 103	500 - 1000	10 ⁻⁴ – 10 ⁻¹
Дуговой	10 ⁴ - 10 ⁶	20 – 50	1 - 10 ⁵

То обстоятельство, что дуговой разряд существует при значительно более высоком давлении газовой среды, чем тлеющий, приводит к следующим особенностям:

значительную долю частиц с отрицательным зарядом могут составлять отрицательные ионы, тогда как в тлеющем разряде число их пренебрежимо мало;

температуры электронов, ионов и нейтральных частиц в зоне горения дуги близки по величине $T_e \approx T_i \approx T_A$, а в тлеющем разряде обычно справедливо неравенство $T_e > T_i > T_A$.

Перечисленные особенности дугового разряда объясняются большим количеством столкновений частиц друг с другом, в результате чего выравниваются их энергии, а электроны прилипают к нейтральным атомам и молекулам.

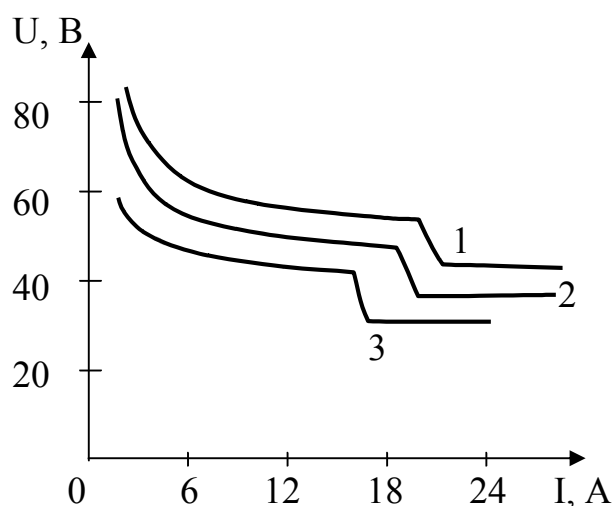


Рисунок 5.6 Вольт-амперная характеристика угольной дуги в воздухе при различных расстояниях катод-анод: 1) 6 мм , 2) 4 мм , 3) 2мм.

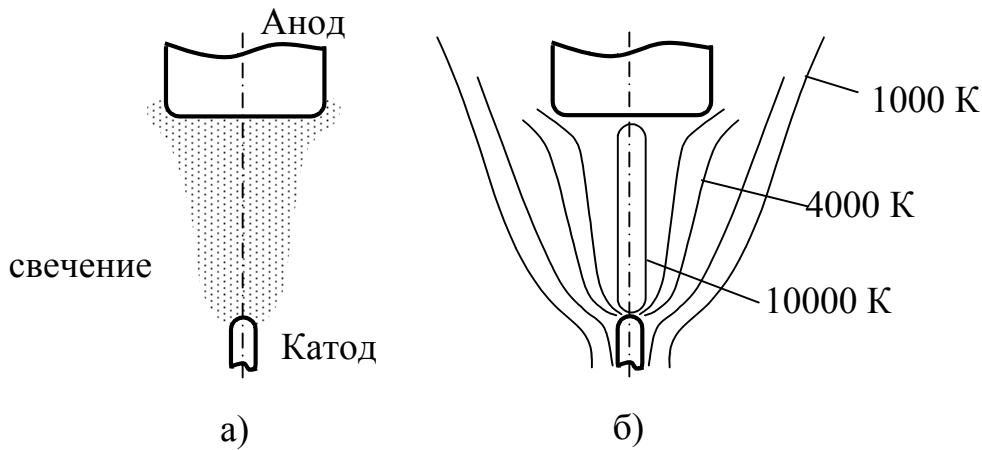


Рисунок 5.7 Угольная дуга в воздухе: $I=200$ А, расстояние катод-анод 4,5 см.
а) свечение; б) температурное поле (линии равной температуры).

Катоды в дуговом разряде обладают высокой температурой, вследствие чего, активно разрушаются и испаряются. По этой причине спектр излучения дуги содержит линии паров материала электродов, тогда как спектр тлеющего разряда в основном совпадает со спектром газа. Радиус высоконагретого, а следовательно, ионизированного и в основном проводящего электрический ток канала составляет примерно 0,5 см. От катода к аноду канал несколько расширяется.

Высокую температуру в течение длительного времени способны выдержать только тугоплавкие вещества: графит, уголь, вольфрам, молибден, тантал, цирконий и др.

Вольтамперная характеристика имеет падающий характер. При некоторой силе тока происходит скачкообразное уменьшение напряжения горения, ВАХ из падающей превращается в почти горизонтальную.

Катодное падение потенциала в отличие от тлеющего разряда имеет малую величину порядка 10 эВ. Существование катодного слоя обусловлено большим положительным зарядом, создаваемым ионами. Примерно такое же падение потенциала наблюдается вблизи анода. Средняя часть дуги – положительный столб.

В зависимости от давления газа дуговые разряды можно классифицировать следующим образом.

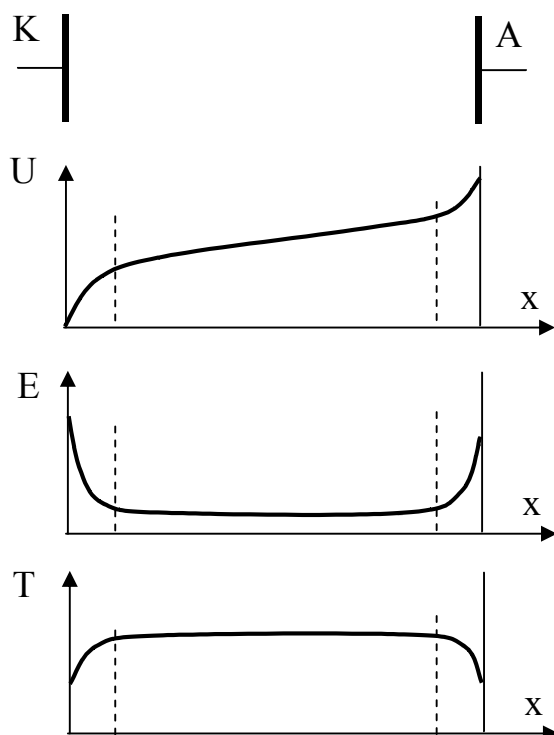


Рисунок 5.8 Распределение потенциала, напряженности электрического поля и температуры в дуговом разряде.

Вакуумная дуга. Дуга зажигается между электродами в вакууме, но горит в парах металлического электрода, которые образуются вследствие эрозии и испарения. Вакуумные дуги возникают в вакуумных выключателях силовых электрических цепей.

Дуга высокого давления. Имеется в виду давление порядка атмосферного. Температура в такой дуге принимает значения 6000 – 12000 К.

Дуга сверхвысокого давления. При давлениях газа около 10

атмосфер и выше, столб дуги обладает очень ярким свечением, причем с большим коэффициентом полезного действия. На этой основе созданы лампы, в которых излучает дуга, горящая в ксеноне или парах ртути.

5.1.3. Высокочастотный газовый разряд

Если к двум электродам прикладывать переменное электрическое поле, например синусоидальное, то при небольшой частоте этого поля можно будет наблюдать кратковременные разряды с чередующейся полярностью напряжения на электродах. Горение разряда происходит при напряжении, превышающем напряжение зажигания разряда. Длительность каждого полупериода должна быть достаточно для полного установления разряда.

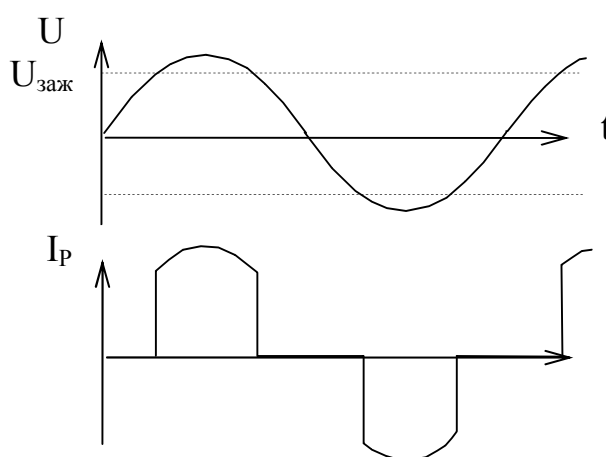


Рисунок 5.9 Зависимость тока разряда от времени при низкой частоте синусоидального напряжения

При значительном повышении частоты движение электронов приобретает колебательный характер, они могут при этом поглощать энергию переменного электрического поля и при достижении энергии, достаточной для ионизации газа, происходит генерация дополнительных электронов. При этом плазма приобретает положительный потенциал относительно обоих электродов, т.к. большинство ионов за короткий полупериод не успевает дойти до соответствующего электрода.

Вследствие более высокой подвижности электронов, в первый момент после подачи переменного напряжения на поверхности мишени происходит накопление электронов и рост отрицательного напряжения, что, в свою очередь, уменьшает электронный ток. Этот процесс длится до тех пор, пока ток электронов и ток ионов не станут равными. Для достижения равенства требуется, чтобы время действия положительного напряжения было значительно меньше времени протекания тока и, следовательно, времени действия отрицательного напряжения. В результате на поверхности электродов устанавливается отрицательный потенциал или отрицательное смещение. Переменное электрическое поле вызывает лишь колебательное движение ионов с амплитудой, ничтожно малой по сравнению с размерами разрядного промежутка. Если переменное напряжение подается на диодную систему с двумя равными по размеру электро-

дами, то на поверхности обоих электродов устанавливается одинаковое отрицательное смещение.

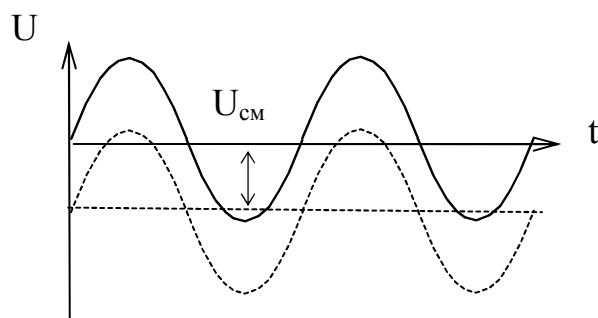


Рисунок 5.10 - Появление отрицательного смещения на диэлектрической мишени при ВЧ-разряде

В общем случае выполняется отношение:

$$\frac{U_1}{U_2} = \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^4$$

где U_1, U_2 - отрицательные смещения на 1 и 2 электродах;

S_1, S_2 - площади этих электродов.

Таким образом, величина смещения очень сильно зависит от соотношения площадей электродов.

В течение одного периода переменного напряжения не должно происходить существенного уменьшения отрицательного заряда на мишени. Для этого необходимо использовать переменное напряжение частотой выше 10 МГц. В высокочастотном режиме электроны в плазме колеблются внутри поля с достаточной энергией для ионизации атомов. В этом случае разряд меньше зависит от вторичной эмиссии электронов мишенью. Более того, становится возможным существование так называемого безэлектродного разряда, когда оба электрода вынесены за пределы вакуумированного объема и электрически не контактируют с плазмой газового разряда.

Все способы возбуждения ВЧ разряда можно разбить на две основные группы по признаку того, замыкаются ли силовые линии электрического поля

в плазме или нет. Другими словами, является поле вихревым или потенциальным.

К первой группе относятся индукционные методы, основанные на использовании метода электромагнитной индукции. Делается это следующим образом. Через катушку-соленоид пропускают ток высокой частоты. Магнитное поле этого тока, направлено вдоль оси катушки. Под действием переменного магнитного потока внутри катушки индуцируется вихревое электрическое поле, силовые линии которого представляют собой замкнутые окружности, концентрические с витками катушки.

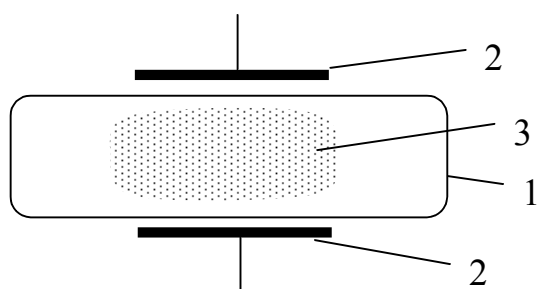


Рисунок 5.11 Схематическое изображение безэлектродного ВЧ разряда. 1- герметичный стеклянный объем, заполненный газом; 2 – электроды вне объема; 3 – плазма ВЧ разряда.

Это электрическое поле может зажигать и поддерживать разряд, причем токи тоже замкнуты.

В методах второй группы ВЧ напряжение подают на электроды, причем электроды могут соприкасаться с плазмой, а могут быть изолированы от плазмы диэлектриком.

По перечисленным выше причинам напряжение ВЧ - газового разряда, а также рабочее давление газа, при котором он существует, может быть ниже по сравнению с разрядом на постоянном токе.

Расчеты показали, что необходимое значение частоты находится между 1 и 30 МГц. Поскольку речь идет о частотах, применяемых в радиосвязи, то разрешенной в промышленности частотой является 13,6 МГц. При такой частоте ионы в плазме, обладающие большой массой, становятся почти неподвижными, поэтому ионная бомбардировка электродов незначительна. Электронов же за каждый полупериод попадает на электрод значительно больше. В результате этого ток высокой частоты, измеряемый во внешней цепи, почти полностью обусловлен электронами плазмы, достигающими электродов в течение чере-

дующихся полупериодов. В течение каждого полупериода из области разряда экстрагируются те электроны, которые к началу полупериода находятся в пределах расстояния A от электрода. Здесь A — амплитуда колебаний электрона в ВЧ - поле. Если изменение напряженности приложенного поля записывается как $E = E_m \cos \omega t$, то амплитуда колебаний электрона в ВЧ - поле определится следующим образом

$$A = E_m \frac{\mu}{\omega},$$

где E_m - максимальное значение напряженности электрического поля;

μ - подвижность электронов при данном давлении газа;

ω - круговая частота.

Из выражения следует, что для эффективного использования разряда в рассматриваемой нами конфигурации электрода расстояние между ними должно быть порядка A или больше. В противном случае все электроны, созданные в межэлектродном пространстве в результате ионизации газа, будут вытянуты из разряда и собраны на электроды в течение одного периода.

6. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

6.1. Зондовый метод диагностики плазмы

Метод диагностики плазмы с помощью электрических зондов был предложен и обоснован в работах Ленгмюра в 1923-1935г. и предназначался для слабоионизованной, сильно разряженной плазмы. Впоследствии метод электрических зондов распространен на плазму большой плотности, при больших давлениях нейтральной компоненты, а также на плазму в сложных условиях.

Суть метода заключается в измерении тока заряженных частиц на малый заряженный электрод-зонд, помещенный в плазму. Обычно используют зонды размерами порядка или менее миллиметра сферической, цилиндрической или плоской формы. Зависимость этого тока от потенциала зонда называется зондовой характеристикой. По снятой зондовой характеристике можно вычислить

основные параметры плазмы в месте нахождения зонда: концентрации и температуры электронов и ионов, потенциал плазмы, а в некоторых случаях можно получить полную функцию распределения электронов по энергиям.

Преимущества зондового метода перед другими методами диагностики:

- относительно простая аппаратура и техника измерений,
- локальность измеряемых параметров плазмы,
- относительно большой объем получаемой информации.

Недостатки метода:

- возмущение плазмы зондом,
- трудность правильной интерпретации зондовой характеристики при сложных условиях.

6.1.1. Одиночный (ленгмюровский) зонд

Зонд представляет собой металлический проводник, почти до конца покрытый изоляцией. Оголенная поверхность зонда, которая соприкасается с плазмой, может иметь различную форму: цилиндрическую, шарообразную, плоскую. Потенциал зонда фиксируется относительно опорного электрода: анода или катода. Эксперимент заключается в измерении токов, протекающих через зонд, в зависимости от приложенных к нему напряжений.

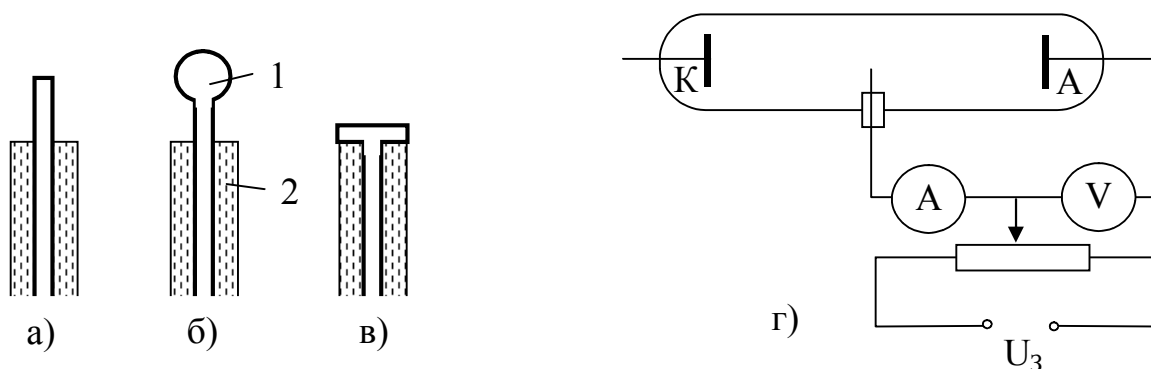


Рисунок 6.1 Конструкции зондов – а), б), в) и схема зондовых измерений – г).

Рассмотрим плоский зонд, помещенный в плазму. Будем считать, что выполняются следующие условия:

- длина пробега заряженных частиц значительно превышает радиус зонда

$$\lambda_e \gg r_z, \quad \lambda_i \gg r_z$$

- дебаевский радиус плазмы r_D , определяющий расстояние, на которое электрическое поле зонда проникает в плазму, также существенно меньше длины пробега заряженных частиц

$$\lambda_e \gg r_D, \quad \lambda_i \gg r_D$$

- электроны и ионы имеют максвелловское распределение по энергиям, причем температура электронов много больше температуры ионов.

При этих условиях заряженные частицы движутся на зонд без столкновений, а зонд не возмущает функцию распределения заряженных частиц по скоростям на расстоянии их длины пробега.

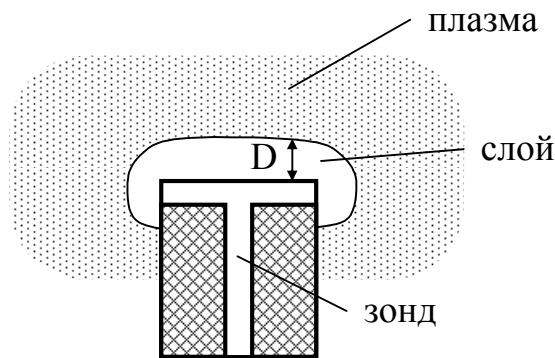


Рисунок 6.2 Слой пространственного заряда вокруг зонда. За пределами слоя – невозмущенная плазма

Если потенциал зонда равен потенциалу плазмы, то зонд будет просто собирать заряд сталкивающихся с ним в своем хаотическом движении электронов и ионов. При любом отличии потенциала зонда от потенциала плазмы зонд будет отталкивать частицы одного знака и притягивать частицы другого знака таким образом, чтобы приложенная разность потенциалов компенсировалась избытком пространственного заряда притягивающихся частиц. В этом проявляется экранирующее действие плазмы, не пропускающей в себя электрическое поле. Концентрация отталкиваемых частиц предполагается распределенной в электрическом поле по Больцману:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{|eU_3|}{kT_e}\right),$$

где U_3 - потенциал зонда относительно плазмы,

k - постоянная Больцмана.

Ток отталкивающихся частиц на зонд определяется хаотическим тепловым движением этих частиц у поверхности зонда с определенной концентрацией.. Ток притягивающихся частиц определяется их попаданием из области плазмы в слой, так как в слое они ускоряются электрическим полем и все попадают на зонд. Толщина слоя d определяется потоком этих частиц в слой и приложенной разностью потенциалов, т.е. полным пространственным зарядом в слое, компенсирующим приложенное электрическое поле.

Предположим, что зонд находится под достаточно большим потенциалом (отрицательным или положительным) относительно плазмы:

$$|U_3| \gg \frac{kT_e}{e}.$$

В этом случае можно считать: во-первых, что в слое находятся заряды одного знака, пренебрегая экспоненциально спадающей концентрацией отталкивающихся частиц, во вторых, можно пренебречь влиянием начальных скоростей частиц входящих в слой. Тогда условия прохождения тока формально будут такими же, как в вакуумном диоде в режиме объемного заряда, т.е. когда напряженность поля у поверхности эмиттера равна нулю. Отличие заключается только в том, что в диоде ток определяется фиксированным межэлектродным расстоянием и потенциалом анода и не зависит от эмиссионной способности эмиттера до его насыщения. В слое же между плазмой и зондом ток определяется эмиссионной способностью плазмы, т.е. концентрацией и температурой заряженных частиц. Толщина же слоя в этом случае устанавливается такой, как и в вакуумном диоде и выполняется закон трех вторых.

Связь между током частиц, поступающим на зонд, разностью потенциалов зонд-плазма и толщиной слоя можно найти, решая совместно уравнение Пуас-

сона, связывающего потенциал с плотностью заряда $\nabla^2 U = -\rho / \varepsilon_0$, и уравнение непрерывности для тока $I(x) = const$.

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}; \quad \rho = -\frac{j}{v} = -\frac{j}{\sqrt{\frac{2eU}{m}}},$$

где v - скорость частиц.

Здесь плотность тока на зонд считается положительной, когда он электронный. Подставляя в уравнение Пуассона значение ρ из уравнения непрерывности тока, получим:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{j}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2eU}}.$$

С учетом граничных условий:

$$\text{при } x=0 \text{ (на границе плазмы)} \quad U = 0, \quad \frac{dU}{dx} = 0;$$

$$\text{при } x = d \text{ (на поверхности зонда)} \quad U = U_3.$$

Проинтегрировав с учетом второго граничного условия, имеем для толщины слоя:

$$d^2 = \frac{4\sqrt{2}\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{U_3^{3/2}}{j_3},$$

Где j_3 плотность тока на зонд.

При отрицательном потенциале зонда относительно плазмы электроны отталкиваются и их концентрация распределяется в электрическом поле как

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{|eU_3|}{kT_e}\right),$$

где n_0 - концентрация невозмущенной плазмы.

Число электронов, достигающих зонда, можно подсчитать, предполагая, что электроны хаотически движутся в своем тепловом движении со средними скоростями

$$v_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}$$

и сталкиваясь с зондом, поглощаются им:

$$I_e = \frac{en_e v_e S_K}{4} = \frac{en_0 S_K}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \exp\left(-\frac{|eU_3|}{kT_e}\right).$$

В этом выражении коэффициент 1/2 появляется за счет того, что половина электронов движется в направлении от зонда, а еще 1/2 - за счет усреднения по косинусу угла направления движения электронов на зонд.

Если с помощью внешней цепи потенциал зонда увеличивать, что приводит к уменьшению разности потенциалов $|U_3|$, то электронный ток экспоненциально увеличивается и при $|U_3| = 0$ достигает насыщения:

$$I_{e0} = S_3 j_0, \quad \text{где} \quad j_0 = \frac{en_0}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}.$$

При дальнейшем увеличении потенциала зонда, когда разность потенциалов $|U_3|$ становится положительной, у зонда возникает электронный слой. Плотность электронного тока на слой из плазмы остается прежней, а ток на зонд будет несколько возрастать за счет роста поверхности слоя S_{cl} при увеличении его толщины d согласно закону трех вторых.

$$I_e = j_0 \cdot S_{cl}.$$

При $T_e \gg T_i$ для плотности тока ионов на зонд справедливо:

$$j_i = 0,607 en_0 \sqrt{\frac{kT_e}{M}} = 0,43 en_0 \sqrt{\frac{2kT_e}{M}}.$$

При положительном потенциале зонда ионный ток экспоненциально уменьшается и полностью маскируется большим электронным током насыщения. В этом случае ионным током пренебрегается и зондовый ток считается чисто электронным.

6.1.2. Зондовая характеристика и ее обработка

Общий вид зондовой характеристики в случае, когда напряжение на зонд U_3 подается относительно анода, показан на рисунке.

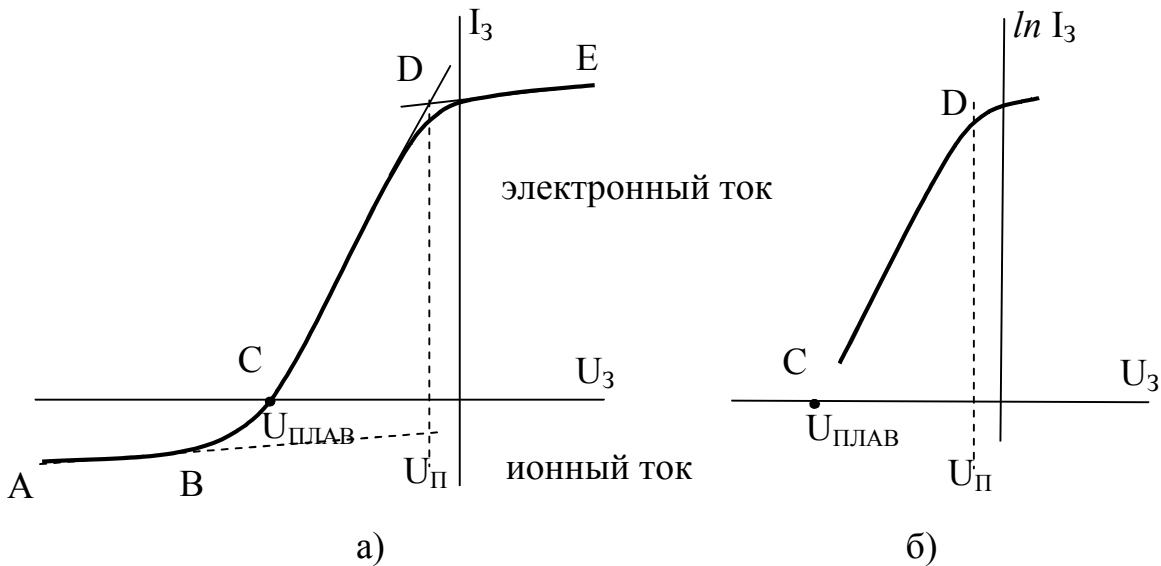


Рисунок 6.3 Зондовая вольтамперная характеристика а), зависимость логарифма зондового тока от напряжения на зонд б).

Потенциал зонда, когда ток в цепи равен нулю, а электронный и ионный токи на зонд равны, называется плавающим $U_{ПЛАВ}$. До такого потенциала заряжается любое изолированное тело, помещенное в плазму. $U_{П}$ - потенциал плазмы. Потенциал плазмы в тлеющем разряде близок к потенциалу анода. Ветвь АВ - ионная ветвь характеристики, где электронным током можно пренебречь, участок DE - определяется электронным током насыщения, участок CD - электронная ветвь с экспоненциально возрастающим электронным током, участок BC - переходный участок, где электронный и ионный токи сравнимы.

Электронная температура определяется на участке CD. Для этого необходимо экстраполировать ионный ток из участка насыщения АВ в область более положительных потенциалов зонда. Точный закон такой экстраполяции обычно не известен, поэтому для упрощения пользуются линейной экстраполяцией.

Вычитая экстраполированный ионный ток из полного тока, получаем электронную характеристику, описываемую законом:

$$I_e = I_{e0} e^{-\frac{eU}{kT_e}};$$

$$\ln I_e = \ln I_{e0} - \frac{eU}{kT_e};$$

$$\frac{d \ln I_e}{dU} = -\frac{e}{kT_e}$$

Таким образом, электронная температура определяется наклоном зависимости логарифма электронного тока от потенциала.

$$T_e = \frac{e}{k} \left| \frac{d \ln I_e}{dU} \right|^{-1}$$

Потенциал плазмы определяется как точка перегиба характеристики при переходе к электронному току насыщения (точка D). Более точно это можно сделать, когда характеристика построена в полулогарифмическом масштабе. Однако и в этом случае потенциал плазмы по излому характеристики часто не легко определить, так как этот излом выражен недостаточно резко. График первой производной тока по напряжению при переходе через потенциал пространства имеет более резкий излом, чем сам ток. При этом за потенциал плазмы принимается точка, в которой производная максимальна.

Часто электронный ток насыщения не измеряется из-за его большой величины и возможного влияния на измеряемые свойства плазмы, а также выхода зонда из строя.

Для определения концентрации заряженных частиц можно воспользоваться электронной частью характеристики (участок вблизи точки E).

$$I_e = S_{сл} \frac{en_0}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}},$$

где $S_{сл}$ - площадь поверхности слоя.

Радиус слоя определяется по закону трех вторых. Температура электронов и потенциал плазмы должны быть предварительно определены.

Для того, чтобы упростить расчеты и не учитывать расширение площади слоя при увеличении потенциала зонда, можно использовать конструкцию зонда с охранным кольцом. При этом собирающая поверхность зонда разделена на две части: центральную и периферийное кольцо. Обе части зонда имеют одинаковый потенциал, но электрически разделены между собой. При регистрации вольтамперной характеристики ток на центральную часть принимается с неизменной собирающей поверхности, а увеличение тока за счет роста собирающей поверхности происходит лишь на кольцевой части. В этом случае можно считать, что площадь поверхности слоя совпадает с площадью поверхности зонда.

6.1.3. Двойной зонд.

Метод двойного зонда заключается в том, что в плазму помещают не один, а два одинаковых малых электрода и измеряют зависимость тока в цепи этих электродов от разности потенциалов между ними. Таким образом, это - изолированная система, не связанная с электродами и стенками. Двойной зонд применяется в безэлектродных разрядах, а также при сильно меняющихся потенциалах плазмы, при измерениях градиента потенциала.

Токи, текущие на каждый из зондов должны быть равны по величине и противоположны по знаку, так как в целом система изолирована. Ток каждого зонда равен разности электронного и ионного токов. При изменении разности потенциалов между зондами потенциал каждого из них относительно плазмы устанавливается таким образом, чтобы их токи оставались равными друг другу.

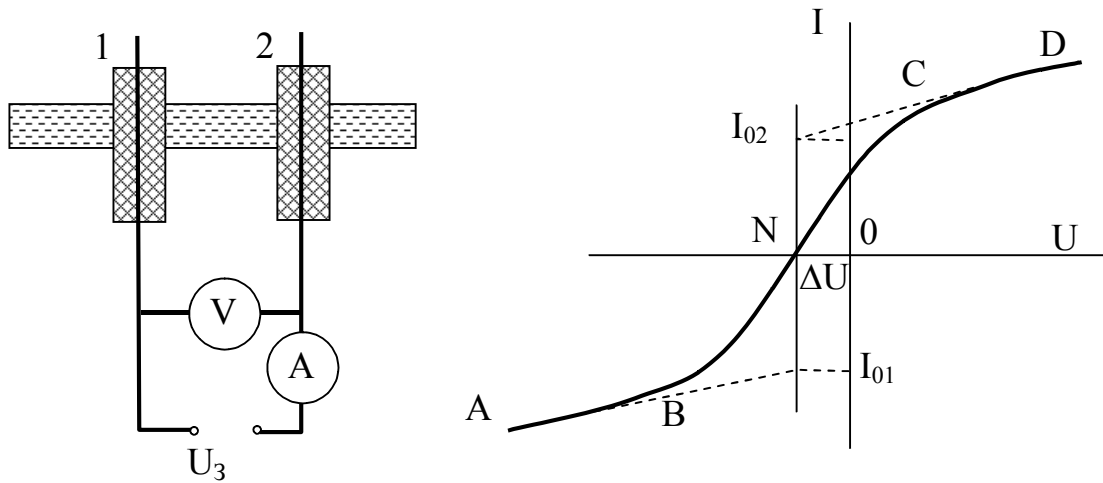


Рисунок 6.4 Метод двойного зонда: схема включения и зондовая ВАХ

Зондовый ток равен нулю, когда каждый зонд находится при плавающем потенциале относительно плазмы своего пространства, так что точка N на характеристике соответствует разности потенциалов ΔU в плазме между точками расположения зондов. Если разность потенциалов между зондами сделать отличной от ΔU , то в цепи будет протекать ток, при этом на один зонд преобладает ток электронов, а на другой - ионов. Так как электронный ток насыщения гораздо больше ионного, то потенциал положительного зонда может быть лишь немного выше плавающего потенциала. Поэтому при достаточно большой разности потенциалов почти вся она равна потенциалу отрицательного зонда относительно его плавающего потенциала и весь ток на него является ионным током. Вследствие этого участки AB и CD двух зондовых характеристик совпадают с ионной ветвью однозондовой характеристики и по ионному току насыщения можно определить концентрацию заряженных частиц.

Рассмотрим определение температуры электронов по переходной части двухзондовой характеристики, причем для этого достаточно дополнительно измерить наклон характеристики в точке $I_3 = 0$.

$$\Delta I_3 = I_{i1} - I_{e1} = I_{e2} - I_{i2},$$

$$\Delta U_3 = \Delta U_2 - \Delta U_1$$

Предположим, что ионный ток на зонд, находящийся вблизи плавающего потенциала, имеет линейный рост с потенциалом (линейная аппроксимация), а электронный ток на зонд имеет экспоненциальную зависимость от потенциала.

$$I_{e1} = I_{01} \cdot \exp\left(\frac{e\Delta U_1}{kT_e}\right), \quad I_{e2} = I_{02} \cdot \exp\left(\frac{e\Delta U_2}{kT_e}\right)$$

$$I_{i1} = I_{01} - a_1 \Delta U_1, \quad I_{i2} = I_{02} - a_2 \Delta U_2$$

При малой величине разности потенциалов $e\Delta U_3 \ll kT_e$ и при симметричной двухзондовой характеристике, когда

$$I_{01} = I_{02} = I_0,$$

$$a_1 = a_2 = a$$

можно получить формулу для нахождения температуры электронов:

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{I_0}{2 \frac{\Delta I_3}{\Delta U_3} - a}.$$

6.2. Спектроскопические методы

Большинство бесконтактных методов диагностики плазмы, не требующих введения в исследуемую область инородных тел, связано или с исследованием собственного излучения плазмы, или с исследованием поглощения плазмой излучения внешних источников.

Излучение плазмы имеет непрерывный спектр излучения, в случае, когда либо начальное, либо конечное состояние электрона может принимать произвольное значение.

Непрерывный спектр имеет тормозное излучение. Наблюдается при кулоновских столкновениях электронов с ионами, в результате чего энергия электрона уменьшается и излучается квант света.

Рекомбинационное излучение, возникающее при захвате ионом свободного электрона (процесс рекомбинации), также характеризуется непрерывным спектром.

Интенсивность тормозного и рекомбинационного излучения подчиняется приближенной формуле:

$$I \approx b n_e n_i Z^2 T_e^{1/2},$$

где b - постоянная;

n_e, n_i - концентрация электронов и ионов;

Z - коэффициент, характеризующий зарядность иона;

T_e - температура электронов.

Цвет светящейся плазмы зависит от рода газа, в котором эта плазма существует. Объясняется это тем, что человек во многих случаях воспринимает не непрерывный спектр, а наиболее интенсивные линии.

Спектр излучения будет иметь линейчатый (разновидность – полосатый) вид, когда электроны переходят электрона между определенными дискретными уровнями внутри атома или молекулы.

Интенсивность линии определяется энергией излучаемого кванта $h\nu_{nk}$, вероятностью перехода A_{nk} из верхнего энергетического состояния n в нижнее k , а также количеству атомов, находящихся в возбужденном состоянии N_n :

$$I_{nk} = A_{nk} h\nu_{nk} N_n.$$

Поскольку измерение абсолютной интенсивности задача не простая, чаще проводят относительные измерения для двух линий:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{g_1 \nu_1 A_1}{g_2 \nu_2 A_2} \exp\left(-\frac{W_1 - W_2}{kT_e}\right),$$

где g_1, g_2 - статистические веса двух уровней;

ν_1, ν_2 - частота линии 1 и 2;

A_1, A_2 - вероятности перехода с верхнего уровня;

W_1, W_2 - энергии возбуждения уровней.

Из приведенного выражения можно определить температуру электронов.

7. ЭЛЕКТРОННЫЕ И ИОННЫЕ ПУЧКИ И ПУШКИ

Электронные и ионные пучки представляют собой направленные потоки заряженных частиц, имеющие определенную форму. Пучки обычно имеют малые поперечные размеры по сравнению с длиной. Форма поперечного сечения может быть: кольцевая, круглая, ленточная. Пучок может быть сфокусированным или большого сечения. Формирование, фокусировка и отклонение пучков осуществляется с помощью устройств электронной и ионной оптики.

Электронный или ионный источник - устройство для получения в вакууме пучков. Источник большой мощности называется пушкой.

Сильноточные источники заряженных частиц применяются для:

- нагрева и испарения материалов в вакууме,
- термической обработки материалов,
- сварки и пайки металлов,
- возбуждения лазеров,
- ускорения плазмохимических процессов,
- отвердевания полимерных покрытий,
- стерилизации пищевых продуктов.

Слаботочные источники применяются:

- в электронно-лучевых трубках,
- в масс-спектрометрах,
- в электронной микроскопии,
- для ионной и электронной литографии,
- для ионного легирования полупроводников,
- для обработки поверхности перед нанесением тонких пленок.

В одних случаях (например, возбуждение лазеров) пучки большого сечения единственно приемлемы, в других - служат альтернативой пучков малого сечения.

Для получения электронного пучка необходим источник электронов: термомокатод или плазма. Плазменные источники электронов (ПИЭЛ) надежно работают в тяжелых вакуумных условиях, отличаются отсутствием накаливаемых деталей, возможностью импульсной эмиссии электронов, а главное - позволяют получать сильнооточные пучки.

В ПИЭЛ отбор электронов обычно производится с границы плазмы, образованной в локализованном объеме. Уход электронов из плазмы выполняется электронной эмиссией с катода и ионизацией газа.

Плазма создается с помощью газового разряда, при взрыве проводников, в результате поверхностной ионизации атомов и другими способами.

На рисунке представлена классификация плазменных источников электронов по способу получения плазмы.



Рисунок 7.1 Классификация плазменных источников по способу получения плазмы

7.1. Эксплуатационные и технологические параметры ПИЭЛ

Ток электронного пучка

$$I = f_1 f_2 j S_0,$$

где j - плотность электронного тока в плазме вблизи эмиссионного отверстия,

S_0 - площадь эмиссионного отверстия

f_1 - коэффициент токопрохождения, учитывающий потери пучка на ускоряющем и других электродах,

f_2 - коэффициент, зависящий от плазменной эмиссионной границы.

Максимальная плотность тока в сфокусированном пучке равна

$$j_{\max} = j_0 \left(\frac{eU}{kT_e} + 1 \right),$$

где j_0 - плотность тока эмиссии,

T_e - температура электронов,

U - ускоряющее напряжение.

При $\frac{eU}{kT_e} \gg 1$

$$j_{\max} = \frac{e^2 n_e U}{\sqrt{\pi m k T_e}},$$

где e , m - заряд и масса электрона,

n_e - концентрация электронов в плазме.

Так как электронная температура плазмы на порядок и более превышает температуру термокатодов, то при одинаковой плотности тока эмиссии пушки с термокатодом позволяют получать пучки с меньшим сечением. Однако плазменные источники обеспечивают значительно большую плотность эмиссионного тока, чем термокатоды.

Ускоряющее (извлекающее) напряжение.

Определяет энергию электронов и мощность пучка. Влияет на устойчивость отбора электронов из плазмы и стабильность горения разряда.

Размеры поперечного сечения пучка.

Минимальный диаметр определяется фокусировкой, свойствами эмиттера, действием пространственного заряда.

Эффективность извлечения электронов.

$$\alpha = \frac{I}{I_P},$$

где α - доля образующихся в разряде электронов, сформированных в пучок,

I - ток пучка,

I_p - ток разряда.

Для повышения эффективности необходимо создание неоднородной плазмы с повышенной плотностью в области эмиссионного отверстия. Это можно сделать с помощью катода или анода специальной формы, а также за счет наложения магнитного поля в разрядном промежутке. Другой способ заключается в расширении эмиссионной поверхности. Однако простое же увеличение эмиссионного отверстия приведет к недопустимому снижению давления в разрядной камере или к недопустимому повышению давления в разрядном промежутке. Обычно эмиссионные отверстия в ПИЭЛ имеют размеры около 1 мм.

Электронные пучки большого сечения на ПИЭЛ получают следующими способами:

- формирование пучка из малой эмиссионной поверхности до требуемого диаметра с помощью электронной оптики;
- отбор электронов из отверстия, площадь которого примерно равна сечению пучка;
- отбор электронов с большой плазменной поверхности за счет расплывания плазмы через малое отверстие в расширитель (экспандер).

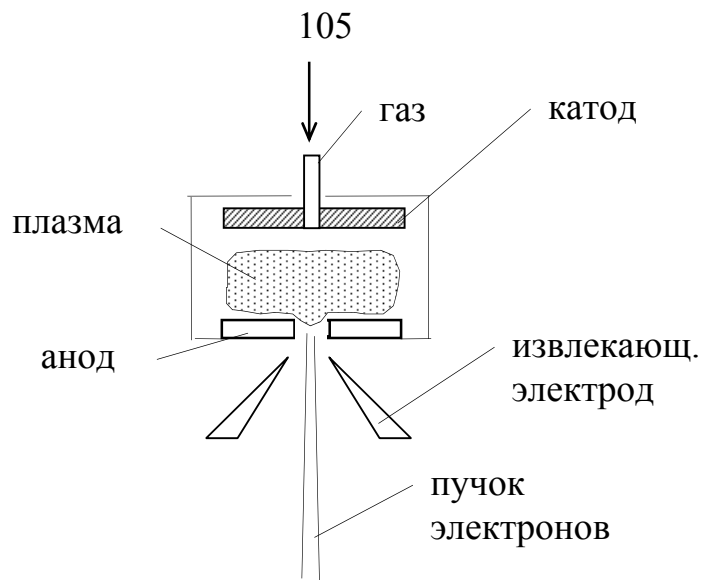


Рисунок 7.2 Схематичное устройство плазменного источника электронов

Для некоторых применений может оказаться необходимым вывод пучка электронов из вакуума в атмосферу. Для этого используют окно с фольгой из титана или алюминия. При толщине фольги 50 мкм такое окно пропускает 40 - 70 % электронов. Для придания механической прочности и противостояния атмосферному давлению окно может иметь «переплет».

Для получения ионного пучка, также осуществляется отбор ионов из области плазмы через отверстие в аноде. В зависимости от соотношения параметров плазмы и величины вытягивающего поля, возможны различные конфигурации плазменной границы.

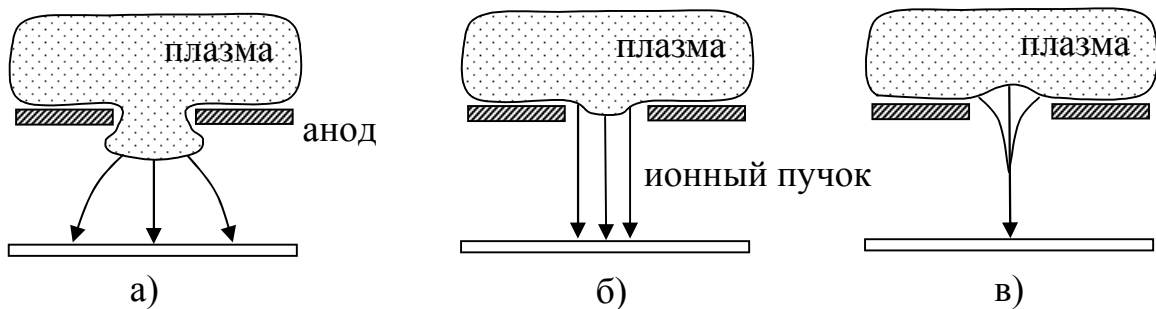


Рисунок 7.3 Различные конфигурации плазменной границы при отборе ионов из плазмы разряда: а) слабое поле, протяженность ионного слоя мала, расфокусировка пучка; б) – среднее поле, плоскопараллельный пучок; в) – сильное поле, фокусировка пучка.

При подаче на вытягивающий электроотрицательного смещения относительно анода, плазма будет реагировать на внешнее поле слоем пространственного заряда. Чем больше разность потенциалов, тем дальше будет отодвигаться плазма, тем более широким будет ионный слой. При этом плотность ионного тока определяется концентрацией и температурой электронов в плазме, а энергия ионов в пучке зависит от разности потенциалов между вытягивающим электродом и анодом.

7.2. Нестационарные источники электронов

Если в стационарных источниках отбор электронов производится с неподвижной плазменной границы, то в нестационарных отбор происходит во время движения плазмы в ускоряющем промежутке. Такого рода плазма может быть получена в искровом разряде, при взрыве электрического проводника током большой плотности, а также при взрыве катодных микроострий.

Рассмотрим последний способ получения нестационарной плазмы. Под воздействием автоэлектронной эмиссии, а затем и термоэмиссии катодное острие взрывообразно разрушается. При этом образуется плазма называемая катодным факелом. Степень ионизации плазмы в таком факеле почти 100%, скорость его движения - десятки километров в секунду, температура электронов и ионов достигает 10^5 К, а плотность тока - 10^8 А/см². Длительность токоотбора определяется временем прохождения факела от катода до анода и составляет обычно 10^{-7} с.

Таким образом, при взрывной эмиссии происходит фазовый переход металл - плазма. В качестве многоострийных катодов используются пучки тонких проволочек с заостренными концами, наборы лезвий, стоячие волны на поверхности жидкости и т.п.

8. ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА ВАКУУМНОЙ, ПЛАЗМЕННОЙ И ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

8.1. Электровакуумные приборы

8.1.1. Классификация и устройство

Электровакуумным прибором называется прибор, действие которого основано на использовании электрических явлений в вакууме или газе.

Электровакуумные приборы подразделяются на электронные и ионные. В электронном электровакуумном приборе прохождение электрического тока осуществляется только свободными электронами. Ионный электровакуумный прибор (или газоразрядный прибор) использует электрический разряд в газе.

К электровакуумным относятся большие группы приборов таких, как электронные лампы, электроннолучевые, электровакуумные фотоэлектронные, а также ионные приборы.

Обязательной составной частью любого электровакуумного прибора является баллон. Внутри баллона создается достаточно высокий вакуум $10^{-4} - 10^{-5}$ Па или баллон заполняется инертными газами, водородом, парами ртути при давлении $10^{-1} - 10^2$ Па. Наиболее распространены стеклянные и металлические баллоны цилиндрической формы. Размеры баллонов лежат в пределах от нескольких миллиметров до десятков сантиметров.

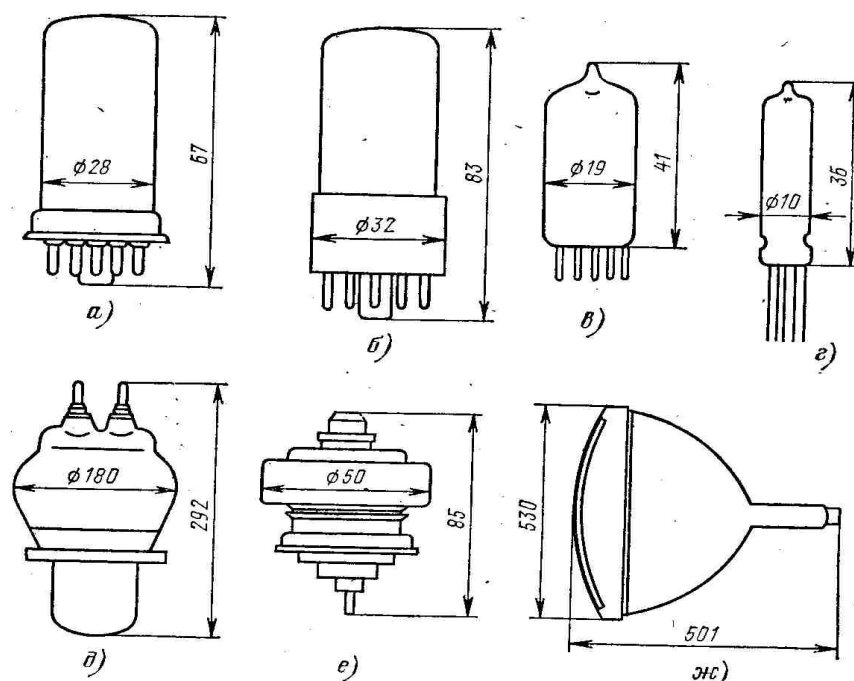


Рисунок 8.1 Баллоны электровакуумных приборов: а) - металлический; б), в), г) – стеклянные; д) – металлостеклянный; е) – металлокерамический; ж) – телевизионная трубка.

Электрические процессы внутри баллона осуществляются с помощью электродов: катодов, анодов, сеток и пр. Катодом называется электрод, предназначенный для эмиссии свободных электронов. В большинстве электровакуумных приборов используются термокатоды. Анодом называется электрод, выполняющий функцию коллектора электронов. Сетки – это электроды для формирования электрического поля, с помощью которого управляют потоком электронов.

Электроды присоединяются к внешним источникам напряжения посредством выводов – штырьков, которые ввариваются в стеклянный баллон.

8.1.1.1. Термоэлектронные катоды

Из чистых металлов сегодня используют почти исключительно вольфрам. Раньше применяли также платину и графит. Характеристики вольфрама приведены в таблице.

Таблица 8.1 Параметры термоэмиттеров из различных материалов.

Материал	работа выхода, эВ	рабочая температура, К	мощность накала, Вт/см ²	плотность тока насыщения, А/м ²
Вольфрам	4,54	2400	$56 \cdot 10^4$	1024
Торированный вольфрам	2,63	1800	$14 \cdot 10^4$	4280
Никель с оксидным покрытием	1,0	1150	$4 \cdot 10^4$	10000

Вольфрамовые катоды используют в рентгеновских трубках, в генераторных лампах большой мощности. При этом необходимо наличие хорошего вакуума (10^{-5} - 10^{-6} Па), так как водяной пар и кислород при высоких температурах разрушают катод. Срок службы такого катода может достигать нескольких тысяч часов.

Значительно лучшие эмиссионные характеристики обнаруживает торированный вольфрам. Вольфрам, содержащий примерно 0,5% Th, подвергается соответствующей технологической обработке (формовке), в результате которой на поверхности вольфрама образуется моноатомарный слой тория. Хотя он и испаряется во время работы катода, но восстанавливается за счет диффузии тория из вольфрама. Моноатомарный слой тория ведет себя как двойной электрический слой: благодаря этому, с одной стороны, он понижает потенциальный барьер и облегчает этим выход электронов; с другой стороны, он облегчает эмиссию за счет уменьшения ширины потенциального барьера и, таким образом, повышает вероятность туннельного эффекта.

Однако моноатомарный слой тория очень чувствителен к ионной бомбардировке, так что катод из торированного вольфрама может быть использован только в вакуумных лампах с невысоким анодным напряжением.

Оксидный катод является наиболее часто используемым эмиттером как в вакуумных, так и в газонаполненных лампах. На никелевый керн наносят кар-

бонат бария (BaCO_3), или карбонат стронция SrCO_3), или смесь обоих с добавкой 5-10% CaCO_3 . В процессе активировки, который осуществляют при постоянной откачке при более высокой температуре, чем рабочая, карбонат разлагается до окиси бария или стронция (BaO , SrO). Эти окислы образуют эмиттирующую поверхность.

Бомбардировка ионами высокой энергии дезактивирует оксидный катод, допустимо попадание на катод лишь ионов с энергией не выше 20-30 эВ. Однако срок службы таких катодов может составить многие тысячи часов. Другое их преимущество состоит в том, что с их помощью в короткий срок можно получить очень большие плотности тока (до 100 A/cm^2).

Так как активированный оксидный катод по существу представляет собой не металл, а полупроводник, выведенные формулы эмиссии годятся здесь только как очень грубые приближения.

Катод может нагреваться прямым пропусканием тока или косвенно. В первом случае ток накала проходит непосредственно через эмиттирующий материал, во втором случае ток, проходящий через нагреватель, нагревает электрически изолированный от него катод. Косвенный накал имеет много преимуществ: вследствие достаточно большой тепловой инерции этот тип катода может нагреваться переменным током, не влияя на эмиссию. Поверхность катода является в этом случае эквипотенциальной в отличие от случая прямого накала, при котором прохождение тока накала обуславливает возникновение градиента напряжения вдоль поверхности катода, вследствие чего различные точки катода могут иметь различный потенциал. Эмиттирующий слой наносят на никелевую трубку, представляющую собой независимую деталь катодного узла. Расположенный внутри нагреватель представляет собой нить накаливания из сплава вольфрама с молибденом, отделенную от катода изоляционным слоем из окиси бериллия или алюминия. Сопротивление этого изолятора при нормальных рабочих условиях должно составлять минимум 10 МОм. Однако следует учитывать, что между катодом и подогревателем не может быть приложено напряже-

ние, большее 100 В, так как в противном случае это может привести к разрушению изоляционного слоя.

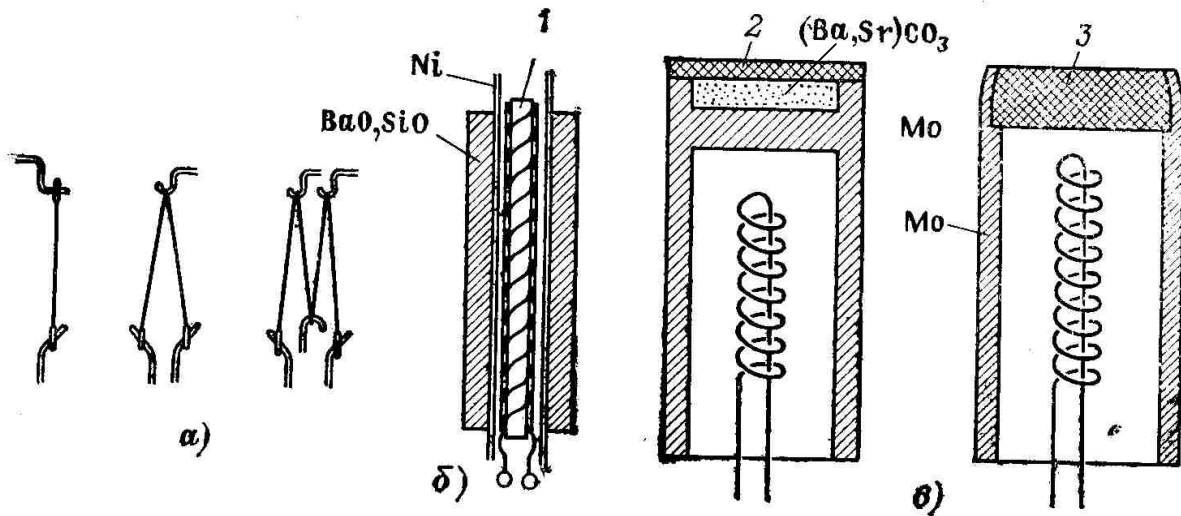


Рисунок 8.2 Конструкции катодов. а) катоды прямого нагрева; б) оксидный катод косвенного нагрева; в) два типа катодов с запасом активного вещества. 1- нагретая спираль с изоляцией из оксида алюминия, 2 – пористый вольфрам, 3 – пористый вольфрам, пропитанный $\text{Ba}_3\text{Al}_2\text{O}_3$.

Прямой накал, несмотря на его недостатки, целесообразно использовать в лампах с высоким анодным напряжением, в которых ионная бомбардировка вызывала бы разрушение оксидного слоя.

8.1.1.2. Аноды

Аноды в приемно-усилительных лампах изготавливают из никеля или железа, в мощных генераторных лампах – из тантала, молибдена или графита. Мощность ламп определяется, прежде всего мощностью, которую может выдержать анод, т.е. при которой его температура остается ниже предельно допустимой температуры. При очень высоких температурах анода в некоторых случаях может произойти нагрев стеклянного баллона лампы до температуры выше 500-600 К. Поскольку при обезгаживании лампы отжигают при этой температуре, то её превышение вызывает дальнейшее выделение свободных газов, и в этом случае лампа, разумеется, выходит из строя. Для обеспечения наилучшей теплоотдачи поверхность анода делают шероховатой и покрывают ее чер-

ной краской. Анод, накаливаемый до темно-красного каления, в большинстве случаев не выделяет еще опасного количества газа. Слишком высокое напряжение приводит не только к перегреву анода, оно может вызвать и пробой. Именно поэтому анодный ввод и диодах высокого напряжения располагают не рядом с катодным, а на другом конце лампы.

В процессе изготовления лампы прежде всего удаляют из стеклянной колбы газ, путем прогрева до 400-600 К при постоянной откачке, затем прокаливают металлические части с помощью высокочастотного нагрева. Затем осуществляют активировку катода. После отпайки лампы дополнительное обезгаживание осуществляется за счет распыления геттера; для этого с помощью высокочастотного нагрева в лампе распыляют какое-то активное вещество (например, Ва), которое химически связывает газы. Это вещество поглощает остаточные газы, сохранившиеся после откачки, и в результате обеспечивают окончательный вакуум порядка 10^{-5} Па.

8.1.2. Электровакуумные диоды и триоды

Диод – электронная лампа, содержащая только два электрода: катод и анод. Термоэлектронный катод служит для испускания электронов, анод собирает электроны. Анод выполняется или в виде цилиндра, или в виде короба. В диоде, как и во всех электронных приборах, принято считать потенциал катода равным нулю и от этого значения отсчитывать потенциалы всех других электродов.

При нагреве катода током накала I_H возникает термоэлектронная эмиссия. Если анодное напряжение U_A положительно, то электроны, вылетевшие из катода, движутся к аноду и появляется ток анода I_A . Величина анодного тока зависит как от тока эмиссии, так и от анодного напряжения.

Если анодное напряжение отрицательно, то электроны тормозятся электрическим полем и возвращаются на катод. Ток анода равен нулю.

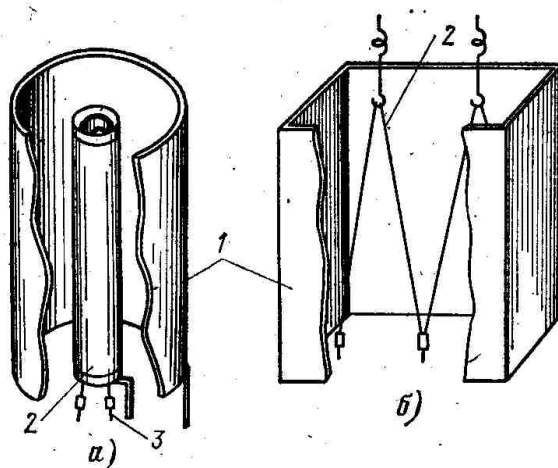


Рисунок 8.3 Устройство диода. а) с цилиндрические, б) плоские электроды.
1 – анод; 2 – катод; 3 – подогреватель.

Триод – электронная лампа, имеющая три электрода: катод, анод и сетку. Управление электронным потоком осуществляется, главным образом, с помощью сетки. Сетка выполняется обычно в виде спирали из тонкой проволоки и располагается между катодом и анодом лампы, ближе к поверхности катода. К сетке может быть подведено как положительное, так и отрицательное напряжение. При достаточно большом отрицательном напряжении на сетке, тормозящее поле создается не только вблизи витков сетки, но и между ними. Электроны не достигают анода и анодный ток равен нулю. При подаче положительного напряжения на сетку электроны, движущиеся вблизи витков, притягиваются к сетке и образуют сеточный ток I_C . Большая же часть электронов в зазоре между витками устремляется к аноду и создает анодный ток I_A . Так как площадь витков сетки намного меньше площади анода, то сеточный ток меньше анодного.

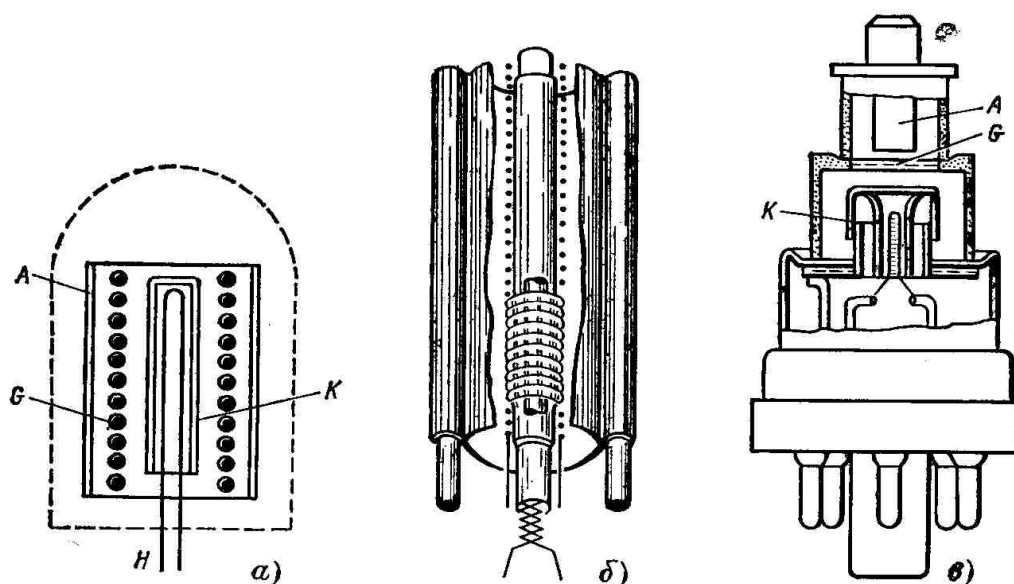


Рисунок 8.4 Конструктивные схемы триода: а), б) – цилиндрические конструкции; в) – плоский коротковолновый триод. А – анод; К – катод; G – сетка.

8.2. Газоразрядные источники света

8.2.1. Общие представления

Газоразрядным источником излучения называют прибор, в котором излучение возникает в результате электрического разряда в газообразной атмосфере. Очень часто указанные источники называются газоразрядными лампами.

Дуговые лампы с открытой дугой и угольными электродами (разряд происходит в атмосфере воздуха) использовались до недавнего времени как мощные источники света в прожекторах, кинопроекторных установках и используются до сих пор в научных исследованиях. Однако электроды такой дуги быстро сгорают, а продукты сгорания загрязняют воздух, что ограничивает применение данных дуг.

Современные газоразрядные лампы имеют целый ряд преимуществ перед лампами накаливания, в результате которых они постепенно вытесняют лампы накаливания из ряда установок промышленного, общественного, наружного и рекламного освещения, а также сигнализации.

Преимущества по сравнению с лампами накаливания:

Газоразрядные лампы имеют более высокий КПД. Если лампа накаливания имеет световую отдачу от 7 до 20 лм/Вт, то газоразрядные лампы имеют световые отдачи, достигающие 50 – 100 лм/Вт.

Газоразрядные лампы имеют срок службы до 20000 часов, тогда как осветительные лампы накаливания - 1000 часов.

От газоразрядных ламп можно получить поток в любой области оптического диапазона спектра и любой цветности, подбирая соответствующим образом инертные газы или пары металлов, в атмосфере которых происходит разряд. При этом КПД источника остается высоким. Это является их преимуществом в тех случаях, когда для установок специального назначения необходимо получить излучение определенного спектрального состава. От лампы накаливания можно получить поток заданного спектрального состава, только пропустив ее излучение через соответствующий светофильтр. Однако при этом очень существенно понизится и без того низкий КПД лампы накаливания.

Газоразрядные лампы могут иметь очень высокую яркость, что является их большим преимуществом при использовании в прожекторах и проекторах.

Излучение газоразрядной лампы практически безынерционно, поэтому только такая лампа может дать кратковременную вспышку большой мощности и любой длительности от наносекунд до секунд. Импульсные источники света - это преимущественно газоразрядные источники.

Однако газоразрядные лампы имеют и недостатки.

Многие типы газоразрядных ламп имеют линейчатый спектр. Например, у ртутных ламп почти отсутствует излучение в красной части спектра, что приводит к сильному ухудшению цветопередачи.

Безынерционность излучения газоразрядных ламп приводит к появлению пульсаций светового потока и связанного с ними стробоскопического эффекта при работе ламп на переменном токе. Пульсации светового потока ухудшают условия зрительной работы, а стробоскопический эффект является опасным при работе с вращающимися механизмами.

Большинство газоразрядных ламп обладает падающей вольтамперной характеристикой. Для стабилизации тока необходимо последовательно с ними включать балластное устройство (индуктивное, емкостное или активное сопротивление), что усложняет включение лампы в сеть, повышает капитальные и эксплуатационные расходы в осветительной установке.

Для включения газоразрядных ламп приходится применять достаточно сложные пусковые устройства, т. к. напряжение зажигания у них обычно значительно превышает рабочее напряжение, а часто и напряжение сети, в которой работает лампа.

Большинство газоразрядных ламп имеет период разгорания, который длится 10 - 15 мин. В течение этого периода изменяются электрические и светотехнические характеристики лампы. Кроме того, лампы, работающие с парами металлов, не могут быть быстро повторно включены. Для повторного включения такой лампы она должна остыть.

Несмотря на перечисленные недостатки, присущие газоразрядным лампам, они находят все более и более широкое применение, в основном, благодаря их высокой световой отдаче и длительному сроку службы. Следует отметить, что происходит непрерывное повышение световой отдачи этих ламп, в то время как значительного повышения световой отдачи у ламп накаливания ожидать уже не приходится.

Дуговые лампы высокого и сверхвысокого давления могут применяться в мощных источниках излучения, имеющих небольшие размеры, для уличного освещения, при создании мощных источников УФ потока для облучения людей и животных, для обеззараживания воды и продуктов, для фотокопировальных работ.

Дуговая лампа высокого давления (ВД) имеет давление в колбе от 0,3 до 10 - 15 атм, лампа сверхвысокого давления (СВД) - свыше 10 - 15 атм. Разряд у ламп обоих типов происходит в парах металлов или инертных газах.

Способы получения высокого давления в разрядном промежутке лампы. В колбу лампы вводится металл, давление паров которого определяется темпера-

турой наиболее холодной части внутренней поверхности колбы лампы. При отсутствии разряда в такой лампе температура ее колбы низкая и определяется температурой окружающей среды. По мере разгорания разряда растут температура стенок колбы и давление паров металла в ней. Повышение температуры колбы приводит к снижению ее механической прочности, и приходится от дешевого стекла переходить к дорогому кварцу.

Для обеспечения в разрядном промежутке лампы атмосферного давления паров различных металлов необходимо подогреть внутреннюю поверхность колбы лампы до температур t_{\min} , указанных в таблице.

Таблица 8.2 Температура колбы лампы, при которой давление паров металла составляет 1 атм.

Металл	Hg	Rb	Cs	K, Ca	Zn	Na
$t_{\min}, ^\circ\text{C}$	350	650	670	770	890	930

К металлу, в парах которого происходит разряд, предъявляется ряд требований:

- пары металла должны обладать большой упругостью: чем выше упругость паров металла, тем при меньшей температуре колбы можно получить заданное давление в колбе лампы;
- пары металла не должны вступать в химические реакции с материалами колбы и электродов;
- металл не должен обладать токсическим действием или обладать им, но в малой степени.

Перечисленным требованиям удовлетворяет только ртуть, так как другие металлы (особенно щелочные) при указанных температурах быстро вступают в химические реакции с кварцем и стеклом и разрушают их.

8.2.2. Ртутные лампы высокого давления

Давление паров *Hg* в холодной лампе очень низкое, что создает тяжелые условия для возникновения разряда в лампе с парами ртути. Только развитие

разряда в лампе нагревает ее стенки и повышает давление паров ртути до нужной величины. Для облегчения зажигания в лампах высокого и сверхвысокого давления приходится усложнять их устройство одним из следующих способов:

Вводится инертный газ, обычно аргон, под давлением в несколько мм рт. ст. Кроме облегчения зажигания аргон в период разгорания ослабляет ионную бомбардировку электродов, замедляет их разрушение и увеличивает срок службы лампы.

В лампах некоторых типов устраивают один или два дополнительных электрода, которые располагаются вблизи рабочих электродов. Разряд начинается между вспомогательным и основным электродами и быстро переходит на рабочие электроды.

Вдоль наружной поверхности цилиндрических ламп ВД и СВД иногда устанавливается узкая металлическая полоска, которая через конденсатор присоединяется к одному из электродов лампы. Наличие такой полоски облегчает условия возникновения разряда между рабочими электродами лампы.

В настоящее время имеется большое количество типов ртутных ламп высокого давления: среди них можно отметить лампы, в которых разрядный объем выполнен в виде трубки (в том числе с очень малым радиусом - капилляром) или имеет шарообразную форму.

Капиллярные ртутно-кварцевые лампы сверхвысокого давления с водяным охлаждением являются источниками с очень большой яркостью, достигающей величин $(1.5 \div 2.0) \cdot 10^9$ кд/м². Колбой лампы служит кварцевая трубка с диаметром 1÷4 мм и толщиной стенки 2÷3 мм. Электроды являются вольфрамовыми. Расстояние между электродами зависит от мощности лампы и бывает от нескольких миллиметров до нескольких десятков миллиметров. Изготавливаются лампы мощностью от 500 Вт до нескольких киловатт.

Ртутно-кварцевые лампы в шаровых колбах (ДРШ) имеют короткую дугу, которая стабилизируется электродами. Светящаяся часть разрядного промежутка имеет небольшие размеры и высокую яркость. Лампы этого типа применяются в различных оптических приборах в качестве точечных источников из-

лучения для получения узких пучков, обладающих большими световыми потоками. Лампы излучают в основном в ультрафиолетовой и видимой областях спектра. Лампы изготавливаются мощностью от 50 Вт до 10 кВт.

Наиболее массовыми дуговыми ртутными источниками света являются ртутные лампы типа ДРЛ, которые используются для освещения улиц городов и производственных помещений.

В чистом виде ртутные лампы ВД и СВД не пригодны для использования в осветительных установках. Они имеют световой поток, в котором почти отсутствуют потоки красной части спектра (от $\lambda=610$ нм до $\lambda=770$ нм). Это приводит к искажению цветопередачи объектов.

Имеется ряд способов исправления цветности светового потока ртутных ламп ВД и СВД. В настоящее время наиболее распространенным способом исправления цветности излучения ртутных ламп ВД является преобразование ультрафиолетового потока этих ламп в световой поток с помощью люминофоров. Соответствующие лампы называются дуговыми ртутными люминесцентными (ДРЛ).

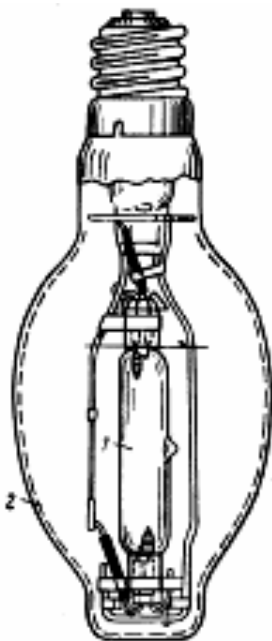


Рисунок 8.5 Ртутная лампа: 1 - разрядный объем; 2 – внешняя колба с люминофором.

Общий вид лампы типа ДРЛ показан на рисунке. В качестве источника лучистого потока у лампы ДРЛ служит ртутно-кварцевая лампа ВД с трубчатой колбой 1, которая обычно называется горелкой. Горелка заключена в стеклянную колбу 2, на внутреннюю поверхность которой нанесен слой люминофора. Размеры наружной колбы определяются оптимальной рабочей температурой используемого люминофора. Для улучшения условий работы люминофора наружная колба заполняется углекислым или инертным газом. Интервал мощностей выпускаемых ламп ДРЛ составляет 80÷1000 Вт, срок службы достигает 16000 часов, они в основном предназначены для работы в сетях переменного тока с напряжением 220 В.

деляются оптимальной рабочей температурой используемого люминофора. Для улучшения условий работы люминофора наружная колба заполняется углекислым или инертным газом. Интервал мощностей выпускаемых ламп ДРЛ составляет 80÷1000 Вт, срок службы достигает 16000 часов, они в основном предназначены для работы в сетях переменного тока с напряжением 220 В.

8.2.3. Высокоинтенсивные газовые дуговые лампы

Газовыми называются лампы, плазмообразующей средой которых являются инертные газы. Характерной особенностью разряда в инертных газах при больших плотностях тока и высоких давлениях, достигающих иногда нескольких десятков атмосфер, является непрерывный спектр их излучения, обеспечивающий хорошую цветопередачу освещаемых объектов.

Интересной и практически важной особенностью этих разрядов является возрастающая вольтамперная характеристика при высоких плотностях тока, благодаря чему они могут работать без балластного сопротивления в цепи питания.

В отличие от ламп с парами металлов в газовых лампах средняя плотность газа в лампе остается постоянной независимо от теплового режима колбы. Вследствие этого почти полностью отсутствуют период разгорания, а электрические и световые характеристики не зависят от температуры колбы.

К недостаткам этого вида разряда следует отнести худшую стабильность, значительно меньшую светоотдачу по сравнению с ртутным разрядом и весьма высокое напряжение зажигания.

В источниках света из инертных газов наиболее широко используется ксенон. Сплошной спектр ксеноновых ламп обеспечивает наилучшую из инертных газов цветопередачу. Ксеноновые лампы выпускаются в двух типах исполнения: трубчатой формы с естественным и водяным охлаждением и шарообразной формы с короткой дугой.

Шаровые ксеноновые лампы обладают высокой яркостью - $(1 \div 10)10^8$ кд/м² - и используются в проекционной аппаратуре, прожекторах и научных исследованиях.

8.2.4. Дуговые металлогалоидные лампы

Одним из возможных путей исправления цветности излучения ртутных ламп ВД является добавление в разряд элементов, излучение которых заполняет «пробелы» в излучении ртути и, в частности, в красной области спектра. Как

правило, элементы вводятся в разряд не в чистом виде, а в виде химических соединений.

Принцип работы подобных ламп таков: при достаточной температуре стенок колбы в объеме лампы создается определенное давление паров вводимых химических соединений, в которые входят нужные атомы. Молекулы вещества, попадая в зону разряда с высокой температурой, диссоциируют там на атомы. Атомы возбуждаются и излучают.

Для того, чтобы такая лампа могла действовать в течение длительного времени, необходимо, чтобы атомы, входящие в состав химического соединения, диффундируя за пределы разрядного канала и попадая в зону с более низкой температурой, вновь практически полностью воссоединялись в первоначальные соединения, т. е. должен существовать и поддерживаться в течение всего срока службы замкнутый цикл.

В лампах широко применяются галоидные соединения металлов, и особенно йодистые. Поэтому лампы этого класса часто называют металлогалоидными (МГЛ), или лампами ДРИ (дуговые ртутные с иодидами). В качестве источников общего освещения наиболее известными являются ДРИ с добавкой иодида скандия и с добавками иодидов таллия, натрия и индия, имеющих достаточно высокую световую отдачу при хорошей цветопередаче.

8.2.5. Дуговые лампы с поликоровой разрядной трубкой

Изобретение в начале 60-х годов прозрачной вакуумно-плотной керамики из поликристаллической окиси алюминия (поликор, лукалокс, люкор) с рабочими температурами до 1600°C и химически стойкой к парам щелочных металлов открыло широкие возможности для создания дуговых ламп с разрядом в парах щелочных металлов и элементов с низким давлением паров.

В настоящее время созданы различные лампы ВД с поликоровой горелкой.

Из них наибольшее распространение получили натриевые лампы (ДНАТ), на которых достигнута максимальная светоотдача для дуговых ламп ВД - 145 лм/Вт. Давление насыщающих паров натрия составляло при этом около 200 мм

рт. ст. Данные лампы в силу их высокого светового КПД и приемлемой цветности (золотисто-желтый оттенок) вытесняют другие источники света при освещении улиц городов.

8.3. Масс-спектрометры

Масс-спектрометрами называются приборы для разделения ионизированных молекул и атомов по их массам, основанные на воздействии магнитных и электрических полей на пучки ионов, летящих в вакууме. В масс-спектрометрах регистрация ионов осуществляется электрическими методами, в масс-спектрографах - по потемнению чувствительного слоя фотопластинки, помещаемой в прибор.

Масс-спектрометр обычно содержит устройство для подготовки исследуемого вещества; ионный источник, где это вещество частично ионизуется и происходит формирование ионного пучка; масс-анализатор, в котором происходит разделение ионов по массам, точнее, обычно по величине отношения массы m иона к его заряду e ; приёмник ионов, где ионный ток преобразуется в электрический сигнал, который затем усиливается и регистрируется.

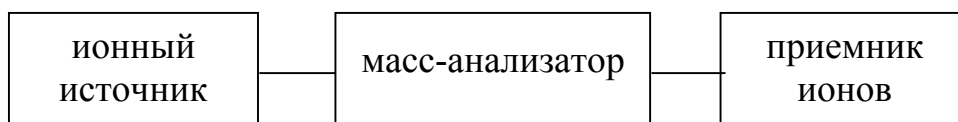


Рисунок 8.6 Структурная схема масс-спектрометра:

Масс-спектрометр содержит также системы электрического питания и устройства, создающие и поддерживающие высокий вакуум в ионном источнике и анализаторе.

При любом способе регистрации ионов масс-спектр в конечном счёте представляет собой зависимость величины ионного тока I от m .

Отношение массы иона к ширине δm пика (в единицах массы) $R = \frac{m}{\delta m}$ называется разрешающей силой или разрешающей способностью масс-спектрометра.

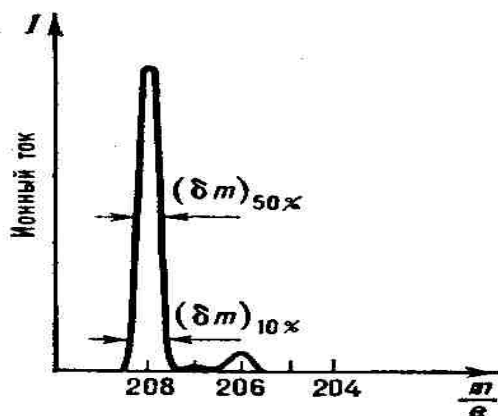


Рисунок 8.7 Масс-спектр ториевого свинца ($\delta m_{50\%}$ — ширина пика на полувысоте; $\delta m_{10\%}$ — ширина пика на уровне $1/10$ от максимальной интенсивности).

Поскольку ширина пика на разных уровнях относительной интенсивности ионного тока различна, величина R на разных уровнях также различна. Обычно выбирают δm на уровне 10% или 50% от высоты пика.

Масс-спектрометры с R до 10^2 имеет низкую разрешающую силу, с $R \sim 10^2 - 10^3$ - среднюю, с $R \sim 10^3 - 10^4$ - высокую, с $R > 10^4 - 10^5$ - очень высокую.

Чувствительностью масс-спектрометра называют отношение тока, создаваемого ионами данной массы заданного вещества, к парциальному давлению этого вещества в ионном источнике. Эта величина в приборах разных типов и с разными разрешающими способностями лежит в диапазоне от 10^{-8} до 10^{-5} А/Па.

Масс-анализаторы. В основе классификации масс-спектрометров лежит принцип устройства масс-анализатора. Различают статические и динамические масс-спектрометры. В статических масс-анализаторах для разделения ионов используются электрические и магнитные поля, постоянные или практически не изменяющиеся за время пролёта иона через прибор. Разделение ионов является в этом случае пространственным: ионы с разными значениями m/e движутся в анализаторе по разным траекториям. В масс-спектрографах пучки ионов с разными величинами m/e фокусируются в разных местах фотопластинки, образуя после проявления следы в виде полосок (выходное отверстие ионного источника обычно делается в форме прямоугольной щели). В статических масс-спектрометрах пучок ионов с заданным m/e фокусируется на щель приёмника ионов. Масс-спектр образуется (развёртывается) при изменении магнитного или электрического поля, в результате чего в приёмную щель последовательно

попадают пучки ионов с разными величинами m/e . При непрерывной записи ионного тока получается график с ионными пиками.

На рисунке приведена схема распространённого статического масс-анализатора с однородным магнитным полем. Ионы, образованные в ионном источнике, выходят из щели шириной S_1 в виде расходящегося пучка, который в магнитном поле разделяется на пучки ионов с разными m/e , причём пучок ионов с массой m_b фокусируется на щель S_2 приёмника ионов. Величина m_b/e определяется выражением:

$$\frac{m_b}{e} = 472 \cdot 10^{-5} \frac{H^2 r^2}{U},$$

где m_b - масса иона (в атомных единицах массы),

e - заряд иона (в ед. элементарного электрического заряда),

r - радиус центральной траектории ионов (в см),

H - напряжённость магнитного поля (в Э),

U - приложенная разность потенциалов (в В), с помощью которой ускорены ионы в ионном источнике (ускоряющий потенциал).

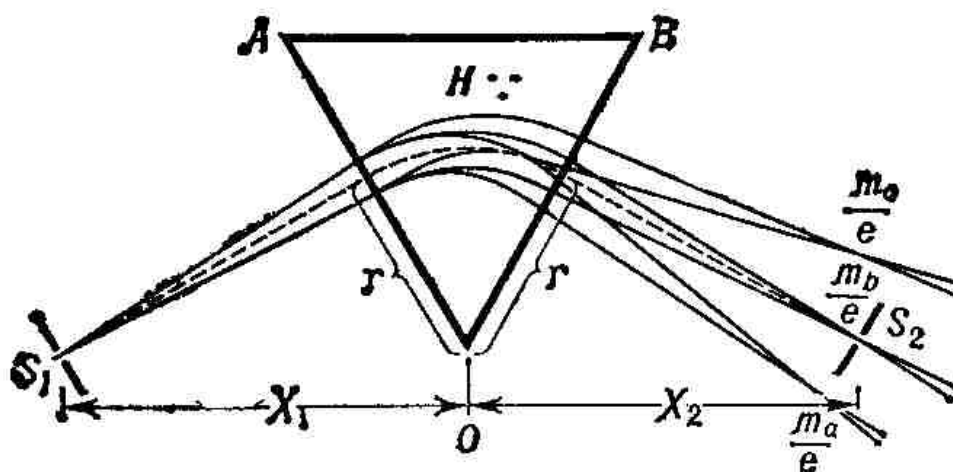


Рисунок 8.8 Схема статического магнитного анализатора с однородным магнитным полем; S_1 и S_2 — щели источника и приёмника ионов; OAB — область однородного магнитного поля H , перпендикулярного плоскости рисунка, тонкие сплошные линии - границы пучков ионов с разными m/e ; r - радиус центральной траектории ионов.

Развёртка масс-спектра производится изменением H или V . Первое предпочтительнее, т. к. в этом случае по ходу развёртки не изменяются условия «вытягивания» ионов из ионного источника.

Разрешающая способность масс-спектрометра снижается по нескольким причинам:

- разброс в кинетической энергии у ионов, вылетающих из ионного источника;
- рассеяние ионов в анализаторе из-за столкновения с молекулами остаточного газа;
- расталкивание ионов в пучке из-за одноимённости их зарядов.

Для уменьшения рассеяния ионов в анализаторе создают высокий вакуум ($\leq 10^{-6}$ Па в приборах со средней и высокой величиной R). Для ослабления влияния разброса по энергиям применяют масс-спектрометры с двойной фокусировкой, которые фокусируют на щель S_2 ионы с одинаковыми m/e , вылетающие не только по разным направлениям, но и с разными энергиями. Для этого ионный пучок пропускают не только через магнитное, но и через отклоняющее электрическое поле специальные формы.

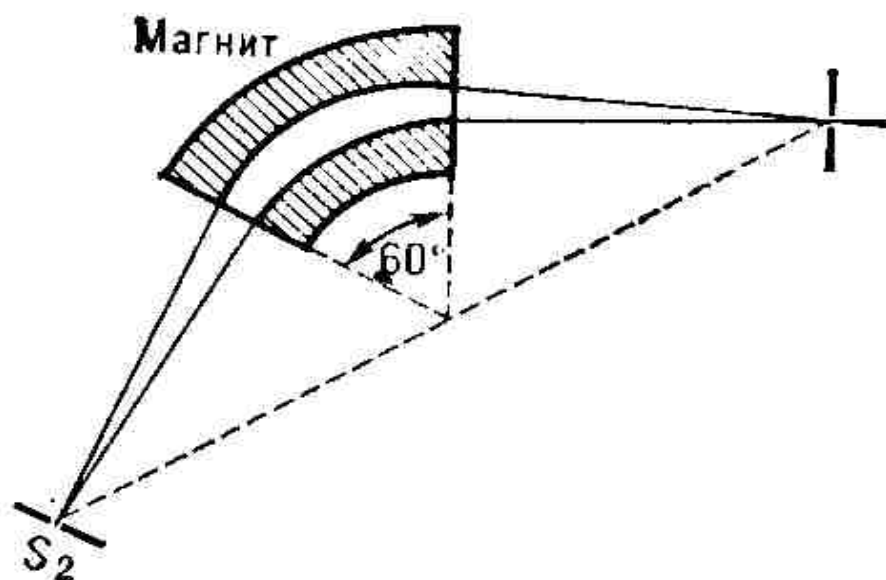


Рисунок 8.9 Пример масс-анализатора с двойной фокусировкой. Пучок ускоренных ионов, вышедших из щели S_1 источника ионов, последовательно проходит через электрическое поле цилиндрического конденсатора, который отклоняет ионы на 90° , затем через магнитное поле, отклоняющее ионы ещё на 60° , и фокусируется в щель S_2 приёмника коллектора ионов.

Для получения высокой и очень высокой разрешающей способности используют длинные ионные траектории (до нескольких м).

В динамических масс-анализаторах для разделения ионов с разными m/e используют, как правило, разные времена пролёта ионами определённого расстояния. Для динамических масс-анализаторов общим является воздействие на ионные пучки импульсных или радиочастотных электрических полей с периодом, меньшим или равным времени пролёта ионов через анализатор.

Основные типы динамических масс-анализаторов:

- время-пролётный,
- радиочастотный,
- квадрупольный,
- фарвитрон,
- омегатрон,
- магнито-резонансный,
- циклотронно-резонансный.

Первые четыре анализатора являются чисто электрическими, в последних трёх используется сочетание постоянного магнитного и радиочастотного электрических полей.

Во времяпролётном масс-спектрометре ионы образуются в ионном источнике очень коротким электрическим импульсом и «впрыскиваются» в виде «ионного пакета» через сетку 1 в анализатор 2, представляющий собой эквипотенциальное пространство. Дрейфуя вдоль анализатора по направлению к коллектору ионов 3, исходный пакет расслаивается на ряд пакетов, каждый из которых состоит из ионов с одинаковыми m/e . Расслоение обусловлено тем, что в исходном пакете энергия всех ионов одинакова, а их скорости и, следовательно, времена пролёта t анализатора обратно пропорциональны \sqrt{m} :

$$t = L\sqrt{\frac{m}{2eU}},$$

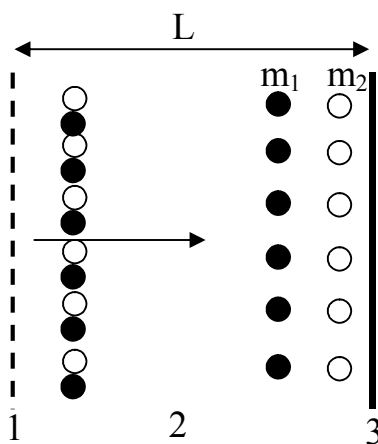


Рисунок 8.10 Схема времяпролётного масс-анализатора. Пакет ионов с массами m_1 и m_2 (чёрные и белые кружки), «вброшенный» в анализатор через сетку 1, движется в дрейфовом пространстве 2 так, что тяжёлые ионы (m_1) отстают от лёгких (m_2); 3 — коллектор ионов.

Здесь U - ускоряющий потенциал, L — длина анализатора. Последовательность ионных пакетов, приходящих на коллектор, образует масс-спектр, который регистрируется, например, на экране осциллографа.

В радиочастотном масс-спектрометре ионы приобретают в ионном источнике одинаковую энергию eU и проходят через систему последовательно расположенных сеточных каскадов. Каждый каскад представляет собой три плоскопараллельные сетки 1, 2, 3, расположенные на равном расстоянии друг от друга. К средней сетке относительно двух крайних приложено высокочастотное электрическое поле $U_{вч}$. При фиксированных частоте этого поля и энергии ионов eV только ионы с определённым m/e имеют такую скорость, что, двигаясь между сетками 1 и 2 в полупериоде, когда поле между ними является ускоряющим для ионов, они пересекают сетку 2 в момент смены знака поля и проходят между сетками 2 и 3 также в ускоряющем поле. Т. о., они получают макс. прирост энергии и попадают на коллектор. Ионы других масс, проходя эти каскады, либо тормозятся полем, т. е. теряют энергию, либо получают недостаточный прирост энергии и отбрасываются в конце пути от коллектора высоким тормозящим потенциалом U_3 . В результате на коллектор попадают только ионы с определённым m/e . Масса таких ионов определяется соотношением:

$$m = a \frac{U}{S^2 \omega^2}$$

где a - численный коэффициент, S - расстояние между сетками. Перестройка анализатора на регистрацию ионов других масс осуществляется изменением либо начальной энергии ионов, либо частоты высокочастотного поля.

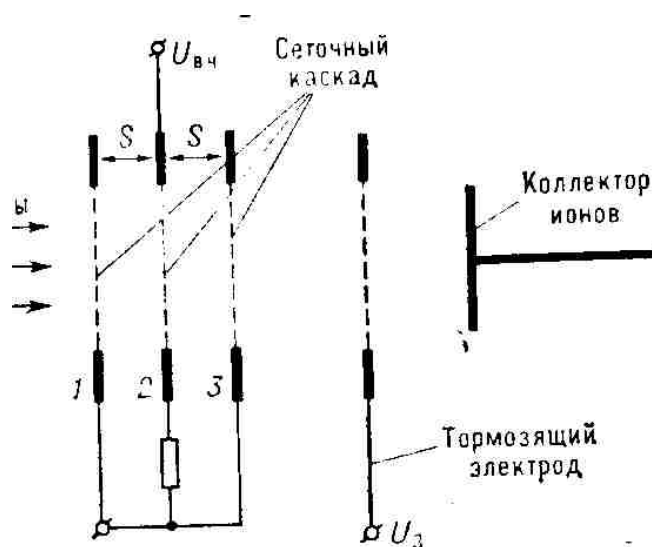


Рисунок 8.11 Схема радиочастотного масс-анализатора: 1, 2, 3 — сетки, образующие трёхсеточный каскад, на среднюю сетку 2 подано высокочастотное напряжение $U_{вч}$. Ионы с определённой скоростью и, следовательно, определённой массой, внутри каскада ускоряясь высокочастотным полем, получают больший прирост кинетической энергии, достаточный для преодоления тормозящего поля и попадания на коллектор.

В квадрупольном масс-спектрометре разделение ионов осуществляется в поперечном электрическом поле с гиперболическим распределением потенциала. Поле создаётся квадрупольным конденсатором (квадруполем), состоящим из четырёх стержней круглого или квадратного поперечного сечения, расположенных симметрично относительно центр, оси и параллельно ей. Противоположащие стержни соединены попарно, и между парами приложены постоянная и переменная высокочастотные разности потенциалов. Пучок ионов вводится в анализатор вдоль оси квадруполя через отверстие 1. При фиксированных значениях частоты ω и амплитуды переменного напряжения U_0 только у ионов с определённым значением m/e амплитуда колебаний в направлении, поперечном оси анализатора, не превышает расстояния между стержнями. Такие ионы за

счёт начальной скорости проходят через анализатор и, выходя из него через выходное отверстие 2, регистрируются, попадая на коллектор ионов. Сквозь квадруполь проходят ионы, масса которых удовлетворяет условию:

$$m = a \frac{U_0}{\omega^2},$$

где a - постоянная прибора. Амплитуда колебаний ионов дрейговых масс нарастает по мере их движения в анализаторе так, что эти ионы достигают стержней и нейтрализуются. Перестройка на регистрацию ионов других масс осуществляется изменением амплитуды U_0 или частоты ω переменной составляющей напряжения.

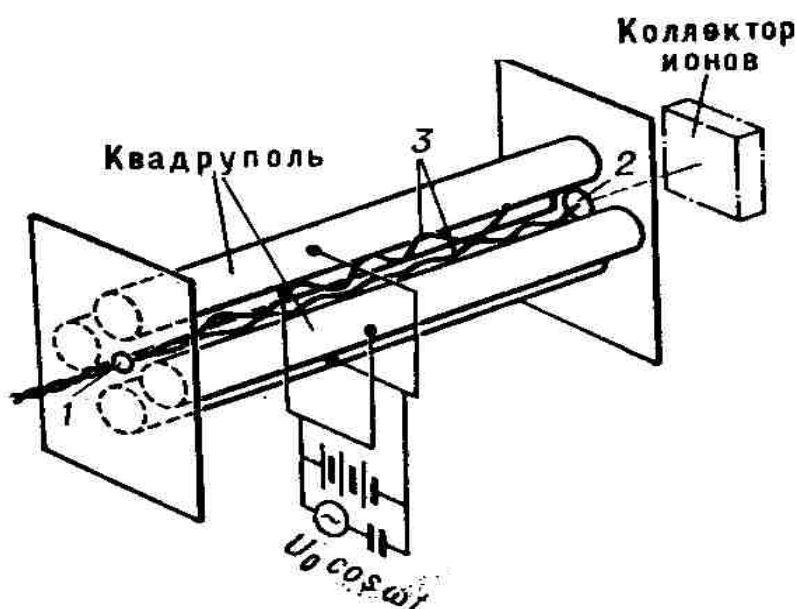


Рисунок 8.12 Квадрупольный масс-анализатор: 1 и 2 — входное и выходное отверстия анализатора; 3 — траектории ионов; 4 — генератор высокочастотного напряжения.

В фарвитроне ионы образуются непосредственно в самом анализаторе при ионизации молекул электронами, летящими с катода, и совершают колебания вдоль оси прибора между электродами 1 и 2. При совпадении частоты этих колебаний ω с частотой переменного напряжения $U_{вч}$, подаваемого на сетку, ионы приобретают дополнительную энергию, преодолевают потенциальный барьер и приходят на коллектор. Условие резонанса имеет вид:

$$\omega = a \sqrt{\frac{U_0}{m}}$$

где a — постоянная прибора.

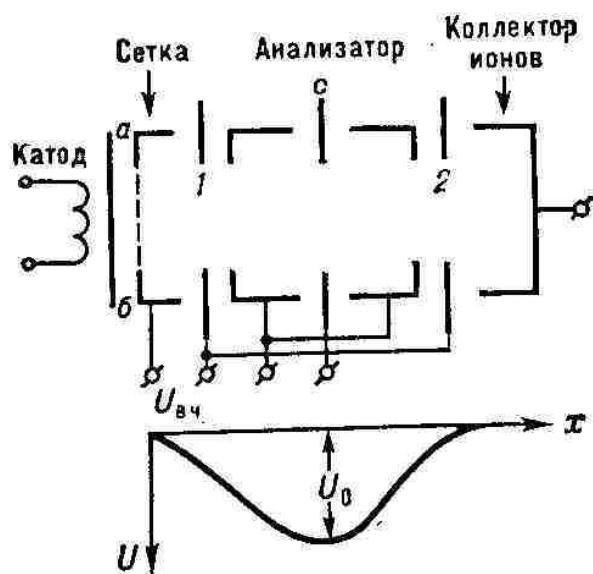


Рисунок 8.13 Фарвитрон: 1 и 2 — электроды, между которыми колеблются ионы.

В динамических масс-спектрометрах с поперечным магнитным полем разделение ионов по массам основано на совпадении циклотронной частоты вращения иона по круговым траекториям в поперечном магнитном поле с частотой переменного напряжения, приложенного к электродам анализатора. Так, в омегатроне под действием приложенных высокочастотного электрического поля E и постоянного магнитного поля H ионы движутся по дугам окружности. Ионы, циклотронная частота которых совпадает с частотой ω поля E , движутся по спирали и достигают коллектора. Масса этих ионов удовлетворяет соотношению:

$$m = a \frac{H}{\omega},$$

где a - постоянная прибора.

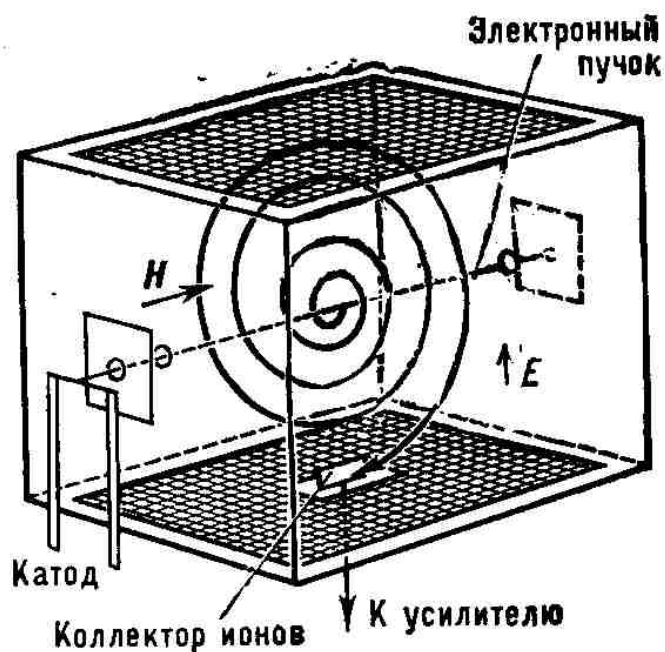


Рисунок 8.14 Анализатор омегатрона.

В магнито-резонансном масс-спектрометре используется постоянство времени пролёта ионами данной массы круговой траектории. Из ионного источника 1 близкие по массе ионы (область траекторий которых I заштрихована), двигаясь в однородном магнитном поле H , попадают в модулятор 3, где формируется тонкий пакет ионов, которые за счёт полученного в модуляторе ускорения начинают двигаться по орбите II. Дальнейшее разделение по массам осуществляется путём ускорения «резонансных» ионов, циклотронная частота которых кратна частоте поля модулятора. Такие ионы после нескольких оборотов вновь ускоряются модулятором и попадают на коллектор ионов 2.

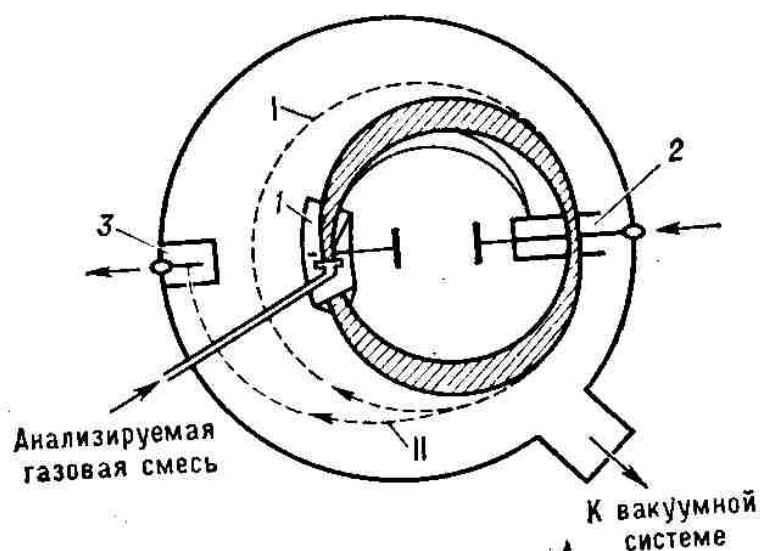


Рисунок 8.15 Схема магнито-резонансного масс-анализатора; магнитное поле H перпендикулярно плоскости рисунка.

В циклотронно-резонансном масс-спектрометре происходит резонансное поглощение ионами электромагнитной энергии при совпадении циклотронной частоты ионов с частотой переменного электрического поля в анализаторе; ионы движутся по циклоидам в однородном магнитном поле H с циклотронной частотой орбитального движения:

$$\omega_c = \frac{eH}{mc}$$

(c — скорость света).

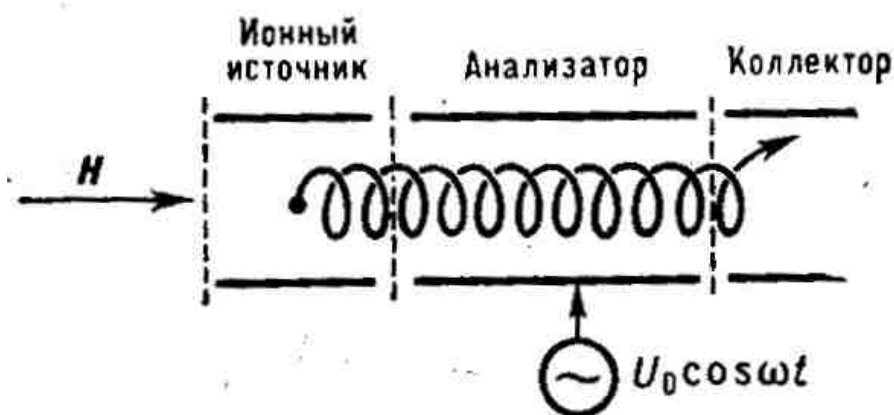


Рисунок 8.16 Циклотронно-резонансный масс-анализатор. Высокочастотное электрическое поле в области анализатора позволяет идентифицировать ионы с данной величиной m/e по резонансному поглощению энергии ионами при совпадении частоты поля и циклотронной частоты ионов.

Разрешающая способность для каждого типа динамических масс-анализаторов определяется сложной совокупностью факторов, часть из которых, например влияние объёмного заряда и рассеяния ионов в анализаторе, являются общими для всех типов масс-спектрометров, как динамических, так и статических.

Для масс-спектрометров с очень высокой разрешающей способностью, а также для лабораторных приборов широкого назначения, от которых требуются одновременно высокая разрешающая способность, высокая чувствительность, широкий диапазон измеряемых масс и воспроизводимость результатов измерений, наилучшие результаты достигаются с помощью статических масс-спектрометров. С другой стороны, в отдельных случаях наиболее удобны динамические масс-спектрометры. Например, времяпролётные удобны для регистрации процессов длительностью от 10^{-2} до 10^{-5} сек; радиочастотные, благодаря малым величинам веса, габаритов и потребляемой мощности перспективны в космических исследованиях.

Ионные источники. Наиболее часто способом ионизации атомов и молекул является ионизация электронным ударом.

Значения средних ионных токов, создаваемых ионным источником с ионизацией электронным ударом составляют 10^{-10} - 10^{-9} А. Это больше, чем при использовании других способов: фотоионизация, лазерная и т.п.

Регистрация ионных токов.

Для регистрации ионных токов, создаваемых в масс-спектрометрах, используют усилители и электронные умножители. Этим достигается чувствительность измерения токов в до 10^{-18} - 10^{-19} А.

Примерно те же значения чувствительности достигаются при использовании фотографической регистрации ионов за счёт длительной экспозиции. Однако из-за малой точности измерения ионных токов и громоздкости устройств введения фотопластинок в вакуумную камеру анализатора фоторегистрация масс-спектров сохранила определенное значение лишь при очень точных изме-

рениях масс, а также в тех случаях, когда необходимо одновременно регистрировать все линии масс-спектра из-за нестабильности источника ионов, например при элементном анализе в случае ионизации вакуумной искрой.

8.4. Газовые CO_2 лазеры непрерывного действия

В газовых лазерах энергия активации передается атомам при соударениях с электронами, имеющими большие скорости. Такие электроны появляются в газе вследствие поддержания в нем газового разряда.

Электроразрядные CO_2 –лазеры используются для резки материалов, сварки металлов, термического упрочнения поверхностей деталей и ряда других технологических операций. Их мощность в непрерывном режиме может достигать многих киловатт. Длина волны излучения $\lambda = 10,6$ мкм ($h\nu = 0,117$ эВ) принадлежит далекой инфракрасной области.

В лазере на CO_2 используется не электронный, а колебательный переход между двумя колебательными (точнее колебательно-вращательными) уровнями основного электронного состояния молекулы CO_2 .

Верхний лазерный уровень в электроразрядных CO_2 - лазерах заселяется путем возбуждения колебаний ударами электронов в плазме положительного столба тлеющего разряда. Мощность лазеров удается поднять благодаря смешению CO_2 с азотом. Энергия колебательного уровня молекул N_2 , которые хорошо возбуждаются электронами в тлеющем разряде и медленно релаксируют, очень близка к энергии верхнего лазерного уровня CO_2 . Это открывает возможность быстрой резонансной передачи колебательной энергии от молекул азота молекулам CO_2 с прямым заселением нужного уровня.

Достижение большой инверсной заселенности обуславливается не только интенсивным заселением верхнего уровня, но и достаточно быстрым расселением нижнего уровня, куда все время поступают молекулы, испустившие лазерный квант. С нижнего уровня молекулы должны быстро переходить в другие состояния, «освобождая» уровень для того, чтобы сохранялась значительная

разница заселенностей (инверсность), которой определяются коэффициент усиления и мощность излучения.

Чтобы поддерживалась высокая степень инверсности, температура должна быть достаточно низкой. Практически нежелателен нагрев газа более чем на 150 - 200 °С. При более высокой температуре инверсия и лазерная мощность резко снижается, а при $T > 320 - 370$ °С генерация вообще становится невозможной. Обеспечение достаточно быстрого теплоотвода является необходимым условием работы лазера.

Опыт показывает, что для CO_2 -лазеров очень полезно присутствие гелия. Легкий гелий, обладающий высокой теплопроводностью, ускоряет вывод тепла из разряда, улучшает свойства самого разряда.

Существует два типа лазеров, различающихся способом теплоотвода: с диффузионным и с конвективным охлаждением.

Установки, в которых тепло из разряда выводится механизмом теплопроводности, называют лазеры с диффузионным охлаждением. При мощности менее 1 кВт, всегда используется классическая схема тлеющего разряда в трубке.

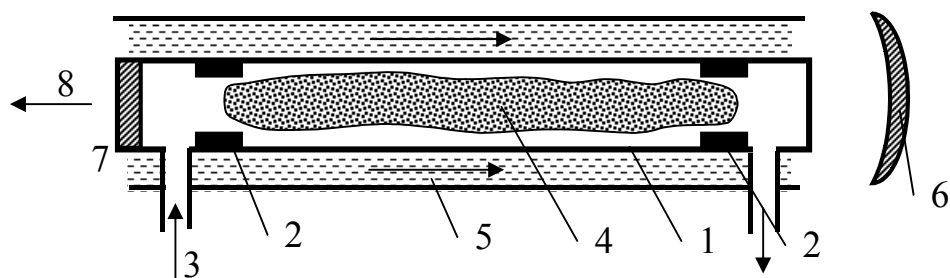


Рисунок 8.17 Схема CO_2 лазера с диффузионным охлаждением: 1 – разрядная трубка, 2 – кольцевые электроды, 3 – прокачка лазерной смеси, 4 – разрядная плазма, 5 - проточная вода, 6 – непрозрачное зеркало, 7 – полупрозрачное зеркало, 8 – излучение.

В длинной стеклянной трубке с радиусом $R \approx 1 - 3$ см помещены внутри кольцевые электроды, чтобы не загораживать дорогу излучению. Используется, например, смесь состава $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$ при $p \approx 2500$ Па. С целью непре-

рывного обновления смеси газ медленно прокачивают через трубку: в разряде происходит разложение молекул и образуются побочные продукты, оказывающие неблагоприятное действие. Тепловой поток из разряда идет к стенкам трубки, которые охлаждают проточной водой. Одно из зеркал металлическое, вынесено за пределы трубки; излучение к нему проходит через окно, прозрачное для лазерного излучения. В качестве материала окон используют *NaCl*, *KCl*, *ZnSe*, *AsGa*.

Другим зеркалом, полупрозрачным, через которое выводится излучение, служит окно на противоположном конце.

Для сокращения длины лазера при повышенных мощностях, когда длина труб достигает десятков метров, их складывают в несколько колен, ставя отражатели излучения в местах поворотов. Питание подают независимо в отдельные не слишком длинные (метровые) секции.

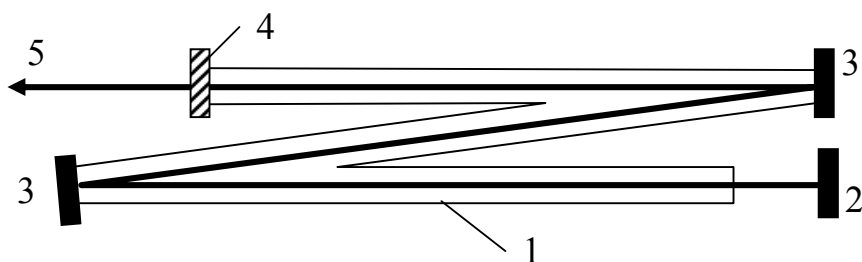


Рисунок 8.18 Схема многосекционного трубчатого лазера с последовательным соединением труб: 1 – разрядные трубы, 2 – непрозрачное зеркало, 3 – поворотные зеркала, 4 – полупрозрачное выходное зеркало, 5 – выходящий луч.

Параметры разряда и положительного столба типичны для тлеющего разряда: $n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $E/p \approx 0,03 \text{ В}/(\text{см}\cdot\text{Па})$, $j \approx 10 \text{ мА}/\text{см}^2$, $W \approx 0,5 \text{ Вт}/\text{см}^3$. Лазеры такого типа надежны в работе, неприхотливы, хорошо себя зарекомендовали, но получить от такой схемы большую мощность можно, только наращивая длину труб, что связано с недопустимостью нагрева выше определенного значения.

Таким образом нельзя произвольно повышать ток, например, увеличивая радиус R , или повышать напряжение, увеличивая давление p , - наступит пере-

грев, и генерация прекратится. В 1 метр трубы нельзя вкладывать больше примерно 1 кВт электрической мощности и получить с него более 70-100 Вт излучения.

Второй способ охлаждения лазеров (конвективный) заключается в быстрой прокачке газа через разряд. Это резко сокращает время вывода тепла из разрядного объема и позволяет поднять плотность энерговыделения, а следовательно, и плотность энергосъема излучением.

В газе плотности ρ , протекающем через разряд, в единицу времени в единице массы выделяется энергия $j \frac{E}{\rho}$.

Существование температурного предела накладывает ограничение на допустимую энергию, которую разрешается вложить в 1 кг газа:

$$q = \frac{P_E}{Q}.$$

Здесь P_E – мощность, вкладываемая в разряд,

$Q = \rho \cdot u \cdot S$ – массовый расход протекающего газа;

u, S – скорость потока и площадь поперечного сечения потока.

9. ПРИМЕНЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ДЛЯ ОСАЖДЕНИЯ ПЛЕНОК

9.1. Системы ионно-плазменного распыления на постоянном токе

В данном методе распыление материала мишени происходит за счет передачи импульса от иона, падающего на поверхность, к атомам мишени. Получив достаточно большой импульс, атом мишени разрывает связи с другими атомами и покидает поверхность с какой-то скоростью. Такое распыление является низкотемпературным процессом, т.е. вероятность отрыва атомов от мишени под воздействием бомбардирующих ее ионов слабо зависит от температуры мишени и определяется в основном энергией и массой ионов.

В зависимости от способа получения ионов, распылительные системы можно разделить на две группы:

- ионно-плазменные, когда мишень находится в газоразрядной плазме, создаваемой с помощью тлеющего, дугового или ВЧ-разрядов;
- с автономными ионными источниками, когда на мишень направлен ионный пучок.

В первом случае на мишень воздействуют не только ионы, но и электроны. Во втором - только ионы и, как правило, падающие под определенным углом к поверхности. В зависимости от процесса существенно меняется как энергия ионов, так и энергия распыленных атомов. Глубина проникновения ионов вглубь мишени зависит от энергии и массы падающих ионов, а также от материала мишени. Например, в диапазоне энергий 0,5 - 5 КэВ глубина проникновения ионов Ag составляет 3,5 нм/КэВ для кремниевой мишени и 1,5 нм/КэВ для алюминиевой.

Распыление атомов путем ионной бомбардировки поверхности - это процесс с низким к.п.д. Только около 5 % энергии ионов расходуется на распыление, примерно 70 - 90% идет на нагрев мишени, остальная затрачивается на внедрение ионов, радиационные повреждения, вторичную электронную эмиссию и т.п.

Пороговая энергия распыления, т.е. минимальное значение для энергии ионов составляет 10 - 30 эВ. При падении иона на поверхность мишени возможны следующие процессы:

- адсорбция ионов на поверхности;
- десорбция примесных атомов с поверхности;
- вторичная электронная эмиссия;
- химическое взаимодействие иона с материалом мишени;
- внедрение ионов на некоторую глубину;
- выбивание атомов мишени.

Распыление мишени под действием падающих ионов происходит в основном в виде нейтральных атомов. Небольшое количество распыленных частиц

могут составлять двухатомные молекулы. Доля молекул зависит от энергии связи между атомами и обычно не превышает нескольких процентов. Число атомов, выбиваемых одним ионом, называется коэффициентом распыления.

Средняя энергия атомов, покидающих мишень, составляет десятки эВ, причем эта энергия, как правило, выше для более тяжелых атомов. Для сравнения: энергия атомов при термическом испарении не превышает нескольких десятых долей эВ.

В таблице приведены экспериментальные значения средней энергии атомов металлов при распылении в аргоне при давлении 0,16 Па и напряжении разряда 500 - 800 В.

Таблица 9.1- Средняя энергия распыленных частиц

Металл	Атомн. масса	Ср. энергия, эВ
Al	27.0	11
Ni	58.7	15
Cu	63.5	12
Mo	95.0	42
W	183.8	98

Установлено, что при нормальном падении ионов на мишень (перпендикулярно поверхности) угловое распределение распыленных атомов примерно описывается законом косинуса, если энергия ионов составляет 1 - 10 КэВ.

$$N(\alpha) = N(0) \cdot \cos \alpha$$

В этом выражении $N(\alpha)$ - число атомов, покидающих мишень под углом α к нормали, $N(0)$ - число атомов, вылетающих перпендикулярно мишени.

Если энергия ионов меньше 1 КэВ, увеличивается доля частиц, распыленных под углом к нормали (так называемое подкосинусное распределение).



Рисунок 9.1-Распределение частиц по углам вылета

Ионно-плазменный метод нанесения тонких пленок может быть реализован в следующих системах распыления:

- диодная (устарела и в настоящее время практически не используется);
- триодная (из-за наличия термокатода, эмиттирующего электроны не может использоваться в кислородсодержащей атмосфере);
- пеннинговской (сложности с получением равномерной по толщине пленки);
- магнетронной (широко применяется).

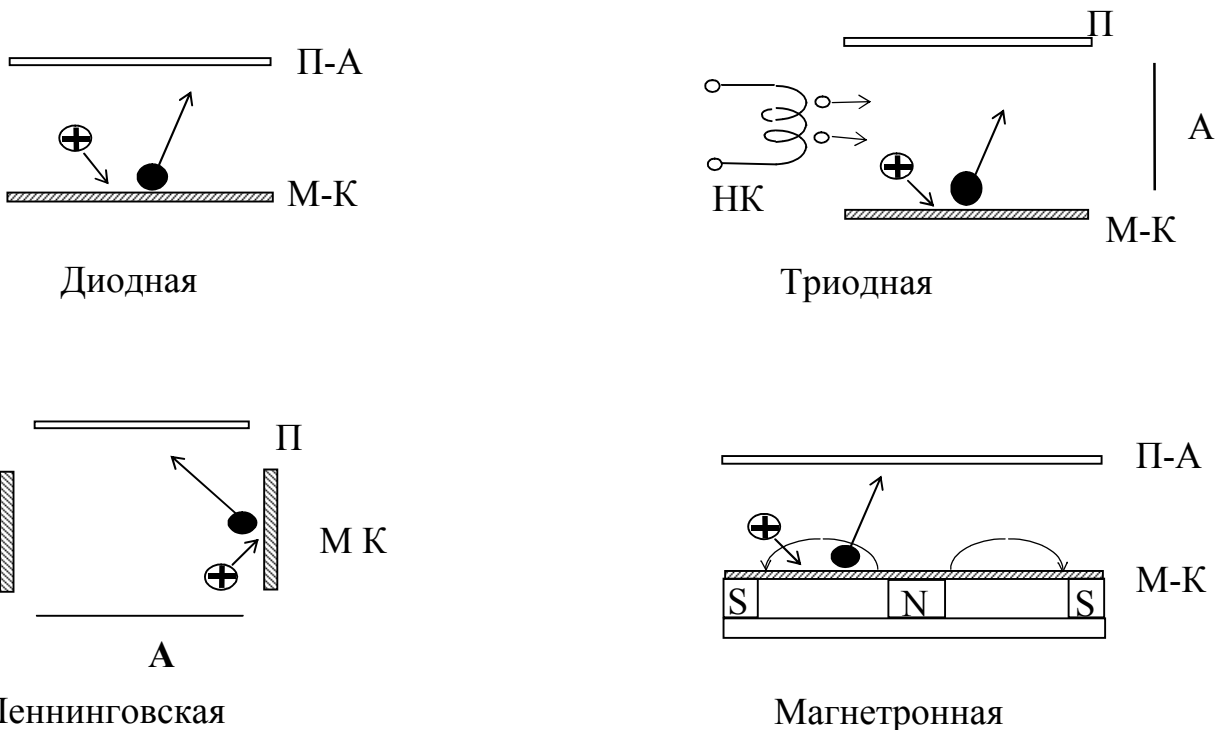


Рисунок 9.2 Различные системы ионно-плазменного распыления. П –подложка, А – анод, М-К –мишень – катод, П-А - анод – подложка

Достоинства систем ионно-плазменного распыления по сравнению с системами термического осаждения пленок:

- возможность нанесения пленок тугоплавких материалов;
- большой запас распыляемого материала;
- возможность автоматизации процесса напыления;
- высокая адгезия (сцепление) пленок к подложке.

Недостатки:

- более высокая степень загрязнения из-за присутствия молекул рабочего газа в зоне роста пленки;
- относительно малая скорость осаждения пленки;
- радиационные и другие дефекты из-за воздействия плазмы газового разряда на растущую пленку.

Таблица 9.2 - Параметры различных распылительных систем

Наименование	Давление раб. газа, Па	Напряжение разряда, кВ	Максим. ток разряда, А
диодная	1 - 15	3 - 5	0,5 - 0,8
триодная	0,1 - 0,7	1 - 2	3 - 5
пеннинговая	0,3 - 1,5	1 - 2	3 - 5
магнетронная	0,3 - 1,5	0,3 - 0,8	15 - 20

9.2. Магнетронные распылительные системы

Электроны, эмиттируемые с мишени за счет ионной бомбардировки, захватываются магнитным полем и совершают сложное циклоидальное движение по замкнутым траекториям вблизи мишени. Электроны двигаются в ловушке, магнитное поле возвращает их на катод, а поверхность катода-мишени отталкивает их. Кроме того, происходит дрейф электронов (а также ионов) в направлении перпендикулярном силовым линиям электрического и магнитного полей, т.е. над поверхностью подложки вдоль зоны распыления. По этой причине конструкция магнетрона должна быть такой, чтобы зона распыления обязательно

имела замкнутую форму. В противном случае будет происходить отток заряженных частиц из зоны разряда и снижение плотности плазмы. Точное аналитическое описание явлений, происходящих в разряде магнетронной системы практически невозможно, т.к. используются неоднородные скрещенные электрические и магнитные поля. Вдобавок многое зависит от давления.

Таким образом, плотность плазмы в магнетронной системе распыления, а также плотность разрядного тока увеличивается по сравнению с диодной за счет локализации плазмы у поверхности в сильном магнитном поле.

Плотность плазмы по сравнению с диодной увеличивается за счет локализации плазмы у поверхности в сильном магнитном поле. Силовые линии магнитного поля замыкаются между полюсами. Поверхность мишени между местами входа и выхода силовых линий распыляется и имеет вид замкнутой дорожки.

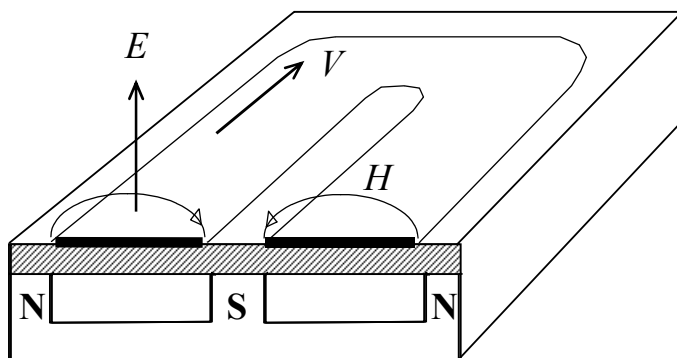


Рисунок 9.3 - Магнетронная система распыления

Ток разряда зависит от напряжения, давления и природы рабочего газа, индукции магнитного поля, а также от природы распыляемого материала.

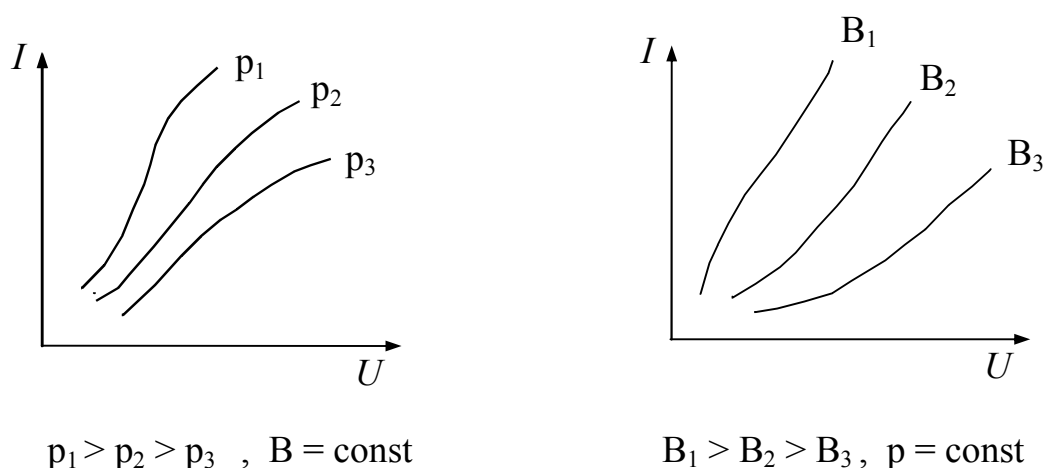


Рисунок 9.4 - Влияние давления газа p и индукции магнитного поля B на вольтамперные характеристики

При увеличении давления рабочего газа вольтамперная характеристика (ВАХ) разряда сдвигается в область больших напряжений. Аналогичным образом влияет индукция магнитного поля. Объясняется это тем, что при увеличении давления вероятность столкновения электрона с газовой молекулой увеличивается, а следовательно возрастает число ионизированных молекул. Поскольку магнитная индукция увеличивает траекторию движения электронов, то при этом также возрастает число их столкновений с молекулами рабочего газа и можно считать, что наложение магнитного поля эквивалентно увеличению давления.

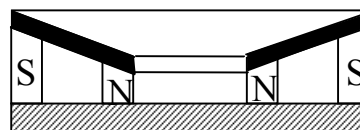
Однако, при превышении некоторого давления газа и магнитной индукции число актов ионизации будет снижаться по причине того, что электрон не успевает набрать достаточную для ионизации молекулы энергию из-за частых столкновений. По этой причине, например, существование тлеющего разряда при атмосферном давлении невозможно.

Диапазон оптимальных давлений и магнитных полей для тлеющего разряда в магнетронных устройствах составляет 0,01 - 10 Па и 0,03 - 0,1 Т.

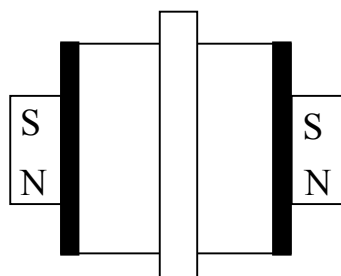
9.3. Различные типы магнетронов



Планарная



Конусная



Цилиндрическая



Двухмагнетронная

Рисунок 9.4 - Конструкции магнетронных систем распыления

Сочетание магнитного поля (по типу магнетронных систем) с ВЧ разрядом позволяет еще больше (примерно на порядок) снизить рабочее давление газа и повысить скорость распыления. В таких устройствах успешно распыляются металлические, полупроводниковые и диэлектрические мишени и получают высококачественные пленки.

К недостатком описанных устройств следует отнести сложность оборудования и трудности при согласовании нагрузки с источником ВЧ напряжения.

Толщина поверхностного слоя мишени, удаляемого в единицу времени, называется скоростью распыления. Эта величина прямо пропорционально зависит от числа падающих ионов, т.е. от тока разряда и от коэффициента распыления.

Скоростью осаждения называется толщина слоя, напыляемого в единицу времени на подложке. При возрастании давления в зоне распыления скорость осаждения уменьшается, начиная с давления 1 Па. Причина - увеличение вероятности возвращения распыленных атомов на мишень вследствие обратной диффузии и обратного рассеяния. Покинувший поверхность мишени атом со средней энергией несколько десятков эВ, сталкивается на пути к подложке с низкоэнергетичными молекулами газа и отдает им часть своей энергии. Доста-

точно десяти столкновений для того, чтобы энергия сравнялась с энергией молекул газа в случае, если массы сталкивающихся частиц близки по величине. Если же масса распыленных атомов значительно превышает массу газовых атомов или молекул, то они двигаются с незначительными искажениями траектории и скорость осаждения такого материала на подложку слабее зависит от давления газа.

9.4. Расчет распределения толщины пленки

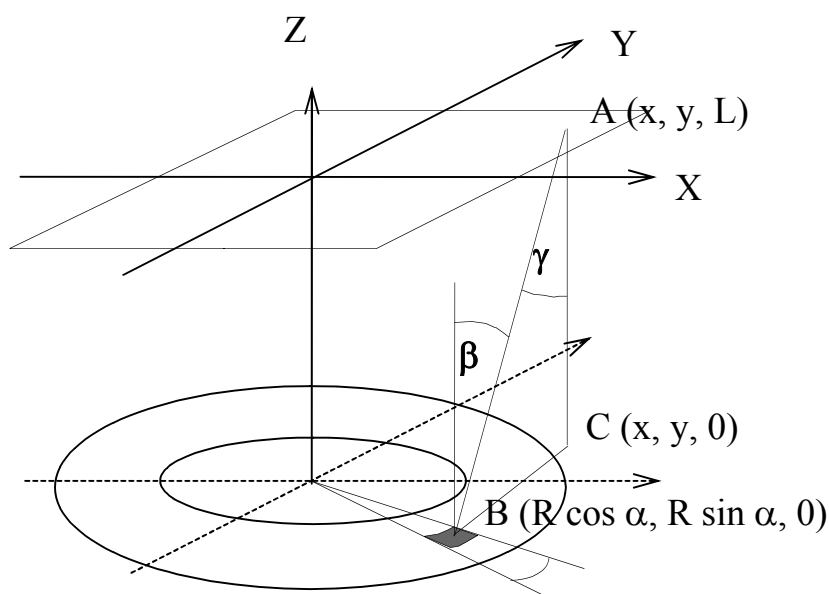


Рисунок 9.5 К расчету распределения толщины пленки

Выведем формулу для расчета при следующих предположениях:

- Распыленные частицы подчиняются косинусному закону.
- Происходит равномерное распыление зоны эрозии на мишени.
- Отсутствует рассеяние распыленных частиц на молекулах газа.

Количество частиц dM , поступающих в фиксированную точку A на подложке с некоторой элементарной площадки dS вокруг точки B на мишени (рисунок 9.5) можно описать следующим выражением:

$$dM = C \frac{\cos \beta \cdot \cos \gamma}{d^2} dS$$

где C - некоторая константа;

β - угол вылета частиц с мишени в направлении точки A ;

γ - угол, под которым распыленные частицы поступают на подложку в точке B ;

d - расстояние между точками A и B

Пусть точка A лежит на подложке параллельной мишени плоского распылительного устройства с кольцевой зоной распыления. В этом случае угол β равен углу γ . Будем задавать координаты точки A в декартовой системе, а точки B в цилиндрической.

Общее количество частиц, поступающее в точку A из всей зоны распыления равно

$$M(x, y) = C \int_s \frac{\cos^2 \beta}{d^2} dS.$$

Используя несложные геометрические построения, можно записать

$$\cos^2 \beta = \frac{L^2}{d^2},$$

$$d^2 = (x - R \cos \alpha)^2 + (y - R \sin \alpha)^2 + L^2,$$

где L - расстояние между плоскостью мишени и подложки,

x, y - координаты точки A ,

R, α - цилиндрические координаты точки B .

$$dS = R \cdot dR \cdot d\alpha$$

Учитывая, что толщина пленки H в любой точке на подложке пропорциональна количеству поступающих в эту точку частиц, запишем окончательное выражение с точностью до константы C_1 :

$$H(x, y, L) = C_1 \int_{R_1}^{R_2} \int_0^{2\pi} \frac{L^2 R}{[(x - R \cos \alpha)^2 + (y - R \sin \alpha)^2 + L^2]^2} d\alpha \cdot dR$$

9.5. Нагрев мишени во время распыления

Как уже отмечалось, подавляющая доля мощности газового разряда затрачивается на нагрев (до 90%). В основном нагревается катод, так как именно он бомбардируется более тяжелыми частицами. Поскольку при работе электроды находятся в сильно разреженной газовой атмосфере, теплоотвод за счет конвекции практически отсутствует. Длительная работа в таких условиях может привести к чрезмерному разогреву и даже разрушению деталей мишени-катода. Кроме того, высокая температура безусловно ослабит действие постоянных магнитов, смонтированных под поверхностью мишени. Для предотвращения этого используется охлаждение устройства проточной водой.

Произведем оценочный расчет необходимого расхода воды для охлаждения мишени распылительного устройства средней мощности.

Q - количество теплоты, необходимое для нагревания m кг воды на ΔT градусов равно

$$Q = C \cdot m \cdot \Delta T$$

где C - удельная теплоемкость воды.

Будем полагать, что

- охлаждение мишени происходит только за счет проточной воды,
- на разогрев мишени затрачивается 80% мощности разряда,
- разность температур ΔT для воды на входе и выходе равна 10 градусов.

Следовательно

$$\frac{Q}{t} = 0,8 \cdot P_p$$

где P_p - мощность газового разряда.

Тогда для количества требующейся в единицу времени воды получим:

$$\frac{m}{t} = \frac{0,8 \cdot P_p}{C \cdot \Delta T}$$

Для мощности разряда 400 Вт и $\Delta T = 10$ К, расход воды составляет 0,5 литров в минуту.

Для эффективной теплоотдачи требуется обеспечить тесный контакт мишени с держателем мишени за счет припоя, приклеивания, использования гибких мембран из термостойких полимерных материалов.

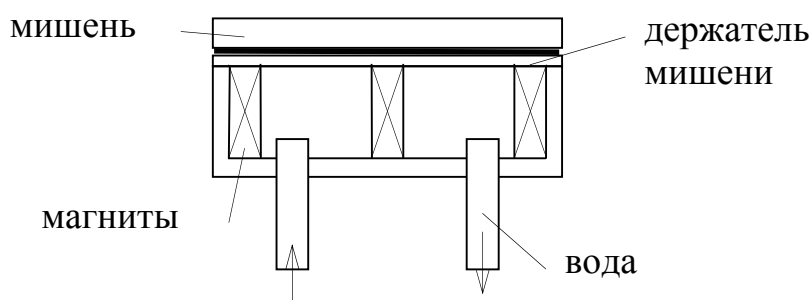


Рисунок 9.6 - Схема охлаждения распылительного устройства проточной водой

9.6. Нагрев подложки во время осаждения пленки

Температура подложки, на которую производится осаждение пленки, повышается и может достичь значительной величины за счет следующих факторов:

- электронно-ионная бомбардировка подложки заряженными частицами, поступающими из плазмы разряда;
- тепловое излучение мишени;
- кинетическая энергия осаждаемых на подложку атомов материала мишени;
- энергия, выделяющаяся при конденсации атомов, т.е. при переходе в связанное состояние.

Неконтролируемый нагрев подложки обычно нежелателен, т.к. при этом меняются условия роста пленки. Для его предотвращения необходимы следующие меры:

- удаление подложки из зоны разряда;
- снижение скорости осаждения и мощности разряда;

- эффективное охлаждение мишени.

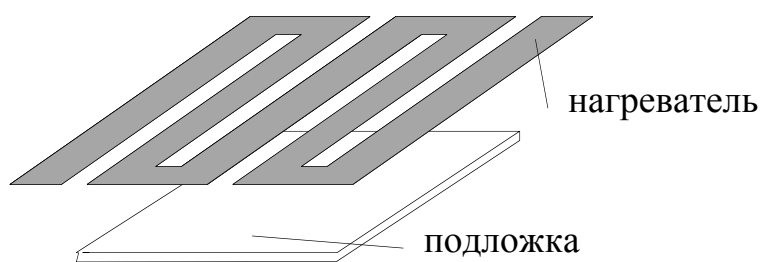


Рисунок 9.7 Устройство для нагрева подложек

В то же время, часто используют принудительный нагрев подложки перед напылением для обезгаживания ее поверхности и во время напыления для улучшения свойств осаждаемой пленки. Сложность заключается в том, что из-за низкого давления газа в напылительной камере, передача тепла от нагретого держателя подложки крайне неэффективна. Поэтому распространенным способом является нагрев поверхности подложки за счет теплового излучения специальных нагревателей. Контроль температуры поверхности подложки - не простая задача, т.к. нагрев излучением сильно зависит от расстояния до нагревателя и от отражающих свойств подложки. Для измерения температуры объектов в вакууме возможно использование термопары, но при этом необходимо обеспечить тесный контакт объекта и термопары, например, с помощью припоя, что не всегда возможно. Предпочтительнее использовать для контроля температуры термосопротивление в тонкопленочном исполнении.

В качестве нагревательных элементов могут использоваться лампы различных типов в закрытых стеклянных колбах или фольговые, а также проволочные конструкции из тугоплавких металлов (W, Mo, Ta).

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда.-М.: Наука, 1992. – 536 с.
2. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы.1977.

3. Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. 1950.
4. Шимони К. Физическая электроника. – М.: Энергия, 1977. – 608 с.
5. Ховатсон А.М. Введение в теорию газового разряда. 1980.
6. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. 1980.
7. Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. 1968.
8. Крейндель Ю.Е. Плазменные источники электронов. 1977.
9. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. Движение заряженных частиц в электрическом и магнитных полях. 1972.
10. Данилин Б.С. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. 1989.
11. Окс Е.М. Основы физики низкотемпературной плазмы. Методич. пособие. ТУСУР, 1997.
12. Соболев В.Д. Физические основы электронной техники. – М.: Высш. школа, 1979. – 448 с.
13. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. – М.: Высш. школа, 1982. – 608 с.
14. Жигарев А.А. Электронная оптика и электронно-лучевые приборы. = М.: Высш. школа, 1972. – 540 с.
15. Кельман В.М., Явор С.Я. Электронная оптика. – Л.: Наука, 1968. – 488 с.
16. Денискин Ю.Д., Жигарев А.А., Некрасова И.Ф. Сборник вопросов по курсу «Электронные приборы». – М.: Энергия, 1971. -296 с.
17. Сысун В.И. Зондовые методы диагностики плазмы. Учебное пособие. Петрозаводск: Изд-во ПетрГУ, 1997. – 60 с.
18. Бородин В.И. Физика и техника дугового разряда высокого давления. Учебное пособие. Петрозаводск: Изд-во ПетрГУ, 1999. – 104 с.