

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Тульский государственный университет»
Институт высокоточных систем им. В.П. Грязева
Кафедра «Стрелково-пушечное вооружение»

Утверждено на заседании кафедры
«Стрелково-пушечное вооружение»
« 18 » января 2022 г., протокол № 6

Заведующий кафедрой

 В.К. Зеленко

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
по проведению практических (семинарских) занятий
по дисциплине (модулю)
«Электрофизические установки»
основной профессиональной образовательной
программы
высшего образования – программы магистратуры
по направлению подготовки
15.04.05 Конструкторско-технологическое обеспечение
машиностроительных производств
с направленностью (профилем)
Проектирование и конструирование механических
частей физических установок

Форма обучения: очная

Идентификационный номер образовательной программы:
150405-06-22

Тула 2022 год

Разработчик(и) методических указаний

Патрикова Е.Н., доцент, канд. техн. наук, доцент

(ФИО, должность, ученая степень, ученое звание)



Работа 1

ЭЛЕКТРОННЫЙ ДИОД

Цель: закрепление теоретических основ физики электронного диода, включающих принципы получения, формирования и ускорения электронного потока в ускоряющем зазоре, а также влияния собственного и внешнего магнитных полей на прохождение электронного тока в диодном промежутке.

ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1. Основные понятия

Электронный диод – малогабаритный двухэлектродный ускоритель прямого действия, в котором осуществляется ускорение электронов, которые эмитируются с поверхности катода в результате термо-, автоэлектронной или взрывной эмиссии. Ускоряющее электростатическое поле создается в пространстве между двумя электродами (катодом – К и анодом – А). В качестве источника ускоряющего напряжения могут быть использованы высоковольтный выпрямитель, каскадные генераторы, импульсный трансформатор и т.д.

Энергия ускоренных электронов определяется разностью потенциалов U между анодным и катодным электродами:

$$W = mc^2 + eU, \quad (1)$$

где e – элементарный электрический заряд, m – масса покоя электрона, c – скорость света. Максимально достижимая энергия при этом определяется электрической прочностью диодной системы и, как правило, не превышает величину в несколько МэВ.

Такие устройства находят применение в системах инжекции электронных ускорителей на средние и высокие энергии, для генерации жесткого рентгеновского излучения, стерилизации биологических отходов, системах накачки мощных газовых лазеров, установках для флуоресцентного анализа состава вещества и т.д.

Диод считается квазиплоским, если выполняется условие:

$$S \gg d^2,$$

где S – площадь поверхности диодных электродов, d – расстояние между анодом и катодом (ширина ускоряющего зазора).

Для простоты будем рассматривать электронные диоды, работающие в квазистационарном режиме, когда характерное время изменения напряжения на ускоряющем зазоре существенно больше длительности импульса тока ускоряемых электронов. При этом длительность импульса тока должна, в свою очередь, быть существенно больше, чем пролетное время электрона в ускоряющем зазоре.

2. Эмиссионные источники электронов

В качестве эмиттера электронов наибольшее распространение получили термокатоды, использующие явление **термоэлектронной эмиссии**. Суть этого явления заключается в том, что при нагревании твердого тела электроны, кинетическая энергия которых превышает работу выхода, вылетают с его поверхности в свободное пространство. При этом эмиссионный ток является функцией температуры и определяется формулой Ричардсона–Дэшмена [1]:

$$j = 8 \cdot 10^{13} \exp\left(-\frac{\Phi}{\theta}\right), \quad (2)$$

где Φ – работа выхода; $\theta = \frac{kT}{e} = \frac{T}{11600}$ – температура катода по энергетической шкале (эВ); k – постоянная Больцмана, T – температура катода по шкале Кельвина.

В слаботочных диодах для научного, промышленного и других применений, как правило, используются катоды с прямым и косвенным накалом (электроннолучевые трубки, газоразрядные приборы, электронные лампы, инжекторы электронных ускорителей и т.д.).

В первом случае катод представляет собой архимедову или бифилярную спираль, через которую пропускается электрический ток с выделением большого количества тепла согласно закону Джоуля–Ленца. При этом поверхность спирали в результате нагрева начинает эмитировать электроны в соответствии с формулой (2). Во втором случае эмиттером электронов является некая конструкция из термоустойчивого материала с малой работой выхода, кото-

рая непосредственно прилегает к элементу накаливания (катод с косвенным накалом).

В настоящее время в ряде электрофизических установок используют катоды с нагревом его поверхности мощным излучением лазера. Такие катоды могут работать в импульсно- периодическом режиме.

Другой распространенный тип электронного эмиттера основан на явлении **автоэлектронной эмиссии**. В этом случае испускание электронов твердым телом происходит в результате понижения потенциального барьера под действием внешнего электрического поля.

Согласно теории Фаулера–Нортгейма [2] плотность тока автоэлектронной эмиссии определяется следующим выражением:

$$j_{\text{ав}}(\theta, E) = 1,55 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\Phi} \exp\left(-\frac{6,85 \cdot 10^9 \Phi^{3/2}}{E}\right) \times \\ \times \varepsilon\left(\frac{3,62 \cdot 10^{-5} E^{1/2}}{\Phi}\right) \cdot s(\theta), \quad (3)$$

где

$$\varepsilon(x) = 0,95 - 1,03x^2, \quad s(\theta) = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sin\left(\frac{\pi\theta}{2\theta^*}\right)} \frac{\theta}{\theta^*},$$

если $\theta < 1,2\theta^*$. В противном случае

$$s(\theta) = 1,16 \exp\left[0,31\left(\frac{\theta}{\theta^*}\right)^3\right],$$

$\theta^* = 4,89 \cdot 10^{-11} E \Phi^{-\frac{1}{2}}$ – температура инверсии; E – напряженность электрического поля на поверхности металла; Φ – работа выхода.

На поверхности катода, даже хорошо обработанной, всегда имеются выступы высотой $l \sim 1$ мкм со средним статистическим радиусом кривизны $a \sim 0,1$ мкм. Концентрация их в зависимости от степени полировки поверхности может составлять величину $n \sim (10^4 \div 10^8) \text{ м}^{-2}$ [3]. Коэффициент усиления электрического поля на таких образованиях за счет неоднородности поверхности металла может составлять величину $\delta \sim (10 \div 10^2)$ [2].

При этом

$$E = \delta \frac{U}{d}.$$

Если принять, что геометрической формой микронеоднородности является цилиндр высотой l со сферической вершиной радиусом a , то для параметра δ будет иметь место следующая оценка:

$$\delta \approx 1 + \frac{l}{a}.$$

Оценки по формуле (7.3) показали, что при напряжениях до 1 МВ плотности токов на этих микронеоднородностях могут достигать значений, превышающих 10^{12} А/м². При таких плотностях тока происходит разогрев, плавление, испарение и превращение в плазму тела микронеоднородности за очень малые времена, которые можно оценить временем нагрева до температуры плавления – $\theta_{\text{пл}}$, с помощью следующего уравнения, вытекающего из уравнения теплопроводности и закона Джоуля – Ленца:

$$\chi \rho \frac{\partial \theta}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{k}{e} \frac{j_{\text{аз}}(\theta, E)^2}{\sigma(\theta)}, \quad (4)$$

где ρ , χ и λ – соответственно удельные плотность, теплоемкость и теплопроводность материала катода, $j_{\text{аз}}$ – плотность тока автоэлектронной эмиссии, $\sigma(\theta)$ – его удельная проводимость, определяемая с помощью формулы [4]:

$$\sigma(\theta) = \sigma_0 \left(1 + \alpha \frac{e}{k} \theta\right)^{-1} \approx \sigma_0 \frac{k}{\alpha e \theta}, \quad (5)$$

σ_0 – проводимость материала катода при комнатной температуре; α – температурный коэффициент сопротивления.

Граничные условия для этой краевой задачи имеют вид:

$$\frac{\partial \theta(0, t)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \theta(l, t)}{\partial x} = -\frac{\lambda e}{k} q(t), \quad (6)$$

где $q(t)$ – плотность потока тепловой энергии, вытекающей из микроострия в объем сплошного катода, а начальное

$$\theta(t, 0) = 293 \frac{k}{e} = \theta_0. \quad (7)$$

Сформулированная краевая задача решается только с применением современных средств вычислительной математики и компью-

терной техники. Поэтому для аналитической оценки времени нагрева микроострия до температуры плавления усредним уравнение (7.4) по x на промежутке $[0, 1]$ с учетом формулы (5) и условий (7.6). В результате получим следующее уравнение для временной зависимости средней по микроострию температуры:

$$\frac{d\langle\theta\rangle}{dt} = -\frac{1}{\chi\rho l} q(t) + \alpha \frac{j_{a3}(\langle\theta\rangle, E)^2}{\sigma_0\chi\rho} \langle\theta\rangle. \quad (8)$$

Анализ этого уравнения показал, что второй член в его правой части более чем на порядок превышает по величине первый член. Поэтому при проведении оценок первым членом можно пренебречь. В этом случае получается приближенная аналитическая зависимость средней температуры от времени, если в функции $j_{a3}(\theta, E)$ текущее значение температуры заменить его средним значением $\bar{\theta}$ на участке от θ_0 до $\theta_{пл}$:

$$\langle\theta(t)\rangle = \theta_0 \exp\left(\frac{t}{\tau}\right), \quad (9)$$

где характерное время нарастания температуры

$$\tau = \alpha \frac{j_{a3}(\bar{\theta}, E)^2}{\sigma_0\chi\rho}.$$

С помощью этих выражений можно провести оценку сверхку времени начала разрушения микроострия:

$$\tau_{пл} = \alpha \frac{j_{a3}(\bar{\theta}, E)^2}{\sigma_0\chi\rho} \ln\left(\frac{\theta_{пл}}{\theta_0}\right). \quad (10)$$

Что касается процессов испарения и образования плазмы, то они происходят практически мгновенно по сравнению с нагревом микронеоднородности и носят взрывной характер. В момент взрыва электроны как более легкие частицы вылетают вперед. При этом их концентрация настолько велика, что поверхность фронта образованной ударной волны, расширяющейся в вакуум, может отдавать практически любую плотность электронного тока. В силу этих обстоятельств родился термин **взрывная эмиссия электронов**.

За времена $\tau_{ф} \sim \nu_{пл}^{-1} \nu^{-1/2} \sim 10^{-9}$ с первоначальное образование из совокупности отдельных локализованных плазменных факелов рас-

текается по поверхности металла, образуя сплошной плазменный катод. В этой формуле $v_{пл}$ обозначает скорость распространения ударной волны в вакуум. Оценка этого параметра будет сделана в разделе 4.

Следует заметить, что в крупногабаритных установках на токи до 10^3 кА используют многоострийные игольчатые катоды, с торца которых осуществляется взрывная эмиссия. Подробно такие устройства описаны в работе [5].

Существуют и другие способы формирования плазменных катодов. Один из них состоит в образовании лазерной плазмы на поверхности металла в результате фокусировки на нее короткого лазерного импульса [6]. В другом случае, например при наличии на катоде диэлектрических включений, плазма может образовываться за счет тангенциальных электрических полей, вызывающих пробой по поверхности диэлектрика [3].

Принципиальным отличием плазменных катодов от твердотельных является равенство нулю работы выхода электрона.

3. Ускорение электронов в диоде

Рассмотрим наиболее интересный случай релятивистского диода, в котором используется взрывоэмиссионный катод. При этом ограничимся случаем, когда диод работает в квазистационарном режиме. Схема такого диода представлена на рис. 1.

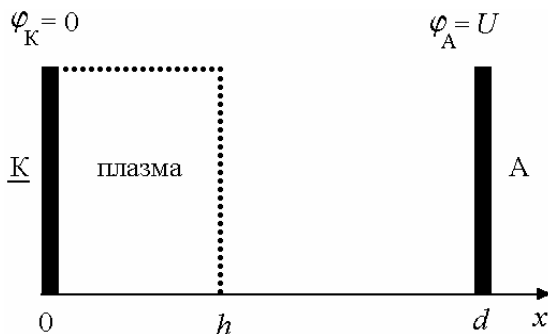


Рис. 1. Схема электронного диода с плазменным катодом

Потенциал электрического поля в рассматриваемом квазиплоском стационарном ионном диоде определяется уравнением Пуассона [3]:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (11)$$

где ρ – плотность электрического заряда в ускоряющем зазоре, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Граничные условия определяются заданием потенциалов на катоде и аноде:

$$\varphi(h) = 0, \varphi(d) = U. \quad (12)$$

Падением напряжения на участке, занимаемом плазмой, можно пренебречь.

Сильноточные электронные диоды работают в режиме насыщения по электронному току, когда поле пространственного заряда выброшенных вперед электронов полностью компенсирует ускоряющее поле при $x = h$. Таким образом, система граничных условий (7.12) дополняется еще одним:

$$\frac{d\varphi(h)}{dx} = 0. \quad (13)$$

Плотность заряда можно выразить через электронный ток I с помощью следующей формулы:

$$\rho = -en = -\frac{I}{Sv}, \quad (14)$$

где v – скорость электрона, связанная с потенциалом через закон сохранения энергии:

$$mc^2 + e\varphi = mc^2\gamma, \quad (15)$$

где

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}. \quad (16)$$

Эти формулы позволяют выразить скорость электронов и потенциал через относительную энергию γ следующим образом:

$$v = c\beta = c \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma}, \quad \varphi = \frac{mc^2}{e}(\gamma - 1).$$

Подставляя эти формулы в уравнение (11) с учетом (12) и вводя безразмерную независимую переменную

$$\xi = \frac{x - h}{d - h}, \quad (17)$$

приходим к следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{d^2 \gamma}{d\xi^2} = 4\pi \frac{I}{I_0} \frac{(d - h)^2}{S} \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}, \quad (18)$$

где

$$I_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 mc^3}{e} = 17 \text{ кА}$$

– ток Альфена.

С учетом (12), (13), (15) и (16) граничные условия для уравнения (18) записываются следующим образом:

$$\gamma(0) = 1, \gamma(1) = 1 + \frac{eU}{mc^2}, \quad (19)$$

$$\frac{d\gamma(1)}{d\xi} = 0 \quad (20)$$

Уравнение (7.18) удобно представить в виде эквивалентной системы линейных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{du}{d\xi} = 4\pi \frac{I}{I_0} \frac{(d - h)^2}{S} \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}, \quad (21)$$

$$\frac{d\gamma}{d\xi} = u, \quad (22)$$

с начальными условиями:

$$\gamma(0) = 1, u(0) = 0 \quad (23)$$

и дополнительным условием для режима насыщения диода

$$\gamma(1) = 1 + \frac{eU}{mc^2}. \quad (24)$$

Особенность в уравнениях (13) и (16) при $\gamma = 1$ связана с пренебрежением начальным распределением электронов по скоростям. Поэтому при численном анализе этих уравнений следует ввести поправку на распределение электронов по начальным кинетическим энергиям.

Исключая из уравнений (21), (22) переменную ξ путем деления одного уравнения на другое, приходим к дифференциальному уравнению первого порядка с разделяющимися переменными u и γ :

$$u \frac{du}{d\gamma} = 4\pi \frac{I}{I_0} \frac{(d-h)^2}{S} \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}. \quad (25)$$

Интегрируя это уравнение с начальным условием $u(1) = 0$, приходим к выражению:

$$u^2 = 8\pi \frac{I}{I_0} \frac{(d-h)^2}{S} \sqrt{\gamma^2 - 1}.$$

Подставляя в эту формулу уравнение (22) и извлекая из полученного соотношения квадратный корень, приходим к следующему дифференциальному уравнению, определяющему темп набора энергии электроном в диоде:

$$\frac{d\gamma}{d\xi} = \left(8\pi \frac{I}{I_0}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{d-h}{S^{\frac{1}{2}}} (\gamma^2 - 1)^{\frac{1}{4}}. \quad (26)$$

Последующее интегрирование этого уравнения с учетом условия (20) приводит к выражению, устанавливающему связь между значением относительной энергии электрона, электронным током и текущей относительной координатой:

$$\sqrt{\frac{I}{I_0 S}} \xi (d-h) = \int_1^{\gamma} \frac{d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{\frac{1}{4}}}. \quad (27)$$

Чтобы формула (27) могла служить аппаратом для определения набора энергии в диоде, необходимо определить ток в диоде путем подстановки в нее граничного условия на аноде (24). Возводя полученное выражение в квадрат, получаем зависимость тока от напряжения на аноде в режиме насыщения диода:

$$I = \frac{I_0 S}{8\pi (d-h)^2} \left(1 + \frac{eU}{mc^2} \int_1^{\gamma} \frac{d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{\frac{1}{4}}} \right)^2. \quad (28)$$

Подстановка этого выражения в формулу (27) с учетом (15) и (17) приводит к неявной зависимости потенциала от координаты:

$$x = h + \int_1^{1+\frac{e\varphi}{mc^2}} \frac{d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{\frac{1}{4}}} \left(\int_1^{1+\frac{eU}{mc^2}} \frac{d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{\frac{1}{4}}} \right)^{-1} (d - h). \quad (29)$$

Рассмотрим сначала предельный случай **нерелятивистского диода**, когда $\gamma - 1 \ll 1$. В этом случае $\gamma^2 - 1 = (\gamma + 1)(\gamma - 1) \approx 2(\gamma - 1)$, и выражение (28) может быть записано в следующем приближенном виде:

$$I \approx \frac{I_0 S}{8\pi(d-h)^2} \left(\int_1^{1+\frac{eU}{mc^2}} \frac{d\gamma}{(\gamma-1)^{\frac{1}{4}}} \right)^2 = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{S}{(d-h)^2} U^{\frac{3}{2}} = P U^{\frac{3}{2}}. \quad (30)$$

Полученная формула выражает хорошо известный в физической электронике закон Чайлда–Богуславского–Ленгмюра (закон «3/2»). Параметр P называется первеансом диода. Ток, определяемый формулой (30), принято называть током Чайлда–Богуславского–Ленгмюра ($I_{\text{ЧБЛ}}$).

Аналогично можно получить из формулы (29) явную зависимость потенциала от координаты:

$$\varphi = U \left(\frac{x-h}{d-h} \right)^{\frac{4}{3}}. \quad (31)$$

Рассмотрим другой предельный переход, соответствующий **ультрарелятивистскому диоду**, когда $\gamma \gg 1$. В этом случае формула (7.28) может быть записана в следующем приближенном виде:

$$\begin{aligned} I &\approx \frac{I_0 S}{2(d-h)^2} \left(\int_1^{1+\frac{eU}{mc^2}} \frac{d\gamma}{\gamma^2} \right)^2 = \\ &= \frac{I_0 S}{(d-h)^2} \left[\left(1 + \frac{eU}{mc^2} \right)^{1/2} - 1 \right]^2 \approx \frac{\varepsilon_0 c S}{(d-h)^2} U. \end{aligned} \quad (32)$$

Полученная связь между током и напряжением имеет форму закона Ома.

4. Свойства катодной плазмы

Формула (7.30) позволяет оценивать плотность электронного тока с эмиссионного центра на стадии образования и нагрева катодной плазмы, если известна концентрация ν микровыступов на поверхности катода. При этом согласно закону сохранения заряда должна выполняться приближенная связь между средним током с отдельного эмиссионного центра I_3 и током Чайлда–Богуславского–Ленгмюра:

$$\nu SI_3(a) \sim I_{\text{ЧБЛ}} = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{S}{d^2} U^{\frac{3}{2}}.$$

На стадии формирования плазменного катода можно считать продольный размер плазменного образования h соизмеримым с высотой выступа l , т.е. малым по сравнению с d . Поэтому в формуле для тока Чайлда–Богуславского–Ленгмюра этим параметром можно пренебречь. Использование нерелятивистской формулы для тока в диоде оправдано ее наглядностью и тем обстоятельством, что речь идет только об оценке порядка величины эмиссионного тока, на которую релятивистские эффекты в области энергий характерных для электронных диодов (порядка нескольких МэВ) существенного влияния оказать не могут.

Из записанного соотношения вытекает искомая оценка плотности тока с эмиссионного центра:

$$j_3(r) = \frac{I_3}{S} \sim \frac{4\epsilon_0}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U^{\frac{3}{2}}}{\nu d^2 r^2} = j_3(a) \left(\frac{a}{r} \right)^2, \quad (33)$$

где

$$r = a + \int \nu[\theta(t)] dt \quad (34)$$

– текущий радиус фронта расширяющейся плазмы

$$\nu(\theta) \approx \sqrt{\frac{Ke}{MA}} \theta^{\frac{1}{2}} \quad (35)$$

– характерная скорость перемещения плазменного фронта вблизи поверхности взорвавшейся микронеоднородности; M – масса протона; A – атомная масса материала катода; K – константа, для которой в случае одноатомной молекулы справедлива оценка $K \approx 75$.

Для оценки температуры плазмы на конечной стадии ее формирования с помощью уравнения (4) подставим в него выражения для скорости разлета плазмы, ее удельной теплоемкости

$$\chi = \frac{5}{2} \frac{k\rho}{MA} \quad (36)$$

и проводимости, пренебрегая теплопроводностью. При этом для задания зависимости проводимости плазмы от температуры можно использовать формулу Спитцера [8], которая в нашем случае имеет следующий приближенный вид:

$$\sigma(\theta) \approx 2 \cdot 10^3 \theta^{3/2}. \quad (37)$$

В данном случае в уравнении (4) удобно перейти к новой независимой переменной r по формуле (7.34). При этом уравнение (4) с учетом формул (7.33), (7.34) и (7.35) принимает вид:

$$\theta^2 \frac{d\theta}{dr} = 2 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{AM^3}{e^3}} \frac{j_0(a)^2 a^4}{\rho^2} r^{-4} = gr^{-4}. \quad (38)$$

При интегрировании этого уравнения в качестве начального условия можно положить: $\theta(a) \approx \theta_{\text{пл}}$.

Ввиду сильного спада правой части уравнения (7.38) с увеличением радиуса в качестве второго предела интегрирования можно взять бесконечность. Окончательно получаем следующую формулу для оценки температуры плазмы:

$$\theta_{\pi} \sim \sqrt[3]{\theta_{\text{пл}}^3 + \frac{g}{a^3}}. \quad (39)$$

Расчеты по этой формуле показывают, что для вольфрамовых катодов и напряжений порядка нескольких МВ температура катодной плазмы может составлять величину ~ 100 эВ. Эта формула позволяет также осуществлять с учетом (34) и оценку скорости разлета плазмы, которая может достигать значений $\sim 10^5$ м/с.

5. Влияние магнитных полей на работу электронного диода

Для формирования плоских или трубчатых электронных потоков в диоде используется метод магнитной изоляции.

Пусть вектор индукции магнитного поля направлен вдоль оси z . Тогда можно записать следующую систему уравнений динамики электрона [8]:

$$\begin{cases} \frac{d\gamma v_x}{dt} = \frac{e}{m\gamma} \frac{d\varphi}{dx} - \omega v_y, \\ \frac{d\gamma v_y}{dt} = \omega v_x, \\ \frac{dx}{dt} = v_x, \\ \frac{dy}{dt} = v_y, \end{cases} \quad (40)$$

в которой параметр

$$\omega = \frac{eB}{m_0\gamma} \quad (41)$$

обозначает циклотронную частоту электрона. В качестве начальных условий выбираем следующие значения:

$$x(0) = 0, y(0) = 0, v_x(0) = \sqrt{\frac{2T_0}{m}}, v_y(0) = 0. \quad (42)$$

Перейдем в системе (40) с помощью ее третьего уравнения от дифференцирования по времени к дифференцированию по x . В результате после элементарных преобразований приходим к новой системе вида:

$$\begin{cases} v_x \frac{dv_x}{dx} = \frac{e}{m} \frac{d\varphi}{dx} - \omega v_y, \\ \frac{dv_y}{dx} = \omega, \\ v_x \frac{dy}{dx} = v_y, \end{cases} \quad (43)$$

Из второго уравнения этой системы получается, что $v_y = \omega x$. Подставляя это выражение в первое уравнение системы, интегрируя его с учетом (37) и извлекая квадратный корень, имеем:

$$v_x(x) = \sqrt{\frac{2T_0}{m} + \frac{2e\varphi(x)}{m} - \frac{\omega^2 x^2}{2}}, \quad (44)$$

Из этого уравнения легко получить условие магнитной изоляции ускоряющего зазора, когда электроны не долетают до поверхности плазмы. Для этого необходимо, чтобы точка поворота электрона, в которой $v_x = 0$, лежала правее плазменной границы. Тогда, согласно (7.39) должно выполняться условие:

$$\omega d > 2\sqrt{\frac{e(T_0 + U)}{m}}.$$

Можно показать с учетом (7.41), что это условие будет выполнено при значениях индукции

$$B > \frac{2\sqrt{\frac{m}{e}(T_0 + U)}}{d}. \quad (45)$$

Подстановка формулы (44) в третье уравнение системы (43) приводит к дифференциальному уравнению траектории электрона в диоде с магнитной изоляцией:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\omega x}{\sqrt{\frac{2e[T_0 + \varphi(x)]}{m} - \frac{\omega^2 x^2}{2}}}. \quad (46)$$

Кроме внешних полей, на работу диода может оказывать влияние собственное магнитное поле создаваемое электронным потоком. Для определенности рассмотрим азимутально симметричный электронный поток в диоде с дискообразными электродами радиуса R . Создаваемое им магнитное поле на периферийной цилиндрической поверхности можно определить по закону полного тока:

$$\oint B(r)dl = 2\pi RB = \mu_0 I,$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума. Отсюда следует формула:

$$B = \mu_0 \frac{I}{2\pi R}. \quad (47)$$

Ларморовский радиус кривизны траектории периферийного электрона вблизи анода можно оценить следующим образом:

$$R_L \approx \frac{mc}{eB} \gamma(d) \beta(d) = \frac{mc}{eB} \sqrt{\gamma(d)^2 - 1} = \\ = R \frac{I_0}{2\mu_0 \epsilon_0 c^2 I} \sqrt{\gamma(d)^2 - 1} = R \frac{I_0}{2I} \sqrt{\gamma(d)^2 - 1}. \quad (48)$$

Приравнявая эту величину к значению ширины диодного зазора, получаем условие, при котором электрон может не попасть на анод, и нарушится ламинарность электронного потока. Это явление иногда называют самоизоляции электронного потока в собственном магнитном поле.

Следует заметить, что наличие в диоде сильных магнитных полей существенно нарушает условия, при которых были получены все формулы в разделе 3, для описания процесса ускорения электронов и прохождения электронного потока.

Подробно эти вопросы рассмотрены в работах [3, 9].

ОПИСАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Математическая модель использует инструментарий и встроенные функции системы Mathcad и состоит из трех основных частей.

1. Блок физических констант:

заряд электрона, Кл	$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$
масса покоя электрона, кг	$m = 9,1 \cdot 10^{-31}$
масса покоя протона, кг	$M = 1,67 \cdot 10^{-27}$
магнитная проницаемость вакуума, Гн/м	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$
диэлектрическая проницаемость вакуума, Ф/м	$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$
постоянная Больцмана, Дж/К	$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$
скорость света, м/с	$c = 3 \cdot 10^8$

2. Блок начальных данных:

Диапазоны изменения:

ускоряющего напряжения, В	$U = 3 \cdot 10^5 \div 3 \cdot 10^6$
ширины ускоряющего зазора, м	$d = 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-3}$
площади катодного электрода, м ²	$S = 10^{-5} \div 10^{-4}$

средней высоты микронеоднородности, м	$l = 10^{-7} \div 10^{-5}$
среднего радиуса скругления микронеоднородности, м	$a = 10^{-8} \div 10^{-6}$
поверхностной плотности микронеоднородностей, м ⁻²	$\nu = 10^{-8} \div 10^{-4}$
радиус электрода плоского диода, м	$R = 10^{-1} \div 10^{-2}$

<i>Параметры материалов катода</i>	вольфрам	молибден	тантал
работа выхода электрона Φ , эВ	4,53	4,43	4,12
атомный номер A	184	96	181
плотность ρ , кг/м ³	19350	10220	16654
удельная проводимость σ_0 , (Ом·м) ⁻¹	$1,82 \cdot 10^7$	$1,85 \cdot 10^7$	$0,80 \cdot 10^7$
удельная теплоемкость χ , Дж/(кг·К)	148	294	152
температурный коэффициент проводимости α , К ⁻¹	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$
средний коэффициент теплопроводности λ , Вт/(м·К)	120	110	60
температура плавления $T_{пл}$, К	3693	2893	3270

3. Блок, содержащий формулы и результаты расчетов.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Открыть программный файл ED.
2. Получить у преподавателя значения используемых физических параметров.
3. Найти величины плотностей тока термоэлектронной (2) и автоэлектронной (3) эмиссий при температуре, равной среднему геометрическому из комнатной температуры и температуры плавления.
4. Оценить время начала разрушения микроострий на поверхности катода, используя формулы (9)–(10).

5. Построить зависимости тока электронов, ускоренных в диоде от напряжения для общего случая, а также для нерелятивистского и ультрарелятивистского предельных переходов (формулы (28), (30), (32)).

6. Найти зависимость потенциала от координаты в диодном зазоре для общего и нерелятивистского случаев (29), (31).

7. Задаваясь параметрами микронеоднородностей (v и a), оценить по формуле (33) плотность электронного тока через катодную плазму на начальной стадии ее разлета.

8. Найти решение дифференциального уравнения (38) нагрева плазмы (закон Джоуля–Ленца) и получить оценки для начальной температуры и скорости разлета плазмы по формулам (35), (39).

9. Сделать оценку времени пролета плазмы через ускоряющий зазор и сравнить его с пролетным временем электрона, характерным временем разрушения микроострия и характерным временем образования плазмы.

10. Построить траекторию движения электрона в диодном зазоре при наличии внешнего магнитного поля, решая дифференциальное уравнение (46). Найти условие полной магнитной изоляции диода.

11. Оценить ток диода, при котором нарушается ламинарность движения электронов, по формуле (48).

ОФОРМЛЕНИЕ ОТЧЕТА

1. Заполнить таблицу исходных данных.

2. Заполнить таблицу расчетных значений плотностей тока термоэмиссии для различных температур и материалов катода и автоэмиссии при различных значениях напряжения, ширины ускоряющего зазора, материала катода и параметров микронеоднородностей.

3. Заполнить таблицу характерных времен разрушения микронеоднородностей для различных материалов катода, значений ширины ускоряющего зазора, напряжения и параметров микронеоднородностей.

4. Построить зависимости тока ускоренных электронов от напряжения при различных значениях ширины ускоряющего зазора для общего, нерелятивистского и ультрарелятивистского случаев.

5. Построить функции распределения потенциала в диодном зазоре для общего и нерелятивистского случаев при различных значениях ускоряющего напряжения.

6. Заполнить таблицу значений плотности электронного тока через катодную плазму, для различных значений геометрических параметров микронеоднородностей и их поверхностной плотности.

7. Для параметров п. 6 заполнить таблицу значений температуры плазмы, скорости ее разлета и времени заполнения плазмой ускоряющего зазора.

8. Для различных значений индукции магнитного поля, ширины ускоряющего зазора и напряжения построить траектории электронов в диоде. По результатам анализа траекторий оценить минимальную величину изолирующего магнитного поля и сравнить полученный результат с рассчитанным по формуле (45).

9. Заполнить таблицу значений тока электронов в диоде, при котором нарушается ламинарность электронного потока для различных величин ускоряющего напряжения и ширины диодного зазора.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Перечислите известные вам типы катодов и их отличительные физические особенности.

2. Какому значению температуры по шкале Кельвина соответствует температура 1 эВ по энергетической шкале?

3. Поясните на качественном уровне механизм образования катодной плазмы и взрывной эмиссии электронов.

4. Оцените пролетное время электрона в диодном зазоре для нерелятивистского случая.

5. Поясните на качественном уровне физический смысл равенства нулю производной потенциала по продольной координате вблизи катодной поверхности.

6. Поясните на качественном уровне появление электронного тока параллельного катодной поверхности в диоде с магнитной изоляцией.

7. При каком максимальном напряжении возможна полная магнитная изоляция ускоряющего зазора шириной 1 мм магнитным полем с индукцией 1 Тл?

8. Поясните на качественном уровне механизм разогрева катодной плазмы.

9. При каком минимальном радиусе электродов в диоде с электронным током 30 кА при напряжении 2 МВ для ускоряющего зазора 5 мм нарушается ламинарность электронного потока?

10. Перечислите возможные области применения электронных диодов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. – М.-Л.: ГИТТЛ, 1947.

2. Сливков И.Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. – М.: Энергоатомиздат, 1986.

3. Лебедев А.Н. Физические процессы в сильноточных диодах. – М.: МИФИ, 1995.

4. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1990.

5. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. – М.: Атомиздат, 1977.

6. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. – М.: Мир, 1974.

7. Чен Ф. Введение в физику плазмы. – М.: Мир, 1987.

8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1967.

9. Миллер М. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. – М.: Мир, 1984.

Работа 2

ИОННЫЙ ДИОД

Цель: закрепление теоретических основ физики ионного диода, включающих принципы формирования ионного потока, электростатического поля в ускоряющем зазоре и плазменной границы, влияния электронного тока и кривизны анодной и катодной поверхностей на процессы ускорения ионов.

ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1. Основные понятия

Ионный диод – это малогабаритный двухэлектродный сильно-точный ускоритель прямого действия, в котором осуществляется ускорение ионов, извлекаемых из источника плазмы, под действием статического электрического поля, создаваемого с помощью высоковольтного источника постоянного напряжения.

Кинетическая энергия ускоренных ионов пропорциональна разности потенциалов U между анодным и катодным электродами:

$$T = eZU, \quad (1)$$

где e – элементарный электрический заряд, Z – зарядность иона (отношение электрического заряда иона к элементарному). Максимально достижимая энергия при этом определяется электрической прочностью диодной системы и, как правило, не превышает величину ~ 1 МэВ.

Такие устройства находят применение в системах инжекции ускорителей заряженных частиц на средние и высокие энергии для предварительного формирования ионного потока, в устройствах имплантации ионов в твердое тело на заданную глубину, а также для генерации нейтронов в ядерных реакциях изотопов водорода с различными мишенями.

Для простоты будем рассматривать ионные диоды, работающие в квазистационарном режиме, когда пролетное время иона в ускоряющем зазоре и характерные времена изменения напряжения на

ускоряющем зазоре, и состояния плазмы существенно меньше длительности тока ускоряемых ионов.

Для непрерывной генерации плазмы в таких ионных диодах, как правило, используются плазменные источники, в которых осуществляется осцилляция электронов в разряде под действием постоянных скрещенных или высокочастотных электромагнитных полей. При этом источник может генерировать ионы различного сорта, обозначаемого индексом i , и отличающиеся атомными или молекулярными массами A_i , зарядностями Z_i и концентрациями n_i .

В большинстве плазменных источников механизм инжекции ионов ускоряющий зазор – термический. При этом парциальный термоток для каждого ионного компонента определяется следующим выражением [1, 2]:

$$I_i = eZ_i n_i S \langle v_i \rangle = e v_i Z_i n_{\Sigma} S \langle v_i \rangle, \quad (2)$$

где $n_{\Sigma} = \sum_i n_i$ – суммарная концентрация ионов в плазме, связанная с электронной концентрацией соотношением:

$$n_{\Sigma} = \frac{n}{\sum_i \mu_i Z_i},$$

$\mu_i = \frac{n_i}{n_{\Sigma}}$ – относительная концентрация ионов i -го сорта в плазме,

$\langle v_i \rangle$ – усредненная по распределению Максвелла проекция на нормаль к плазменной поверхности тепловой скорости иона i -го сорта:

$$\langle v_i \rangle = \sqrt{\frac{MA_i}{2\pi kT}} \int_0^{\infty} v \, dv \exp\left(-\frac{MA_i v^2}{2kT}\right) = \sqrt{\frac{kT}{2\pi MA_i}} = \frac{\langle v_i \rangle}{4},$$

где M – масса протона; k – постоянная Больцмана; T – температура плазмы; $\langle v_i \rangle$ – средняя скорость иона i -го сорта в плазме.

В дальнейшем удобно перейти к энергетической шкале температур, широко используемой в плазменных расчетах:

$$\theta = \frac{kT}{e} \text{ [эВ]}.$$

Тогда выражение для $\langle v_i \rangle$ переписывается следующим образом:

$$\langle v_i \rangle = \sqrt{\frac{e\theta}{2\pi M A_i}}. \quad (3)$$

Диод считается квазиплоским, если выполняется условие: $S \gg d^2$, где S – площадь поверхности электродов диода (анода – А и катода – К).

Для простоты потребуем также выполнения условия

$$U \gg \theta, \quad (4)$$

которое справедливо для большинства стационарных ионных диодов.

На рис. 1 представлен схематический разрез диода, у которого плазменная граница не является принудительно зафиксированной с помощью каких-либо средств (диод с плавающей анодной поверхностью).

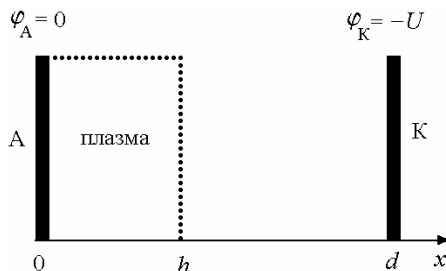


Рис. 1. Ионный диод с плавающей плазменной границей

Без ограничения общности можно считать анод заземленным, имеющим потенциал $\phi_A = 0$, а катод – находящимся под потенциалом $\phi_K = -U$, создаваемым источником ускоряющего напряжения. При этом зарядности всех ионов будем полагать положительными.

В пространстве перед анодом непрерывно осуществляется генерация плазмы. Не вдаваясь в подробности возможных механизмов ее образования, будем полагать для простоты, что этот процесс происходит таким образом, что концентрации ионных компонент не зависят от продольного размера h участка, заполненного плазмой, которую будем считать бесконечнопроводящей.

Из теории известно, что внешнее электрическое поле может проникать в плазму на расстояние порядка длины Дебая [2, 3], которая определяет характер поляризации плазмы в электрическом поле у ее границы с вакуумом:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\theta}{en_\Sigma \sum_i \mu_i Z_i (Z_i + 1)}}.$$

Для большинства плазменных источников, используемых в стационарных ионных диодах выполняется условие $\lambda_D \ll d$. Из него следует, что электрическое поле практически не проникает в плазму и на ее поверхности выполняются условия:

$$\frac{d\varphi(h)}{dx} = 0, \quad \varphi(h) = 0, \quad (5)$$

где $\varphi(x)$ – потенциал электрического поля.

Физически это означает, что на глубине порядка длины Дебая плазма поляризуется и поле двойного слоя полностью компенсирует электрическое поле, создаваемое внешними источниками.

Это позволяет также полагать (в предположении малости падения напряжения на участке занимаемом плазмой по сравнению с U), что внешняя плазменная граница принимает на себя роль анодной поверхности.

Следует отметить, что в результате ионно-электронной или автоэлектронной эмиссии катод может испускать электроны. Поэтому в диоде наряду с ионами могут ускоряться и электроны. Этот процесс оказывает влияние на формирование электрического поля в диодном промежутке.

2. Ускорение ионов в диоде и формирование плазменной границы

Потенциал электрического поля в рассматриваемом квазиплоском стационарном ионном диоде определяется уравнением Пуассона [1, 4]:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (6)$$

с граничными условиями (5), где ρ – плотность электрического заряда в ускоряющем зазоре, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Плотность заряда можно выразить через парциальные ионные токи I_i и электронный ток I_e с помощью формулы:

$$\rho = e \sum_i z_i n_i - en_e = \sum_i \frac{J_i}{v_i} - \frac{J_e}{v_e} = S^{-1} \left(\sum_i \frac{I_i}{v_i} - \frac{I_e}{v_e} \right), \quad (7)$$

где $v_{i,e}$ – ионные и электронные скорости соответственно, связанные, при выполнении условия (4), с потенциалом через закон сохранения энергии:

$$0 = \frac{A_i M v_i^2}{2} + e Z_i \varphi, \quad eU = \frac{m v_e^2}{2} - e\varphi,$$

где m – масса электрона.

Эти формулы позволяют выразить ионные и электронную скорости через потенциал следующим образом:

$$v_i = \sqrt{\frac{-2eZ_i\varphi}{MA_i}}, \quad v_e = \sqrt{\frac{2e(U + \varphi)}{m}}. \quad (8)$$

Подставляя выражение (7) с учетом (8) в уравнение Пуассона и переходя к безразмерным переменным

$$w = -\frac{\varphi}{U}, \quad (9)$$

$$\xi = \frac{x - h}{d - h}, \quad (10)$$

приходим к дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2 w}{d\xi^2} = Q \frac{(d-h)^2}{S} (w^{-\frac{1}{2}} - g(1-w)^{-\frac{1}{2}}) \quad (11)$$

с безразмерным параметром

$$Q = \epsilon_0^{-1} \sqrt{\frac{M}{2e}} P \quad (12)$$

и коэффициентом электронного тока

$$g = \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{I_e}{I_{np}}. \quad (13)$$

Величину

$$I_{\text{пр}} = \sum_i I_i \sqrt{\frac{A_i}{Z_i}} \quad (14)$$

будем называть приведенным ионным током, а параметр

$$P = I_{\text{пр}} U^{\frac{3}{2}} \quad (15)$$

– ионным первеансом диода.

Параметр w имеет физический смысл относительной кинетической энергии (в единицах eU), набираемой ионом на единицу его электрического заряда.

Дифференциальное уравнение второго порядка (11) удобно заменить эквивалентной системой дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{du}{d\xi} = Q \frac{(d-h)^2}{S} (w^{\frac{1}{2}} - g(1-w)^{\frac{1}{2}}), \quad (16)$$

$$\frac{dw}{d\xi} = u \quad (17)$$

с начальными условиями:

$$w(0) = 0, \quad u(0) = 0. \quad (18)$$

Особенности в уравнениях (11) и (16) при $w = 0$ и $w = 1$ связаны с пренебрежением начальным распределением ионов и электронов по скоростям. Поэтому при численном анализе этих уравнений можно ввести поправку на распределение ионов и электронов по начальным кинетическим энергиям.

Исключая из уравнений (16), (17) переменную ξ путем деления одного уравнения на другое, приходим к дифференциальному уравнению первого порядка с разделяющимися переменными u и w :

$$u \frac{du}{dw} = Q \frac{(d-h)^2}{S} [w^{\frac{1}{2}} - g(1-w)^{\frac{1}{2}}]. \quad (19)$$

Интегрируя это уравнение, с учетом (8.18) имеем:

$$u^2 = 4Q \frac{(d-h)^2}{S} [w^{\frac{1}{2}} + g(1-w)^{\frac{1}{2}} - g]. \quad (20)$$

Извлекая из правой и левой части этой формулы квадратный корень и подставляя в полученное выражение соотношение (7), приходим к дифференциальному уравнению, определяющему темп набора энергии иона в диоде:

$$\frac{dw}{d\xi} = 2Q^{\frac{1}{2}} \frac{d-h}{S^{\frac{1}{2}}} [w^{\frac{1}{2}} + g(1-w)^{\frac{1}{2}} - g]^{\frac{1}{2}}.$$

Последующее интегрирование этого выражения с учетом начального условия (17) и обозначений (5) приводит к следующему выражению, устанавливающему связь между значением относительной кинетической энергии, текущей координатой, координатой плазменной поверхности и параметром Q :

$$2\sqrt{\frac{Q}{S}}(x-h) = \int_0^w [w^{\frac{1}{2}} + g(1-w)^{\frac{1}{2}} - g]^{-\frac{1}{2}} dw. \quad (21)$$

В случае, когда электронная проводимость диода подавлена ($g=0$), уравнение (21) упрощается и приобретает следующий вид:

$$w = \left(\frac{9Q}{4S} \right)^{\frac{2}{3}} (x-h)^{\frac{4}{3}}. \quad (' 22)$$

Чтобы формулы (21) и (22) могли служить аппаратом для определения набора энергии в диоде, необходимо зафиксировать плавающие параметры h – координату плазменной поверхности и Q путем задания граничного условия на катоде:

$$\varphi(d) = -U. \quad (23)$$

С учетом обозначений (8.9), (8.10) формула (' 23) перепишется следующим образом:

$$w(1) = 1. \quad (24)$$

Подставляя это условие в формулу (' 21) и возводя полученное выражение в квадрат, получаем соотношение

$$4Q \frac{(d-h)^2}{S} = \left(\int_0^1 dw [w^{1/2} + g(1-w)^{1/2} - g]^{-1/2} \right)^2, \quad (25)$$

которое устанавливает однозначную связь между координатой плазменной границы h и параметром Q .

Учет этой связи в формулах (121), (122) делает их однозначными при определении набора энергии в диоде. При этом последняя приобретает простой вид:

$$w(\xi) = \xi^{\frac{4}{3}}. \quad (126)$$

Рассмотрим ситуацию, когда в прикатодной области электрическое поле внешних источников полностью компенсируется полем объемного заряда. Это означает, что электрическое поле на катоде обращается в ноль и имеет место соотношение

$$u(1) = 0,$$

которое означает насыщение диода по электронному току, при котором электронный ток достигает своего максимально возможного предельного значения.

Таким образом, подставляя это условие в формулу (120) с учетом (124), имеем $g = 1$. Это условие согласно (113), устанавливает однозначную связь между электронным током насыщения диода (предельным электронным током в диоде) и приведенным ионным током:

$$I_e = I_{np} \sqrt{\frac{M}{m}}.$$

Это соотношение означает, что при установившемся положении плазменной границы в условиях насыщения по электронному току, максимально возможный ток электронов, ускоряемых в диоде, примерно в сорок раз будет превышать приведенный ток ускоренных ионов, если не предусмотрены меры по подавлению электронной проводимости диода.

Формула (125) позволяет с учетом обозначения (112) установить зависимость установившейся координаты плазменной поверхности от первеанса ионного потока:

$$h = d - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2e}{M}} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{P}} f(g), \quad (127)$$

где

$$f(g) = \frac{3}{4} \int_0^1 dw \left[w^{\frac{1}{2}} + g(1-w)^{\frac{1}{2}} - g \right]^{\frac{1}{2}} \quad (128)$$

– фактор компенсации объемного заряда ионов электронным током. При отсутствии электронного тока в диоде ($g = 0$) этот параметр становится равным 1.

Ионный первеанс с учетом формул (2), (3), (14) и (15) будет определяться выражением:

$$P = \sqrt{\frac{e^3}{2\pi M}} \frac{Sn\theta^{\frac{1}{2}}}{U^{\frac{3}{2}}} \sum_i v_i \sqrt{Z_i}. \quad (29)$$

3. Ионный диод с фиксированным анодом. Закон «3/2»

Введенная выше связь (15) между приведенным током, напряжением и первеансом, с учетом (12), (25) и (28) приводит к соотношениям:

$$\begin{aligned} I_{\text{пр}} &= \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{M}} f(g)^2 \frac{S}{(d-h)^2} U^{\frac{3}{2}} = \\ &= 5.445 \cdot 10^{-8} f(g)^2 \frac{S}{(d-h)^2} U^{\frac{3}{2}} [\text{A}]. \end{aligned} \quad (30)$$

В рассмотренном выше случае диода с плавающим плазменным анодом эти формулы отражают только формальную связь между параметрами h , U и $I_{\text{пр}}$, но никак не зависимость приведенного тока от напряжения, которой согласно формулам (2), (3) и (15) определяется только параметрами плазмы (температурой, суммарной ионной концентрацией и составом ионов).

Ситуация существенно меняется, когда граничная поверхность плазмы зафиксирована и $h = \text{const}$. Это может быть сделано с помощью прозрачного сетчатого электрода С, расположенного в точке $x = h$. Схематический разрез такого диода с фиксированным анодом представлен на рис. 2.

В таком диоде возможна реализация двух режимов: когда электрическое поле внешних источников на поверхности сетки полностью компенсируется полем объемного заряда ускоряемых частиц и когда эта компенсация не является полной из-за малости приведенного термотока, извлекаемого из плазмы.

В первом случае вблизи анодной поверхности будут выполняться условия (8.18), а на катоде – условие (8.24). Таким образом, для электрического поля в диоде оказываются справедливыми все формулы, полученные в предыдущем разделе, а для приведенного тока ионов, ускоряемых в диоде будет справедлива формула (8.30),

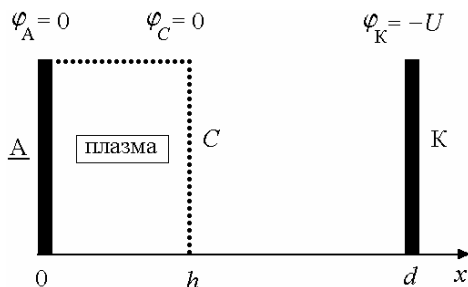


Рис. 2. Ионный диод с фиксированной плазменной границей

которая перестает в силу постоянства h быть формальным соотношением между тремя параметрами h , U и $I_{пр}$, а приобретает характер однозначной зависимости между приведенным током ионов, ускоряемых в диоде, и напряжением на диодном зазоре.

Первеанс в этой ситуации становится параметром, определяемым только геометрическими характеристиками диода:

$$P = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{M}} f(g)^2 \frac{S}{(d-h)^2} = 5.445 \cdot 10^{-8} f(g)^2 \frac{S}{(d-h)^2} \left[\frac{A}{B^{\frac{3}{2}}} \right], \quad (31)$$

а формула (8.30) будет выражать закон Богуславского–Чайлда–Ленгмюра или закон «3/2». Выражение в правой части (8.30) принято называть током Богуславского–Чайлда–Ленгмюра.

Во втором случае приведенный термоток из плазмы меньше тока Богуславского–Чайлда–Ленгмюра. Поэтому, как и в рассмотренном в предыдущем разделе диоде с плавающей плазменной границей, ток в диоде не зависит от параметров диода d , U , а определяется только параметрами плазмы и площадью поверхности электродов.

Для простоты рассмотрения будем считать, что электронный ток в диоде полностью подавлен. Тогда набор энергии в диоде будет

описываться системой уравнений (16), (17) с начальным условием

$$w(0)=0, \quad u(0)=\frac{\sigma(d-h)}{\varepsilon_0 U}, \quad (32)$$

где σ – поверхностная плотность заряда, наведенная на сетке.

Формальное решение системы (16), (17) получается по аналогии с разделом 2. При этом параметр g следует положить равными нулю, так как электронный ток в диоде отсутствует. Тогда для темпа набора относительной энергии в диоде будет иметь место следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{dw}{d\xi} = \left[4Q \frac{(d-h)^2}{S} w^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{\sigma(d-h)}{\varepsilon_0 U} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Интегрируя это уравнение, получаем неявную зависимость $w(\xi)$:

$$\xi = \int_0^w dw \left[4Q \frac{(d-h)^2}{S} w^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{\sigma(d-h)}{\varepsilon_0 U} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (33)$$

в которой плавающий параметр σ можно определить из граничного условия (24).

Подстановка (24) в (33) приводит к следующим, однозначно определяющим поверхностную плотность заряда на сетке:

$$2(d-h) \sqrt{\frac{Q}{S}} = \int_0^1 dw \left[w^{\frac{1}{2}} + c \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (34)$$

$$\sigma = 2\varepsilon_0 U \sqrt{\frac{cQ}{S}}.$$

4. Отрицательное влияние электронного тока на процесс ускорения ионов в диоде и система его подавления

Любой каскадный или электростатический генератор обладает конечным внутренним сопротивлением R . Так, для высоковольтных источников, используемых в малогабаритных нейтронных генераторах, оно может составлять величину ~ 100 МОм. Таким об-

разом, в соответствии с законом Ома для полной цепи напряжение на ускоряющем зазоре будет значительно меньше напряжения холостого хода высоковольтного источника.

Рассмотрим этот эффект на примере диода со свободной плазменной границей. В этом случае закон Ома для полной цепи с учетом формул (2), (3), (.13) может быть записан в виде выражения:

$$U = U_{xx} - R \left[\sum_i I_i + g I_{\text{пр}} \sqrt{\frac{M}{m}} \right]. \quad (35)$$

Аналогично может быть рассмотрен случай диода с фиксированным анодом. Сопротивлением плазмы, подводящих проводов и конструктивных элементов диода в данном случае можно пренебречь.

В случае, когда диод оказывается близок к режиму насыщения по электронному току, при использовании высокоомного маломощного источника ускоряющего напряжения последний может оказаться в режиме включения, близком к режиму короткого замыкания. Поэтому для повышения КПД ускорения ионов в диоде необходимо осуществлять мероприятия по подавлению электронного тока.

На рис. 3 приводится простейшая электростатическая система подавления электронного тока путем создания в прикатодной области потенциального барьера, препятствующего попаданию электронов в ускоряющий зазор ионного диода.

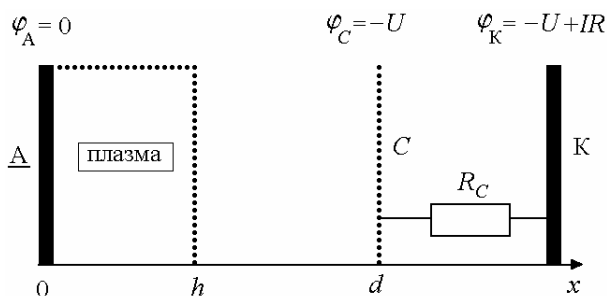


Рис. 3. Электростатическая система подавления электронного тока в ионном диоде

Она представляет собой прозрачный сетчатый электрод, соединенный напрямую с высоковольтным источником, а также с катодом.

дом через сопротивление смещения R_c . Катод при этом остается под плавающим потенциалом.

В этом случае за счет протекания ионного тока I через сопротивление смещения перед катодом возникает потенциальный барьер высотой

$$\Delta W = IR_c. \quad (36)$$

Для полного подавления электронного тока с катода необходимо, что бы выполнялось условие:

$$\Delta W > T_m. \quad (37)$$

Подобный прием не позволяет осуществлять полное подавление электронного тока в ускоряющем зазоре, так как сетка сама может стать источником электронов, фактически превращаясь в катод. Более эффективным средством подавления электронного тока является создание в диодном зазоре магнитного поля с вектором индукции, параллельным катодной поверхности (магнитная изоляция). Этот метод требует детального изучения и не будет рассматриваться в данной работе.

5. Влияние кривизны поверхности электродов на формирование электрического поля в ионном диоде

Влияние кривизны поверхности электродов на формирование электрического поля в ускоряющем зазоре рассмотрим на примере диода с цилиндрической геометрией электродов и фиксированной анодной поверхностью (рис. 8.4).

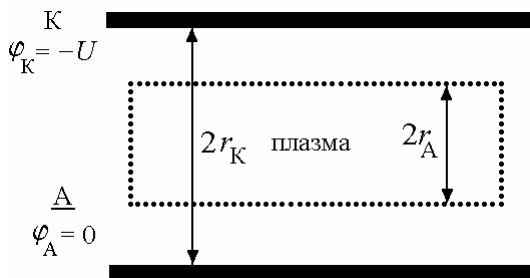


Рис. 4. Ионный диод с цилиндрической геометрией ускоряющей системы

Рассматриваемая модель соответствует реальному диоду, в котором осуществлялось ускорение ядер дейтерия для получения на внутренней поверхности катода быстрых нейтронов в результате ядерной реакции синтеза дейтерия и трития.

Уравнение Пуассона для такой геометрии имеет следующий вид:

$$\frac{d^2\phi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\phi}{dr} = -\frac{\rho}{\epsilon_0},$$

где r – радиус в цилиндрической системе координат. По аналогии с разделом 2 введем относительную энергию w и безразмерную координату

$$\xi = \frac{r - r_A}{d},$$

где r_A – радиус анода; $d = r_K - r_A$; r_K – радиус катода.

Вводя в рассмотрение параметр кривизны

$$\lambda = \frac{d}{r_A},$$

приходим к дифференциальному уравнению:

$$\frac{d^2w}{d\xi^2} + \frac{\lambda}{1 + \lambda\xi} \frac{dw}{d\xi} = \frac{Qw^{-\frac{1}{2}}d^2}{S(1 + \lambda\xi)^2},$$

где $S = \pi r_A^2$.

Это дифференциальное уравнение второго порядка по аналогии с разделом 8.2 эквивалентно системе уравнений первого порядка:

$$\begin{cases} \frac{du}{d\xi} = \frac{Qd^2}{S(1 + \lambda\xi)^2} w^{-\frac{1}{2}} - \frac{\lambda}{1 + \lambda\xi} u, \\ \frac{dw}{d\xi} = u. \end{cases} \quad (19)$$

При численном анализе этой системы дифференциальных уравнений также необходимо вводить поправку на начальную кинетическую энергию иона по аналогии с формулой (19).

Численный расчет показал, что фиксация анодной поверхности на одинаковом расстоянии от катода происходит при различных

значениях потенциала на катоде. Причем значение этого потенциала уменьшается с ростом параметра кривизны. Это говорит о том, что наличие положительной кривизны уменьшает влияние объемного заряда на процесс прохождения ионного тока через диод. В случае отрицательной кривизны, когда $r_A > r_K$, влияние объемного заряда усиливается.

ОПИСАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Математическая модель использует инструментарий и встроенные функции системы Mathcad и состоит из трех основных частей

1. Блок физических констант:

заряд электрона, Кл

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$$

масса покоя электрона, кг

$$m = 9,1 \cdot 10^{-31}$$

масса покоя протона, кг

$$M = 1,67 \cdot 10^{-27}$$

магнитная проницаемость вакуума, Гн/м

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$$

диэлектрическая проницаемость вакуума, Ф/м

$$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$$

постоянная Больцмана, Дж/К

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$$

скорость света, м/с

$$c = 3 \cdot 10^8$$

2. Блок начальных данных:

температура плазмы, эВ

$$\theta = 0,1 \div 100$$

электронная концентрация плазмы, м⁻³

$$n = 10^{18} \div 10^{20}$$

напряжение на ускоряющем зазоре, В

$$U = (2 \div 10) \cdot 10^5$$

межэлектродное расстояние, м

$$d = (5 \div 20) \cdot 10^{-3}$$

параметр кривизны

$$\lambda = -0,3 \div 0,3$$

площадь электродов, м²

$$S = 10^{-4} \div 10^{-2}$$

коэффициент электронного тока

$$g = (0 \div 1)$$

максимальная начальная энергия электронов, кэВ

$$T_m = 10^2 \div 10^3$$

радиус анода, м

$$r_A = 10^{-2}$$

радиус катода, м

$$r_K = 2 \cdot 10^{-2}$$

массив относительных концентраций ионов

	$\mu_i = \{0,6 \div 0,3; 0,1 \div 0,3; 0,1 \div 0,4; 0,1 \div 0,2; 0,1 \div 0,2\}$
массив атомных или молекулярных	
масс ионов	$A_i = \{1; 2; 16; 16; 32\}$
массив зарядностей ионов	$Z_i = \{1; 1; 1; 2; 1\}$

3. Блок, содержащий формулы и результаты расчетов.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Открыть программный файл ID.
2. Получить у преподавателя значения используемых физических параметров.
3. Построить зависимость фактора электронной компенсации объемного заряда от коэффициента электронного тока.
4. Исследовать влияние на положение плазменной границы в диоде со свободным анодом температуры, плотности плазмы, напряжения и коэффициента электронного тока.
5. Исследовать влияние ионного состава плазмы на положение плазменной границы в диоде со свободным анодом при фиксированных значениях θ , n , g и U .
6. Исследовать влияние электронного тока в диоде со свободным анодом на выходную энергию ионов при использовании высоковольтного источника напряжения с конечным внутренним сопротивлением.
7. Исследовать зависимость поверхностной плотности заряда на сетчатом электроде и приведенного ионного тока от напряжения в диоде с фиксированным плазменным анодом при различных значениях температуры и плотности плазмы.
8. Исследовать условия электростатического подавления электронного тока в ионном диоде с фиксированным анодом, насыщенным по ионному току.
9. Исследовать влияние кривизны поверхности электродов в коаксиальном цилиндрическом ионном диоде на набор энергии ионом.

ОФОРМЛЕНИЕ ОТЧЕТА

1. Заполнить таблицу исходных данных.
2. Заполнить таблицу парциальных ионных термотоков для двух распределений относительных ионных концентраций.
3. Построить семейство зависимостей длины Дебая от температуры.
4. Заполнить таблицу значений приведенного ионного тока для двух распределений относительных ионных концентраций и двух массивов атомных масс.
5. Построить зависимость фактора электронной компенсации объемного заряда от параметра g .
6. Построить зависимости относительной координаты плазменной границы в диоде с плавающим плазменным анодом от напряжения, температуры, плотности плазмы и параметра g .
7. Построить зависимость поверхностной плотности заряда на аноде от напряжения в диоде с фиксированной плазменной границей.
8. Построить зависимость ионного тока от напряжения в диоде с фиксированным анодом для однокомпонентной кислородной и ртутной плазмы, содержащей только однозарядные ионы.
9. Построить зависимости энергии иона на катоде диода от параметра g для двух значений напряжения в диодах с плавающим анодом.
10. Построить зависимости минимального значения сопротивления смещения в диоде с фиксированным анодом от напряжения и параметра g , необходимых для полного подавления электронного тока.
11. Построить зависимости безразмерных кинетической энергии и напряженности электрического поля в коаксиальном диоде с фиксированным анодом от поперечной безразмерной координаты для двух значений параметра кривизны.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Перечислите известные вам плазменные источники на основе рядов с осциллирующими электронами.

2. Какому значению температуры по шкале Кельвина соответствует температура 1 эВ по энергетической шкале?

3. Оцените длину Дебая для дейтериевой плазмы с концентрацией 10^{18} м^{-3} и температурой 0,1 эВ.

4. В условиях предыдущего вопроса оцените плотность термотока с поверхности плазмы.

5. Найдите аналитическую зависимость приведенного ионного тока от температуры плазмы для диода со свободной плазменной границей.

6. В чем принципиальное отличие ионных диодов с фиксированной и свободной плазменными границами?

7. Оцените пролетное время протона в диоде с фиксированным анодом, находящемся в режиме насыщения по ионному току.

8. Оцените величину сопротивления смещения в электростатической системе подавления электронного компонента диода с фиксированным анодом, если площадь электродов равна 20 см^2 , расстояние от сетки до катода – 5 мм, максимальная начальная энергия электронов – 1 кэВ, напряжение на диодном зазоре – 200 кВ, ширина диодного зазора – 2 см. Рассмотреть режим насыщения.

9. Постройте и объясните качественную зависимость тока от напряжения в ионном диоде с фиксированным анодом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. – М.: Атомиздат, 1972.

2. Швилкин Б.Н., Мискинова Н.А. Физическая электроника в задачах. – М.: Наука, 1987.

3. Чен Ф. Введение в физику плазмы. – М.: Мир, 1987.

4. Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. – М.: Мир, 1984.

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ПО ПОЛЬЗОВАНИЮ МАТЕМАТИЧЕСКИМ ПАКЕТОМ MATHCAD

Математический пакет Mathsoft © Mathcad является удобной математической оболочкой, предназначенной для решения физических или иных задач. От подобных пакетов, таких, как Mathlab, Wolfram Research Mathematica, Mathcad отличается максимально простым и удобным для пользователя интерфейсом. Вместе с тем пакет позволяет решать достаточно сложные задачи, например: численное интегрирование, решение систем нелинейных уравнений, решение краевых задач и т.д. Кроме того, программа имеет качественные и удобные для использования встроенные графические модули. Недостатком математического пакета является большое по сравнению с другими пакетами время счета.

Внешний вид оболочки Mathad показан на рис. П.1. Кроме традиционных панелей инструментов Windows, позволяющих осуществлять стандартный набор операций (создание, открытие или сохранения файлов, печать документа, форматирование, операции с текстом и т.д.), программа имеет еще и панель математических операций. Данная панель содержит восемь подразделов, позволяющих совершать математические операции и программировать: «калькулятор», «графика», «вычисления», «сложные расчеты» (суммы, интегралы и пределы), «логические операции», «матричные операции», «греческие буквы», «символьные операции».

Кратко рассмотрим основные особенности использования Mathcad.

Структура документа. Алфавит и лексика. В Mathcad отдельные части программы (операторы, переменные, константы, подпрограммы, комментарии) могут быть расположены на листе в произвольном порядке. При этом необходимо помнить, что вычисления производятся сверху вниз и слева направо. Mathcad позволяет использовать для обозначения констант и переменных латинские, русские и греческие буквы. Величины, обозначенные прописными и строчными буквами, программа понимает как разные,

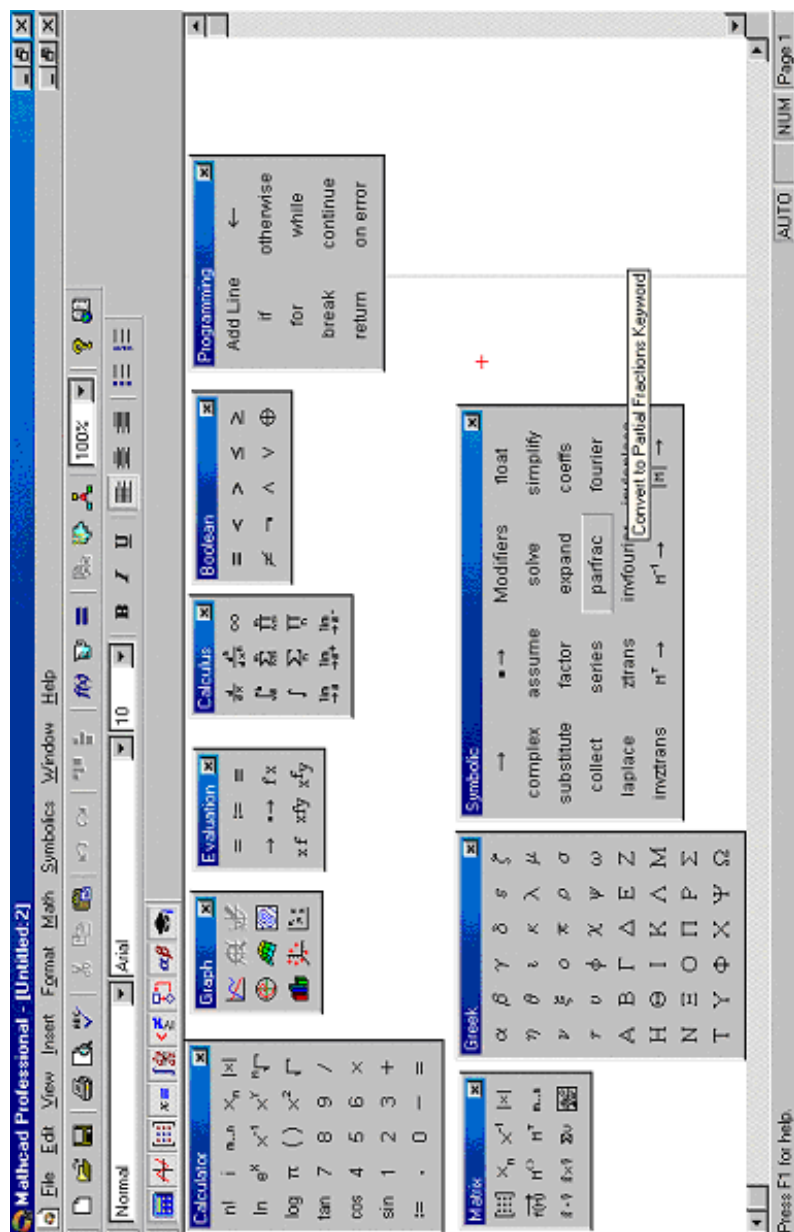


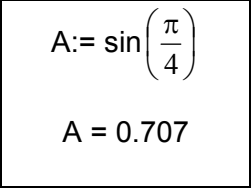
Рис. П1. Вид оболочки Mathcad

т.е. две переменные могут быть обозначены, например, буквами R и r . Переменные и константы могут иметь название, состоящее из нескольких букв, причем в одном названии можно использовать вместе латинские, русские и греческие буквы.

Отметим, что значения чисел e и π уже известны Mathcad. Для обозначения десятичной точки может использоваться как «.», так и «,».

Основные математические операции. Для операции присваивания Mathcad использует символ «:=» (быстрая клавиша «:»). Символ «=» используется для отображения результата (рис. П.2). Кроме того, для оператора присваивания имеются специальные кнопки на панелях «калькулятор» и «вычисления». Для проведения основных математических операций – сложения, вычитания, умножения и деления – используются стандартные символы и соответствующие им кнопки на клавиатуре.

Все эти операции имеются также и на панели «калькулятор». Для расчета простейших математических функций (корней, логарифмов, степенных функций, тригонометрических функций) также имеются кнопки на панели «калькулятор». Эти же операции могут быть выполнены с использованием быстрых клавиш, которые приведены в табл. П.1.



The image shows a rectangular box representing a Mathcad worksheet. Inside the box, the first line contains the assignment statement $A := \sin\left(\frac{\pi}{4}\right)$. The second line shows the result of the calculation, $A = 0.707$.

Рис. П.2. Операция присваивания

Организация цикла в Mathcad. Программа позволяет просто организовывать безусловные циклы. Для этого достаточно назначить цикловую переменную, присвоить ей диапазон изменения и, если это необходимо, шаг. Начальное и конечное значение диапазона разделяются многоточием (быстрая клавиша «;»). По умолчанию нумерация элементов массивов в Mathcad начинается с нуля, но при желании начальное значение индекса может быть изменено пользователем. Примеры задания индекса циклов в Mathcad приведены на рис. П.3. Для отображения значения одного из элементов вектора или матрицы необходимо набрать имя вектора или матрицы с индексами, обозначающими номер элемента (пример см. на рис. П.4).

$i := 0..10$	$j := 0,2..10$	$k := 10,9..0$	$n := 5,-1..-20$
$i =$	$j =$	$k =$	$n =$
0	0	10	5
1	2	9	-1
2	4	8	-7
3	6	7	-13
4	8	6	-19
5	10	5	
6		4	
7		3	
8		2	
9		1	
10		0	

Рис. П.3. Примеры задания циклов в Mathcad

Использование функций. Пользовательские функции. Встроенные процедуры и функции Mathcad. Синтаксическое описание пользовательских функций в Mathcad и обращение к ним выполняются достаточно просто. Для вызова функции необходимо указать имя функции и в круглых скобках соответствующие параметры.

$$\begin{aligned}
 i &:= 0..10 \\
 x_i &:= \frac{\pi}{2} \cdot \frac{i}{10} \\
 f_i &:= \sin(x_i)
 \end{aligned}$$

Рис. П.4. Операции с векторами

Примеры использования функций показаны на рис. П.2, П.4–П.8.

Для задания пользовательской функции в Mathcad необходимо указать имя функции и в скобках перечислить переменные (см. рис. П.6). В правой части описания функции после знака присваивания должна содержаться зависимость объявленной пользовательской функции от указанных переменных. Здесь необходимо сделать два замечания. Зависимость в правой части может включать в себя переменные, отсутствующие в левой части, но при этом они должны быть определены в документе выше, чем задана функция. Кроме

того, описание функции в левой части может содержать большее число переменных, чем зависимость в правой части. Эти два случая проиллюстрированы на рис. П.7. Пользовательские функции могут также содержать обращения к другим функциям, при этом в качестве переменных в левой части указываются все переменные, описывающие как функцию верхнего уровня, так и вложенную функцию (см. рис. П.7).

$$\cos(0.5) = 0.878$$

$$\operatorname{asin}(1) = 1.571$$

Рис. П.5. Использование функций в Mathcad

$$f(x, y, z) := 5 \cdot x^2 + 3 \cdot y^3 \cdot z$$

$$a := f(1, 2, 4)$$

$$a = 101$$

$$f(2, 4, 1) = 212$$

Рис. П.6. Задание пользовательских функций в Mathcad и их использование

$$A := 3$$

$$f(x, t) := A \cdot \sin(x)$$

$$f(1, 0) = 2.524$$


$$f(1, 100) = 2.524$$

Рис. П.7. Особенности использования функций

Mathcad содержит огромное количество встроенных функций: математических, логических, символьных и т.д. В число математических функций входят как простейшие функции (тригонометрические, алгебраические, гиперболические, логарифмические, матричные и т.д.), так и функции, позволяющие с применением численных методов решать сложные физические задачи: поиск корней систем уравнений, численное интегрирование, решение краевых задач, преобразования Фурье и др.

Примеры использования встроенных функций приведены на рис. П.2, П.4, П.5, П.8.

Для добавления в программу встроенной функции Mathcad могут быть использованы два способа: можно ввести «вручную» имя функции и ее параметры, а можно воспользоваться кнопкой «вставить

функцию»  на панели инструментов.

При этом появится окно (рис. П.9), содержащее перечень встроенных функций Mathcad, разделенных на несколько групп. Кроме того, в нижней части окна для каждой функции приведено краткое ее описание. Некоторые встроенные функции Mathcad, которые будут использоваться в лабораторных работах, описаны в табл. П.2.

Графики в Mathcad. Как уже говорилось выше, Mathcad включает встроенный математический пакет, имеющий достаточно широкие возможности. Для добавления двумерного графика в декартовой системе координат можно использовать соответствующие быстрые клавиши (см. табл. П.1), панель «Графика» или использовать меню «Графика» из закладки «Вставить». При этом на экране появится окно, изображенное на рис. П.10. Окно имеет четыре поля. Под графиком в середине имеется поле, в котором указывается аргумент функции, в полях по краям – диапазон построения графика.

В поле слева от графика указывается функция, которая будет построена (пример см. на рис. П.11). Вместо аргумента и функции могут быть указаны имена двух массивов. Этот случай показан на рис. П.12. Если число элементов обоих векторов одинаково, то индекс у имен массивов может быть опущен. Диапазон изменения функции также при необходимости может быть указан слева от графика. Аналогичным образом может быть построен и график в полярных координатах.

Функции Бесселя

$$\text{In}(0,0) = 1$$

Действительная часть комплексного числа

$$\text{Re}(1 + 2i) = 1$$

Чтение в массив из файла

$$\text{file} := \text{READPRN}(\text{"data.txt"})$$

Гиперболический косинус

$$\cosh(1) = 1.543$$

Логарифм

$$\log(64,2) = 6$$

Число столбцов матрицы

$$M := \begin{pmatrix} 1 & 2 & 2 \\ 3 & 4 & 5 \\ 7 & 8 & 6 \end{pmatrix}$$

$$\text{cols}(M) = 3$$

Рис. П.8. Примеры использования встроенных функций Mathcad

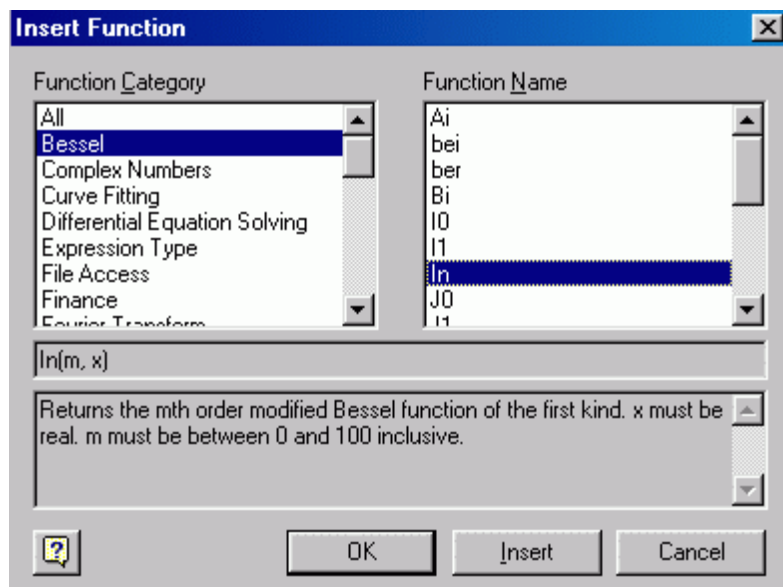


Рис. П.9. Добавление встроенных функций Mathcad

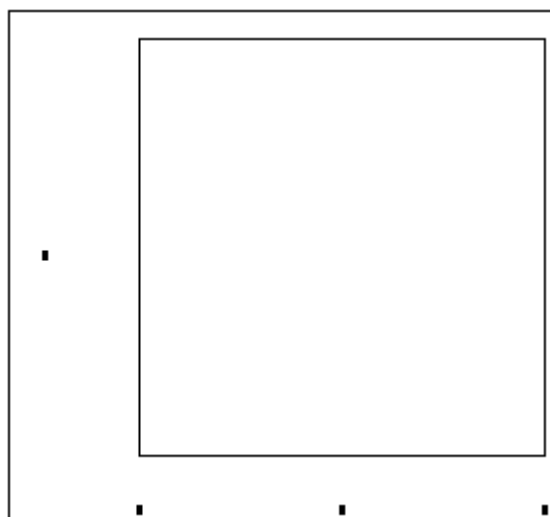


Рис. П.10. Окно двумерного графика

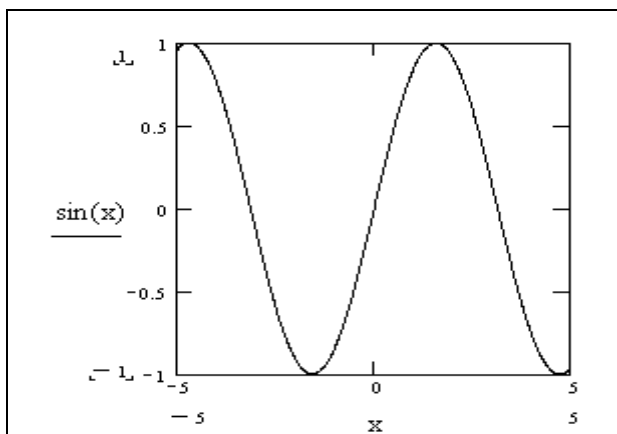


Рис. П.11. Двумерный график в Mathcad

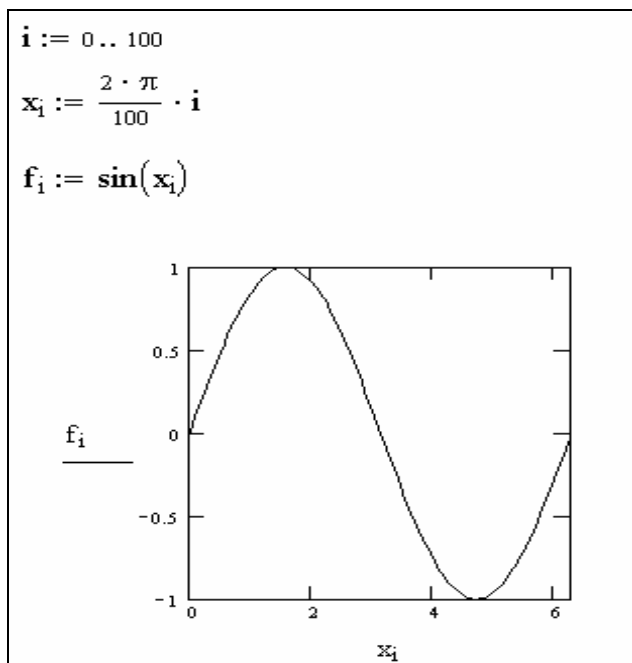


Рис. П.12. Построение графика ранее рассчитанной функции

Mathcad имеет ряд удобных встроенных функций для обработки графиков. Так, функция «zoom» позволяет увеличить часть графика для лучшего рассмотрения. Функция «trace» позволяет считывать аргумент и значение функции прямо с графика. Использование этих функций проиллюстрировано на рис. П.13.

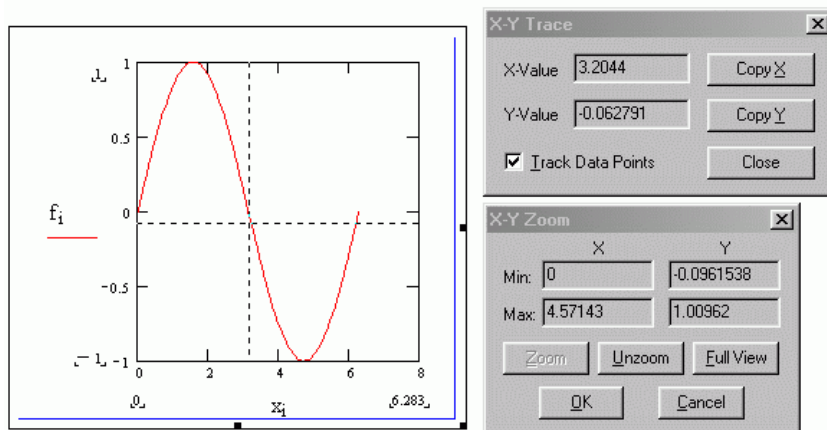


Рис. П.13. Функции «zoom» и «trace»

Mathcad также позволяет строить трехмерные графики. При добавлении трехмерного графика на экране появится окно, в котором имеется поле для записи имени двумерной матрицы, которая будет построена. Пример построения трехмерного графика показан на рис. П.14. Mathcad также позволяет строить графики линии уровня, векторные поля, столбчатые диаграммы. Построение этих графиков производится аналогично.

Использование подпрограмм. Mathcad позволяет создавать сложные пользовательские функции, которые удобно оформлять в виде подпрограмм. В левой части подпрограмма содержит имя функции и параметры, от которых она будет рассчитываться. В правой части содержится описание подпрограммы. Описание слева ограничивается вертикальной чертой. При описании математических операторов в подпрограммах используется панель «Программирование».

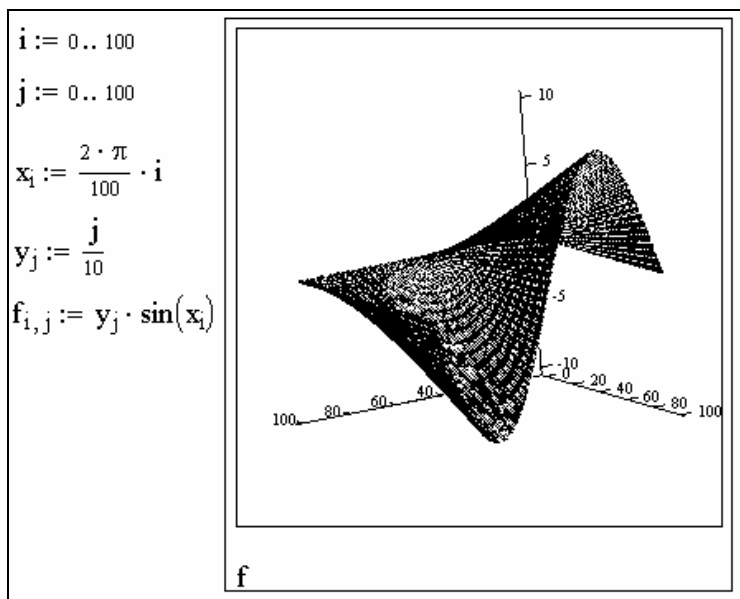


Рис. П.14. Трехмерный график в Mathcad

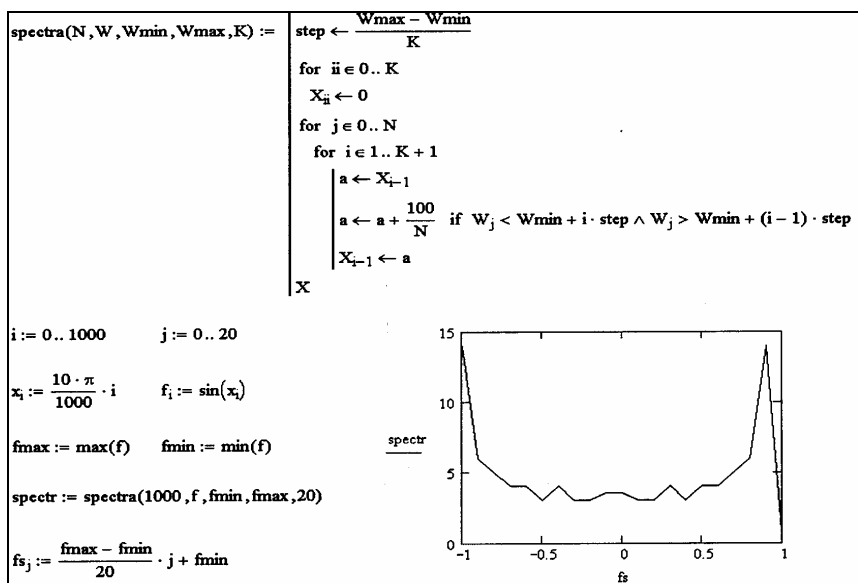


Рис. П.15. Пример использования подпрограммы в Mathcad

На рис. П.15 показан пример подпрограммы, которая позволяет рассчитывать спектральное распределение функции. Здесь W – вектор, содержащий значения исследуемой функции в узлах сетки, W_{\max} и W_{\min} – максимальное и минимальное значения функции на участке исследования, N – узлов сетки, K – число элементов в векторе, отображающем спектральное распределение.

Приведенная выше информация о программировании в среде Mathcad является достаточной для выполнения лабораторных работ.

Таблица П.1

Быстрые клавиши Mathcad

Операция	Клавиши	Пример
Присвоение	:	$a := 2.5$
Тождественно равно	\sim	$a \equiv b$
Не равно	Ctrl + 3	$a \neq b$
Меньше или равно	Ctrl + 9	$a \leq b$
Больше или равно	Ctrl + 10	$a \geq b$
Бесконечность	Ctrl + Shift + Z	∞
Корень	$\sqrt{}$	\sqrt{a}
Корень порядка n	Ctrl + $\sqrt{}$	$\sqrt[n]{a}$
Степенная функция	Shift + 6	$10^2, a^b$
Модуль, определитель матрицы		$ x $
Факториал	Shift + 1	$n!$
Сумма ряда	Shift + 4	$\sum_n a_n$
Определенный интеграл	Shift + 7	$\int_a^b x dx$
Дифференциал	Shift + /	$\frac{d}{dx}$
Дифференциал порядка n	Ctrl + Shift + /	$\frac{d^2}{d^2 x}$
Предел	Shift + L	$\lim_{x \rightarrow \infty} f(x)$
Добавить матрицу	Ctrl + M	

Продолжение табл. П.1

Операция	Клавиши	Пример
Нижний индекс матрицы или вектора	[$A_{1,2}$
Сумма элементов вектора	Ctrl + 4	
Транспонирование матрицы	Ctrl + 1	M^T
Диапазон изменения в цикле	;	$A := 0..100$
Добавить график в двумерных декартовых координатах	Shift + 2	
Добавить график в трехмерных декартовых координатах	Ctrl + 2	
Добавить график в двумерных круговых координатах	Ctrl + 7	
Добавить график линий уровня	Ctrl + 5	
Добавить линию для подпрограммы]	см. рис. П.15
Определить переменную в подпрограмме	{	
Условный оператор if	}	
Цикл for	Ctrl + “	

Таблица П.2

Встроенные функции Mathcad

Функция	Обращение	Описание
<i>Тригонометрические функции</i>		
Синус	$\sin(x)$	x – аргумент (в радианах)
Косинус	$\cos(x)$	
Тангенс	$\tan(x)$	
Котангенс	$\cot(x)$	
Арксинус	$\text{asin}(x)$	x – аргумент ($-1 \leq x \leq 1$)
Арккосинус	$\text{acos}(x)$	
Арктангенс	$\text{atan}(x)$	x – аргумент
<i>Гиперболические функции</i>		
Синус гиперболический	$\sinh(x)$	x – аргумент (в радианах)
Косинус гиперболический	$\cosh(x)$	
Тангенс гиперболический	$\tanh(x)$	

Функция	Обращение	Описание
<i>Функции Бесселя</i>		
Функция Бесселя: - нулевого порядка - первого порядка - произвольного порядка	$J_0(x)$ $J_1(x)$ $J_n(n, x)$	x – аргумент x – аргумент, n – порядок
Модифицированная функция Бесселя: - нулевого порядка - первого порядка - произвольного порядка	$I_0(x)$ $I_1(x)$ $I_n(n, x)$	x – аргумент x – аргумент, n – порядок
<i>Логарифмические и потенциальные функции</i>		
Натуральный логарифм	$\ln(x)$	x – аргумент
Логарифм	$\log(x, [a])$	x – аргумент, a – показатель, если $a=0$, то вычисляется десятичный логарифм
Экспонента	$\exp(x)$	x – аргумент
<i>Функции округления</i>		
Округление	$\text{round}(x, n)$	x – аргумент, n – порядок округления; если $n=0$, то округление до целой величины; если $n<0$, то округление проводится до десятков, сотен, тысяч и т.д.
Округление до целого	$\text{trunc}(x, n)$	x – аргумент
<i>Встроенные численные методы</i>		
<i>Решение систем дифференциальных уравнений</i>		
Метод Рунге – Кутты 4-го порядка с постоянным шагом	$\text{rkfixed}(y, x1, x2, N, D)$	y – вектор начальных данных, $[x1, x2]$ – диапазон интегрирования, N – число точек сетки, D – система дифференциальных уравнений (или одно уравнение)

Функция	Обращение	Описание
Метод Рунге – Кутты 4-го порядка с переменным шагом	$\text{Rkadapt}(y, x1, x2, N, D)$	y – вектор начальных данных, $[x1, x2]$ – диапазон интегрирования, N – число столбцов в матрице, отображающей результат интегрирования, D – система дифференциальных уравнений (или одно уравнение)
Метод Булирха – Штоера	$\text{Bulstoer}(y, x1, x2, N, D)$	y – вектор начальных данных, $[x1, x2]$ – диапазон интегрирования, N – число столбцов в матрице, отображающей результат интегрирования, D – система дифференциальных уравнений (или одно уравнение)
Преобразования Фурье		
Прямое	$\text{fft}(v)$	v – вектор, содержащий 2^n элементов, n – целое
Обратное	$\text{cfft}(v)$	v – вектор, содержащий $2^{n-1} + 1$ элементов, n – целое
Решение уравнений (систем уравнений)		
Системы линейных уравнений	$\text{lsolve}(M, v)$	Возвращает решение x системы уравнений вида $M \cdot x = v$
Поиск корней уравнений	$\text{root}(f(x), x, [a, b])$	$f(x)$ – функция, корни которой будут найдены, x – переменная, $[a, b]$ – диапазон, в котором будет производиться решение

РАБОТА №3

Движение заряженных частиц в однородных электрических и магнитных полях

Основные понятия

Физическая электроника включает в себя следующие разделы: вакуумная, полупроводниковая и плазменная электроника (рис.1.1). На физическом факультете ПГНИУ раздел “Полупроводниковая электроника” изучается как отдельная дисциплина и в настоящем курсе подробно не рассматривается.

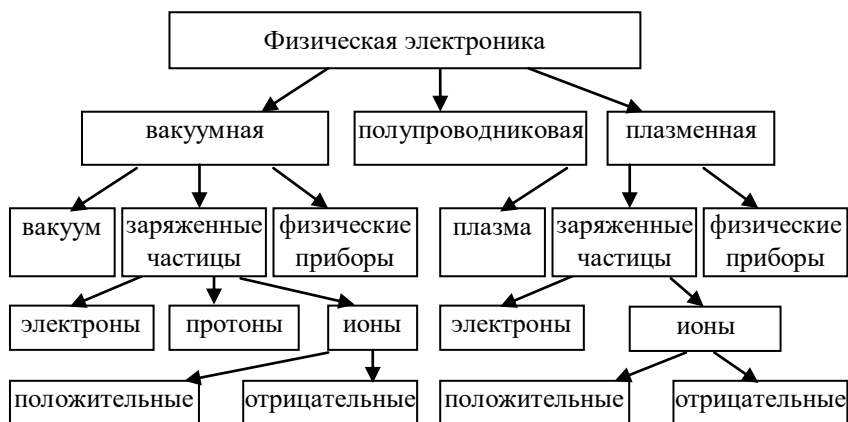


Рис.1.1. Структура курса “Физическая электроника”

Атом – мельчайшая частица вещества, на которые оно может быть разложено химическими методами. Атом состоит из ядра, находящегося в центре атома, и электронной оболочки. Составными частями ядра являются протоны и нейтроны. Электрон, протон и нейтрон – элементарные частицы, заряд и масса которых приведены в табл. 1.

Табл. 1. Заряд и масса элементарных частиц

Элементарная частица	Заряд	Масса
Электрон	$-1.6022 \cdot 10^{-19}$ Кл	$9.1096 \cdot 10^{-31}$ кг
Протон	$1.6022 \cdot 10^{-19}$ Кл	$1.6726 \cdot 10^{-27}$ кг
Нейтрон	0	$1.6749 \cdot 10^{-27}$ кг

Элементарный заряд $q_e = 1.6022 \cdot 10^{-19}$ Кл – это наименьшее количество электричества, которым может обладать элементарная частица. Любой электрический заряд является целочисленным кратным этого заряда.

Электрически заряженные ионы образуются при отрыве или присоединении электрона к нейтральному атому, молекуле или частице, образованной несколькими молекулами (кластерный ион). Отрицательно заряженные ионы обычно имеют один дополнительный электрон, а в положительно заряженных ионах нет одного или нескольких электронов (многозарядный ион).

Вакуумом называется состояние газа при давлениях, существенно ниже атмосферного. Давление часто измеряется во внесистемных единицах – миллиметрах ртутного столба, в этих единицах нормальное атмосферное давление, измеренное на уровне Средиземного моря, составляет $P_{\text{атм}} \approx 760$ мм рт. ст. В системе СИ единицей измерения давления является 1 паскаль, при этом 1 мм рт. ст. = 133.322 Па.

Вакуум характеризуется соотношением средней длины свободного пробега λ молекул газа и размера d , характерного для каждого конкретного процесса или прибора. Таким размером могут быть расстояние между стенками вакуумной камеры, диаметр вакуумного трубопровода, расстояние между электродами электровакуумного прибора и т.д. Средняя длина свободного пробега молекулы газа $\lambda = \bar{v}/Z$, где \bar{v} – средняя скорость молекул, Z – число столкновений молекулы за единицу времени. Среднюю длину свободного пробега можно выразить через диаметр молекулы d_m и число молекул n в единице объема:

$$\lambda = 1 / (\sqrt{2} \pi d_m^2 n).$$

В табл.1.2 приведены характеристики различных степеней вакуума в зависимости от величины соотношения λ/d для $d \sim 10$ см, здесь же указан диапазон давлений в Па и мм рт. ст. и число молекул n в 1 м³. В низком вакууме преобладают столкновения молекул друг с другом, в высоком – со стенками камеры. В порах и каналах диаметром ~ 1 мкм высокому вакууму соответствует давление начиная с десятков и сотен мм рт. ст. (т.е. близкое к атмосферному), а в камерах для имитации космического пространства объемом в десятки кубических метров гра-

ница между средним и высоким вакуумом составляет порядка 10^{-5} мм рт. ст.

Табл.1.2. Характеристики различных степеней вакуума

Единица измерения	Вакуум			
	низкий	средний	высокий	сверхвысокий
λ/d	$\ll 1$	~ 1	$\gg 1$	$\gg 1$
P , Па	$10^5 \div 133$	$133 \div 1.33 \cdot 10^{-1}$	$1.33 \cdot 10^{-1} \div 1.33 \cdot 10^{-5}$	$\ll 1.33 \cdot 10^{-6}$
P , мм рт. ст.	$750 \div 1$	$1 \div 10^{-3}$	$10^{-3} \div 10^{-7}$	$\ll 10^{-8}$
n , число молекул в 1 м^2	$10^{25} \div 10^{22}$	$10^{22} \div 10^{19}$	$10^{19} \div 10^{16}$	$\leq 10^{15}$

Понятие сверхвысокого (глубокого) вакуума связывается со временем τ , необходимым для образования мономолекулярного слоя молекул газа, адсорбированного на поверхности твердого тела в вакууме (стенки сосуда, электроды), которое оценивается по формуле $\tau = \eta \cdot 10^{-6} / P$, где η – коэффициент захвата частицы поверхностью. Сверхвысоким вакуумом называется область давлений $P < 10^{-8}$ мм рт. ст., когда τ больше нескольких минут.

1.2. Уравнение движения заряженных частиц в электрических и магнитных полях

При движении заряженных частиц в электрических и магнитных полях в вакууме гравитационной силой, действующей на заряженные частицы, можно пренебречь, т.к. она на много порядков меньше электрических и магнитных сил. Таким образом, на частицу массой m и зарядом q в электрическом и магнитном полях действует сила

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v} \times \vec{B}].$$

Движение заряженной частицы описывается классическим законом Ньютона:

$$\frac{d(m\vec{v})}{dt} = q\vec{E} + q[\vec{v} \times \vec{B}],$$

согласно которому изменение импульса за единицу времени равно силе. В такой формулировке закон движения справедлив и для релятивистских скоростей, когда $v \rightarrow c$, где c – скорость света и m – релятивистская масса. При малых скоростях, когда m может быть отождествлена с массой покоя m_0 , можно записать

$$\frac{md\vec{v}}{dt} = q\vec{E} + q[\vec{v} \times \vec{B}]. \quad (1.1)$$

Векторы напряженности электрического поля и индукции магнитного поля в общем случае являются функциями координат и времени $\vec{B} = \vec{B}(\vec{r}, t)$. Интегрирование уравнения движения возможно только тогда, когда поля \vec{B} известны. Задача упрощается, если напряженность электрического поля и индукция магнитного поля не зависят от времени и их изменение в пространстве выражается простым законом. В дальнейшем мы сначала рассмотрим движение в простых полях, а затем постепенно перейдем к более сложным полям.

В приводимых рассуждениях не учитываются поправки, связанные с электромагнитным излучением, возникающим вследствие ускоренного движения заряженной частицы.

1.3. Энергетические соотношения в статических полях

Описание процесса движения частицы на основании уравнения движения может быть очень сложным и тогда, когда временное изменение полей не учитывается, т.е. когда напряженности полей являются только функциями координат \vec{r} . Несмотря на это, можно, не строя специальных предположений относительно структуры поля и не рассматривая подробно само движение, вывести соотношения для энергии движущейся частицы. Предположим, что частица в течение интервала времени от t_1 до t_2 движется между точками P_1 и P_2 по выбранной траектории (рис.1.2). Проинтегрируем обе части уравнения (1.1) вдоль указанного отрезка:

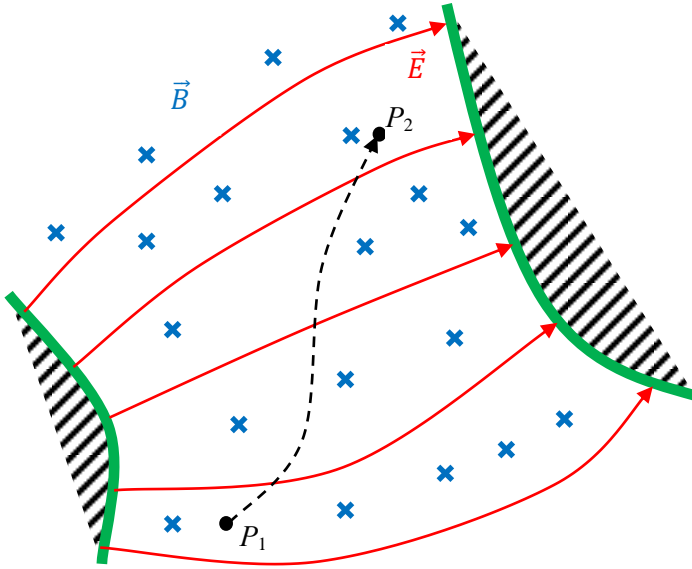


Рис.1.2. Движение заряженной частицы в статических электрическом и магнитном полях

$$\int_{P_1}^{P_2} m \frac{d\vec{v}}{dt} d\vec{r} = q \int_{P_1}^{P_2} \vec{E} d\vec{r} + q \int_{P_1}^{P_2} [\vec{v} \times \vec{B}] d\vec{r}.$$

Левую часть этого уравнения можно переписать в форме

$$\int_{P_1}^{P_2} m \frac{d\vec{v}}{dt} d\vec{r} = \int_{v_1}^{v_2} m \frac{d\vec{r}}{dt} d\vec{v} = \int_{v_1}^{v_2} m \vec{v} d\vec{v} = \frac{1}{2} m \vec{v}_2^2 - \frac{1}{2} m \vec{v}_1^2.$$

Первый член правой части выражается следующим образом:

$$q \int_{P_1}^{P_2} \vec{E} d\vec{r} = -q \int_{P_1}^{P_2} \text{grad} U d\vec{r} = (U_1 - U_2)q.$$

Второй член в правой части равен нулю: векторы \vec{v} и $d\vec{r}$ параллельны, так что значение смешанного векторного произведения равно нулю:

$$[\vec{v} \times \vec{B}] d\vec{r} = 0.$$

В результате получим

$$\frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = (U_1 - U_2)q -$$

закон сохранения энергии. Левая часть уравнения представляет собой изменение кинетической, правая часть – изменение потенциальной энергии частицы в точках P_1 и P_2 . Магнитное поле не вошло в это энергетическое соотношение. Форма траектории, конечно, зависит и от магнитного поля, но оно может изменить только направление, а не скорость частицы, т.к. сила, обусловленная воздействием магнитного поля, в любой точке траектории перпендикулярна направлению вектора скорости частицы. Обычно закон сохранения энергии записывают в виде

$$\frac{mv_1^2}{2} + qU_1 = \frac{mv_2^2}{2} + qU_2. \quad (1.2)$$

Если известен потенциал электрического поля, то соотношение (1.2) можно использовать для определения скорости частицы в любой точке пространства:

$$v_2 = \sqrt{\frac{2q(U_1 - U_2)}{m} + v_1^2}. \quad (1.3)$$

Если принять, что разность потенциалов между двумя точками $U_1 - U_2 = U$ и начальная скорость в точке P_1 равна нулю, то

$$v_2 = \sqrt{\frac{2qU}{m}}. \quad (1.4)$$

Скорость в любом статическом электрическом и магнитном поле может быть рассчитана по формуле (1.3) или если начальная скорость равна нулю, то по формуле (1.4).

Если известно, что частица обладает определенным зарядом, то ускоряющее напряжение однозначно характеризует изменение энергии частицы. Это делает целесообразным введение новой единицы энергии. Самой употребительной единицей измерения работы и энергии в электронике является электрон-вольт. 1 эВ – это энергия, которую получает частица, обладающая зарядом $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл при прохождении разности потенциалов в 1 В. Отсюда следует: 1 эВ = $1.6 \cdot 10^{-19}$ Дж, или 1 Дж = $1/1.6 \cdot 10^{-19}$ эВ = $6.24 \cdot 10^{18}$ эВ.

ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ОДНОРОДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

2.1. Движение заряженных частиц в однородном статическом электрическом поле

2.1.1. Заряженная частица движется с произвольной начальной скоростью

Однородное статическое поле возникает между пластинами заряженного плоского конденсатора, при этом линейные размеры пластин конденсатора – длина l и ширина h – должны быть много больше расстояния между пластинами d , как показано на рис.2.1. Напряженность электрического поля $E = U/d$.

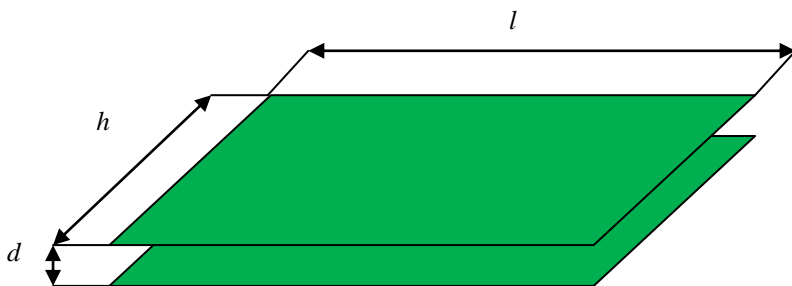


Рис.2.1. Плоский конденсатор

На рис.2.2 схематически показано движение частицы с зарядом $+q$ и массой m между пластинами плоского конденсатора (вид сбоку), имеющими разность потенциалов U . На заряженную частицу действует сила со стороны электрического поля $\vec{F} = q\vec{E}$. Уравнение движения заряженной частицы имеет вид

$$\frac{md\vec{v}}{dt} = q\vec{E}.$$

Частица движется с ускорением, постоянным по величине и направлению:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{a} = q \frac{\vec{E}}{m}.$$

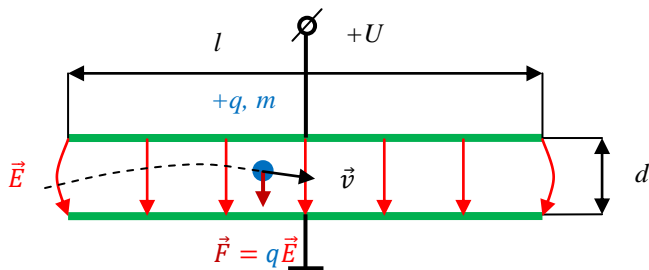


Рис.2.2. Движение заряженной частицы в поле плоского конденсатора

Таким образом, для любого момента времени t скорость частицы

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \int_{t_0}^t q \frac{\vec{E}}{m} dt = q \frac{\vec{E}}{m} (t - t_0) + \vec{v}_0,$$

если в момент времени $t = t_0$ частица имела скорость, равную v_0 . Радиус-вектор частицы в системе координат, связанной с неподвижным конденсатором, выражается в форме

$$\vec{r} - \vec{r}_0 = \int_{t_0}^t \frac{d\vec{r}}{dt} dt = \int_{t_0}^t \vec{v} dt = q \frac{\vec{E}}{m} \int_{t_0}^t (t - t_0) dt + \vec{v}_0 \int_{t_0}^t dt.$$

Отсюда в конечном итоге получим

$$\vec{r}(t) = \frac{1}{2} q \frac{\vec{E}}{m} (t - t_0)^2 + \vec{v}_0 (t - t_0) + \vec{r}_0$$

при условии, что в момент времени $t = t_0$ радиус-вектор частицы был \vec{r}_0 . В последнем уравнении величина $\vec{v}_0(t - t_0)$ соответствует движению с постоянной скоростью \vec{v}_0 , а первый член характеризует равноускоренное движение в направлении поля. Траектория движения частицы представлена на рис.2.3,а.

Выберем систему координат таким образом, чтобы ось y была параллельна и противоположно направлена по отношению к вектору E (рис.2.3,б). Пусть частица в момент времени $t_0 = 0$ начинает двигаться из исходной точки $\vec{r}_0 = 0$ с начальной скоростью \vec{v}_0 . Тогда уравнения движения запишутся в виде

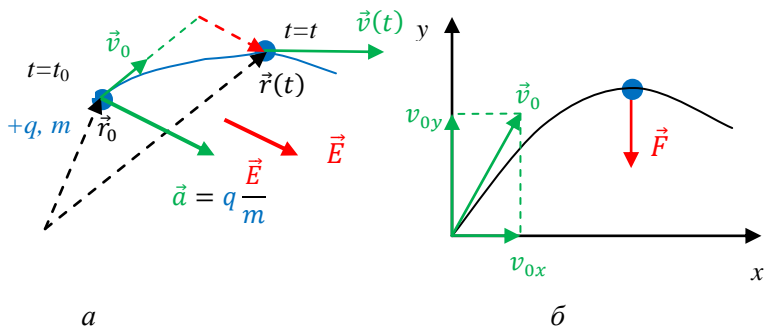


Рис.2.3. Движение заряженной частицы в однородном электрическом поле: *a* – в полярной, *б* – в прямоугольной системе координат

$$\begin{aligned}\vec{a} &= q \frac{\vec{E}}{m}, \\ \vec{v} &= q \frac{\vec{E}}{m} t + \vec{v}_0, \\ \vec{r} &= \frac{1}{2} q \frac{\vec{E}}{m} t^2 + \vec{v}_0 t\end{aligned}$$

и могут быть разложены на компоненты

$$\begin{aligned}a_x &= 0, \\ a_y &= -q \frac{E}{m}, \\ v_x &= v_{0x}, \\ v_y &= -q \frac{E}{m} t + v_{0y}, \\ x &= v_{0x} t, \\ y &= -\frac{1}{2} q \frac{E}{m} t^2 + v_{0y} t.\end{aligned}$$

Из этих уравнений можно рассчитать все интересующие нас величины, например траекторию частицы. Если переменную $t = x/v_{0x}$ исключить из последнего уравнения, то получим

$$y = -\frac{1}{2} q \frac{E}{m v_{0x}^2} x^2 + \frac{v_{0y}}{V_{0x}} x.$$

Отсюда видно, что траектория движения заряженной частицы в однородном электрическом поле имеет вид параболы.

2.1.2. Заряженная частица движется с нулевой начальной скоростью

Рассмотрим важный в практике случай, когда заряженная частица начинает двигаться из начала системы координат с начальной скоростью, равной нулю. Тогда уравнение движения имеет вид

$$\begin{aligned} a_x &= 0, \\ a_y &= -q \frac{E}{m}, \\ v_x &= 0, \\ v_y &= -q \frac{E}{m} t, \\ x &= 0, \\ y &= -\frac{1}{2} q \frac{E}{m} t^2. \end{aligned}$$

Эти уравнения описывают свободное движение частицы в стационарном электрическом поле. Если расстояние между пластинами конденсатора равно d , то полная продолжительность полета выразится формулой

$$t_d = \sqrt{2d \frac{m}{qE}}.$$

Достигнув нижнего электрода, ускоренная частица сталкивается с ним, передавая ему свою кинетическую энергию, что приводит к нагреванию электрода. Если в нижнем электроде вырезано отверстие (рис.2.4), то частица, пролетев сквозь отверстие, будет продолжать дальнейшее движение со скоростью

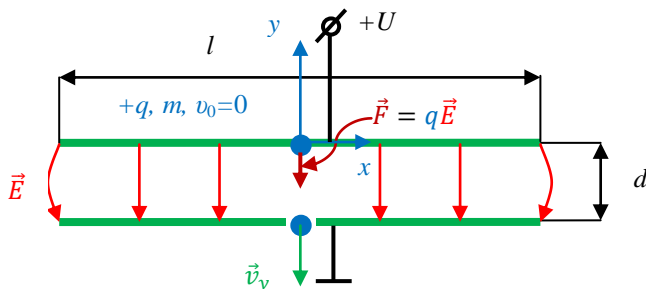


Рис.2.4. Ускорение заряженной частицы в поле плоского конденсатора

$$v_y = \sqrt{\frac{2qU}{m}}. \quad (2.1)$$

Произошло превращение потенциальной энергии $W_{\text{п}} = qU$ в кинетическую

$$W = \frac{1}{2}mv^2.$$

2.1.3. Времяпролетный масс-спектрометр

Как видно из формулы (2.1), скорость ускоренной заряженной частицы зависит от ее массы, поэтому конечные скорости частиц с одинаковым зарядом, но разными массами будут различны. На этом принципе работает импульсный времяпролетный масс-спектрометр, схема которого приведена на рис.2.5.

Исследуемая смесь нейтральных газов малого давления, например водорода и дейтерия, поступает в ионизационную камеру. Короткий импульс $\tau_{\text{ион}} \sim 1$ мкс анодного напряжения $U_{\text{а}}$ создает поток электронов, однократно ионизирующих часть нейтральных атомов газовой смеси, превращая их в протоны и

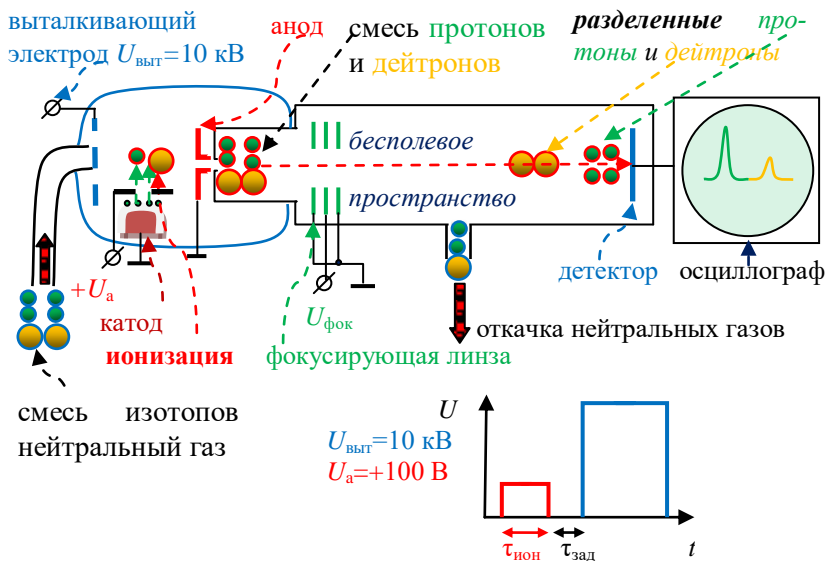


Рис.2.5. Времяпролетный масс-спектрометр

дейтроны. После окончания импульса $\tau_{\text{ион}}$ анодного напряжения U_a с небольшой временной задержкой $\tau_{\text{зад}}$ на выталкивающий электрод подается большое положительное напряжение $U_{\text{выт}}$, как показано на временной диаграмме внизу рис.2.5. Длительность импульса $\tau_{\text{выт}}$ подбирается так, чтобы все ионы вышли из ионизационной камеры. Для увеличения разрешающей способности применяется ионная линза. Сгусток протонов и дейтронов влетает в бесполовое пространство, где он делится на отдельные группы. Эти группы ионов, попадая на детектор, создают два импульса тока, регистрируемые осциллографом. Неионизированный газ откачивается из установки с помощью насоса.

Для оценки найдем скорость и время пролета ионов изотопов водорода – протона с массой $m_p = 1.67 \cdot 10^{-27}$ кг и дейтрона с $m_d \approx 2m_p$, полученные ими при ускорении разностью потенциалов $U = 10$ кВ. Заряды ионов $q_p = q_d = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

$$v_p = \sqrt{\frac{2 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^4}{1.67 \cdot 10^{-27}}} = 1.39 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}},$$

$$v_d = \frac{1.39 \cdot 10^6}{\sqrt{2}} = 0.98 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Расстояние $l = 3.5$ м протоны и дейтроны проходят за время $t_p = l/v_p = 3.5/1.39 \cdot 10^6 = 2.5$ мкс и $t_d = l/v_d = 3.5/0.98 \cdot 10^6 = 3.6$ мкс. Таким образом при длительности ионизирующего импульса $\tau_{\text{ион}} = 1$ мкс пучки протонов и дейтронов, дошедшие до детектора, оказываются пространственно разделенными и на регистрирующем осциллографе наблюдается два импульса. При всей принципиальной простоте даже наипростейшая конструкция времяпролетного масс-спектрометра оказывается большой по размерам. В настоящее время компактные, но более сложные схемы времяпролетных масс-спектрометров широко используются в различных целях – от экспресс-анализа газового состава атмосферы до контроля состояния космического пространства при установке на борту космических аппаратов.

2.1.4. Электростатическая отклоняющая система

Заряженная частица влетает в поле плоского конденсатора с начальной скоростью v_{0x} , перпендикулярной силовым линиям

электрического поля (рис.2.6). Направление поля в этом случае совпадает с направлением оси y . Уравнения движения имеют вид

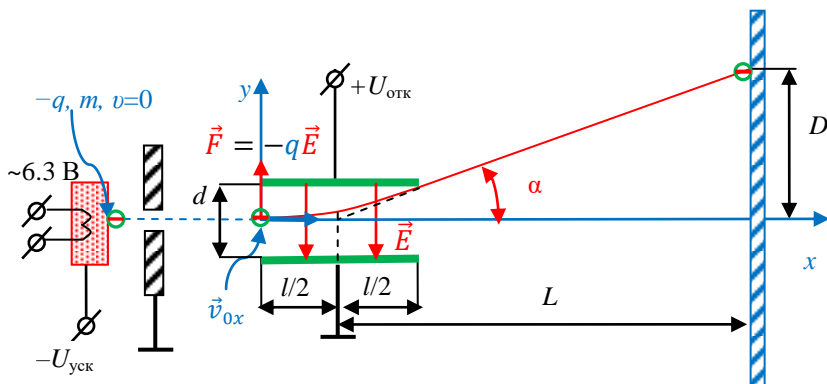


Рис.2.6. Электростатическая отклоняющая система

$$x = v_{0x}t,$$

$$y = \frac{1}{2} \frac{q}{m} E t^2,$$

отсюда следует уравнение траектории

$$y = \frac{1}{2} \frac{q}{m} \frac{E}{v_{0x}^2} x^2.$$

Рассчитаем, насколько велико вызванное полем отклонение пучка, измеренное на экране, расположенном на расстоянии L от середины конденсатора. После выхода из поля частица движется дальше прямолинейно с постоянной скоростью. Если использовать обозначения рис.2.6, то для угла, характеризующего направление траектории в момент выхода частицы из поля, справедливо соотношение

$$\tan \alpha = \left. \frac{dy}{dx} \right|_{x=l} = \frac{qE}{m v_{0x}^2} x \Big|_{x=l} = \frac{qEl}{m v_{0x}^2}.$$

Отклонение

$$D = L \tan \alpha = \frac{qElL}{m v_{0x}^2}.$$

Таким образом, отклонение обратно пропорционально кинетической энергии заряженной частицы. Заряженные частицы

получают начальную скорость за счет ускоряющего напряжения $U_{\text{уск}}$, тогда

$$v_{0x}^2 = \frac{2qU_{\text{уск}}}{m}.$$

Напряженность электрического поля E между отклоняющими пластинами определяется по формуле для плоского конденсатора:

$$E = U_{\text{откл}}/d.$$

где $U_{\text{откл}}$ – отклоняющее напряжение, d – расстояние между пластинами.

Получим окончательную формулу для отклонения:

$$D = \frac{lL}{2d} \frac{U_{\text{откл}}}{U_{\text{уск}}}.$$

Таким образом, отклонение тем больше, чем больше отклоняющее напряжение, чем меньше ускоряющее напряжение и чем больше расстояние до экрана. Характеристики частицы, заряд q и масса m , в уравнение не входят, поэтому с помощью устройства, представленного на рис.2.6, не могут быть определены.

Основной характеристикой отклоняющей системы является ее чувствительность – отклонение заряженной частицы на единицу отклоняющего напряжения:

$$\frac{D}{U_{\text{откл}}} = \frac{lL}{2d} \frac{1}{U_{\text{уск}}}.$$

При параметрах отклоняющей системы $d = 0.5 \cdot 10^{-2}$ м, $l = 1.25 \cdot 10^{-2}$ м, $L = 2 \cdot 10^{-1}$ м, $U_{\text{откл}} = 30$ В, $U_{\text{уск}} = 1$ кВ отклонение $D = 0.75 \cdot 10^{-2}$ м, а величина чувствительности $D/U_{\text{откл}} = 2.5 \cdot 10^{-4}$ м/В.

2.1.5. Электронно-лучевая трубка

Одной из основных частей осциллографа является электронно-лучевая трубка. Устройство электронно-лучевой трубки схематически показано на рис.2.7. Все ее основные элементы размещены в стеклянном баллоне, внутри которого создан высокий вакуум.

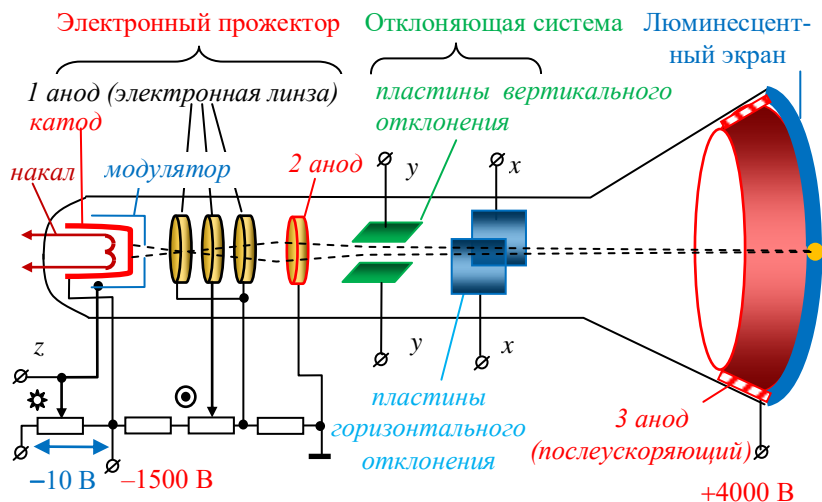


Рис.2.7. Устройство электронно-лучевой трубки

Источником электронов служит катод – никелевый стаканчик диаметром $2 \div 3$ мм. Внутри катода имеется подогреватель. Для повышения интенсивности термоэлектронной эмиссии торец катода покрыт оксидным слоем. Катод размещен внутри модулятора, выполненного в виде стаканчика с отверстием в торце. Модулятор выполняет те же функции, что и сетка электронной лампы. Изменением его потенциала регулируется (модулируется) интенсивность потока электронов, выходящих через его отверстие, и соответственно яркость пятна на экране. Подавая на модулятор отрицательный потенциал (до -10 В относительно катода), можно уменьшать электронный поток практически до нуля.

Вышедший из модулятора поток электронов является расходящимся. Для его фокусировки используется электронная линза – первый анод (см. 3.1.2). Поток электронов, сфокусированный в тонкий пучок (электронный луч), ускоряется в электрическом поле второго анода и попадает в отклоняющую систему. Систему электродов, формирующих электронный луч, называют электронным прожектором. Электронный луч отклоняется в нужном направлении, проходя горизонтальные и вер-

тикальные отклоняющие пластины. Регулируя величину напряжения между пластинами, можно направить луч в любую точку экрана. Дополнительное ускорение, необходимое для получения высокой яркости свечения люминофора на экране, происходит под действием высокого (единицы киловольт) напряжения третьего (последующего) анода, который представляет собой слой графита, нанесенного изнутри на боковую поверхность трубки вблизи экрана. В современных осциллографах число анодов может достигать до десяти, что позволяет осуществить точную фокусировку луча в любой точке экрана.

К горизонтально отклоняющим пластинам подводится линейно изменяющееся со временем напряжение $U_x(t)$, вызывающее перемещение луча с постоянной скоростью от левого края экрана к правому. Если напряжение имеет пилообразную форму (за линейным возрастанием следует быстрый спад и снова линейное возрастание), то движение луча будет периодически повторяться (рис.2.8). Луч вычерчивает на экране прямую линию, линейный масштаб которой соответствует определенному промежутку времени. Иными словами, промежуток времени “развертывается” в отрезок оси x . Такой процесс называется разверткой. Напряжение, выражающее время в определенном масштабе, называется развертывающим напряжением. Его период называется периодом развертки, а частота – частотой развертки. Источник развертывающего (пилообразного) напряжения называется генератором развертки.

Исследуемое напряжение $U_y(t)$ подается на вертикально отклоняющие пластины ЭЛТ. За время одного периода пилообразного напряжения луч вычерчивает кривую изменения во времени исследуемого сигнала. Наблюдаемое на экране изображение называют осциллограммой (рис.2.8).

Изображение представляется наблюдателю неподвижным, если луч при каждом ходе развертки прочерчивает на экране одну и ту же кривую. Это достигается тогда, когда период развертывающего напряжения T_p в точности равен или кратен периоду исследуемого сигнала T_c : $T_p = nT_c$, или частота $f_c = nf_p$ (n – целое число). Таким образом, напряжение развертки и исследуемое напряжение должны быть синхронными (одновременными).

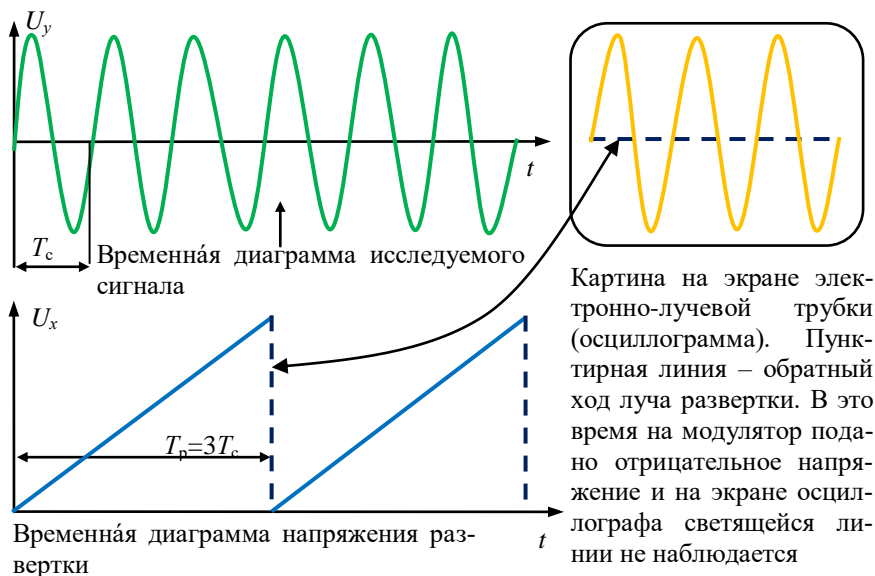


Рис.2.8. Принцип действия развертки осциллографа

ми). Это достигается синхронизацией генератора напряжения развертки исследуемым сигналом.

2.2. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле

Сила, действующая на заряженную частицу в однородном магнитном поле

$$\vec{F} = q[\vec{v} \times \vec{B}] = m \frac{d\vec{v}}{dt},$$

всегда направлена перпендикулярно скорости. Это означает, что магнитное поле влияет лишь на направление движения заряженной частицы, но не изменяет величины ее скорости. Это можно проверить: умножив написанное выше уравнение на \vec{v} , получим

$$m\vec{v} \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{v}[\vec{v} \times \vec{B}] = 0,$$

отсюда

$$\frac{d\vec{v}^2}{dt} = 0; \vec{v}^2 = const; |\vec{v}| = const.$$

2.2.1. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле в случае, когда начальная скорость перпендикулярна вектору магнитной индукции

Рассмотрим частицу, начальная скорость которой \vec{v}_0 перпендикулярна вектору магнитной индукции \vec{B} , как показано на рис.2.9. В этом случае вектор скорости, так же как и вектор силы, лежит в плоскости, перпендикулярной к \vec{B} , так что движение является плоским, причем действующая сила все время направлена перпендикулярно скорости, а абсолютное значение скорости постоянно $|\vec{v}| = |\vec{v}_0|$. В этом случае движение является равномерным движением по окружности. Ускорение тела, движущегося по окружности, выражается формулой $a = \frac{v^2}{r}$. Тогда уравнение движения Ньютона запишется в виде

$$\frac{mv^2}{r} = qvB.$$

Теперь можно получить

$$r = \frac{mv}{qB}.$$

Отсюда следует, что радиус траектории r пропорционален импульсу частицы.

Время одного оборота выражается формулой

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{qB}.$$

Частота обращения

$$f = \frac{1}{T} = \frac{qB}{2\pi m}.$$

Для угловой скорости получим

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{qB}{m}.$$

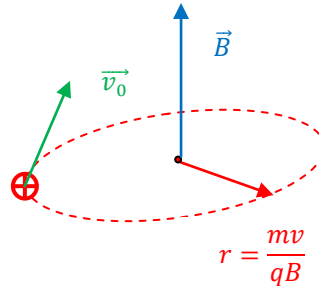


Рис.2.9 Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле в случае $\vec{v} \perp \vec{B}$

Необходимо отметить, что угловая скорость частицы не зависит от ее скорости, а зависит лишь от магнитного поля и удельного заряда частицы.

Частица, движущаяся по окружности радиуса r , имеет энергию

$$W = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} \left(\frac{qBr}{m} \right)^2 = \frac{q^2 B^2 r^2}{m}.$$

Если частица приобрела скорость v , пролетая ускоряющее напряжение U , то

$$v = \sqrt{\frac{2qU}{m}}.$$

Тогда

$$r = \sqrt{\frac{2m}{q} \frac{\sqrt{U}}{B}}.$$

Следовательно, радиус зависит от удельного заряда $\frac{q}{m}$, т. е. от типа частицы. Если разные частицы ускоряются одним и тем же напряжением, то радиусы окажутся различными. Таким образом, можно обеспечить разделение частиц с различными удельными зарядами. Этот принцип действия масс-спектрометра может быть осуществлен на практике.

Для случая нерелятивистских скоростей числовые соотношения имеют следующий вид:

для электрона

$$r_e = 3.37 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{U}}{B},$$

для протона

$$r_p = 1.44 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{U}}{B},$$

для дейтрона

$$r_d = 2.03 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{U}}{B}.$$

При прохождении однородного магнитного поля частицы разделяются, как показано на рис.2.10.

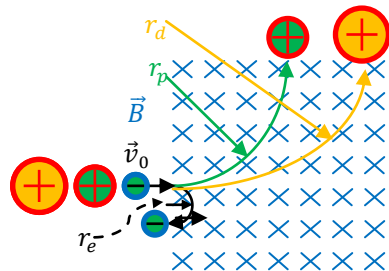


Рис.2.10. Разделение заряженных частиц однородным магнитным полем

2.2.2. Магнитная отклоняющая система

Отклонение заряженных частиц в однородном магнитном поле можно использовать для создания магнитной отклоняющей системы (рис.2.11). При небольших углах отклонения справедливо равенство

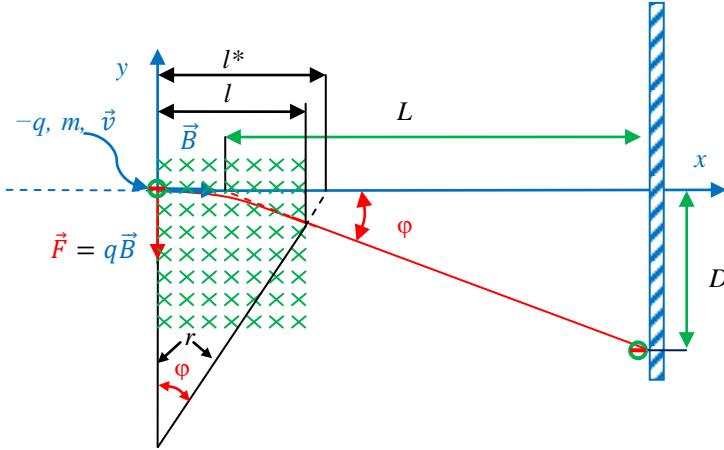


Рис.2.11. Магнитная отклоняющая система

$$D = -L \tan \varphi.$$

С другой стороны,

$$\tan \varphi = \frac{l^*}{r} \approx \frac{l}{r},$$

отсюда

$$D \approx -\frac{Ll}{r} = -\frac{LlqB}{mv} = -\frac{LlqB}{m} \sqrt{\frac{m}{2qU}} = -LlB \sqrt{\frac{q}{2mU}},$$

если скорость v получена за счет ускорения напряжением U .

Так можно создать электронно-лучевую трубку с магнитным отклонением. В этом случае отклонение обратно пропорционально импульсу частицы, а не энергии, как это имело место в случае электростатического поля. Электронно-лучевые трубки с магнитным отклонением используются (точнее, использовались до недавнего времени) в телевизионных приемниках и носят название кинескоп.

2.2.3. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле в случае, когда начальная скорость не перпендикулярна вектору магнитной индукции

Рассмотрим общий случай, при котором начальная скорость \vec{v} частицы образует произвольный угол с вектором магнитной индукции, как показано на рис.2.12.

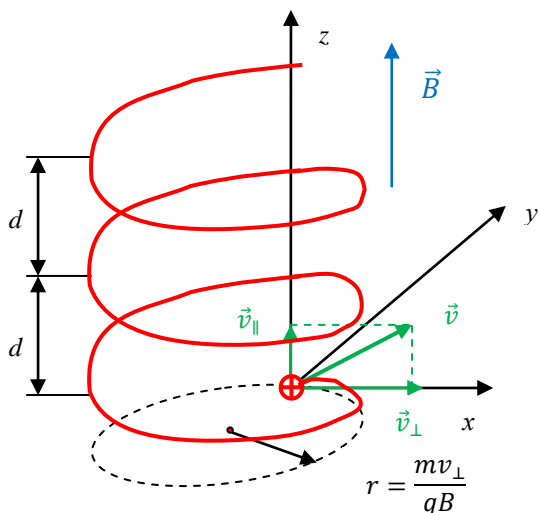


Рис.2.12. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле в случае, когда \vec{v} не перпендикулярна \vec{B}

Разложим \vec{v} на компоненты: \vec{v}_{\parallel} , параллельную \vec{B} , и \vec{v}_{\perp} , перпендикулярную \vec{B} , как показано на рис.2.12. Компонента \vec{v}_{\perp} создает движение по окружности радиуса $r = \frac{mv_{\perp}}{qB}$, а компонента \vec{v}_{\parallel} обеспечивает прямолинейное равномерное движение вдоль оси z . Обе скорости вместе дают движение по винтовой линии. Проекция частицы на плоскость, перпендикулярную \vec{B} , движется по круговой траектории с угловой частотой

$$|\vec{\omega}| = |q| \frac{B}{m}.$$

2.2.4. Фокусирующее действие однородного магнитного поля

Однородное магнитное поле может быть использовано для фокусировки потока заряженных частиц. Электроны, выходящие из катода и ускоряемые анодным напряжением U , выходят из отверстия анода в виде слабо расходящегося пучка, вследствие чего на экране вместо ожидаемой светящейся точки образуется круглое пятно (рис.2.13,а). Для исправления этого недо-

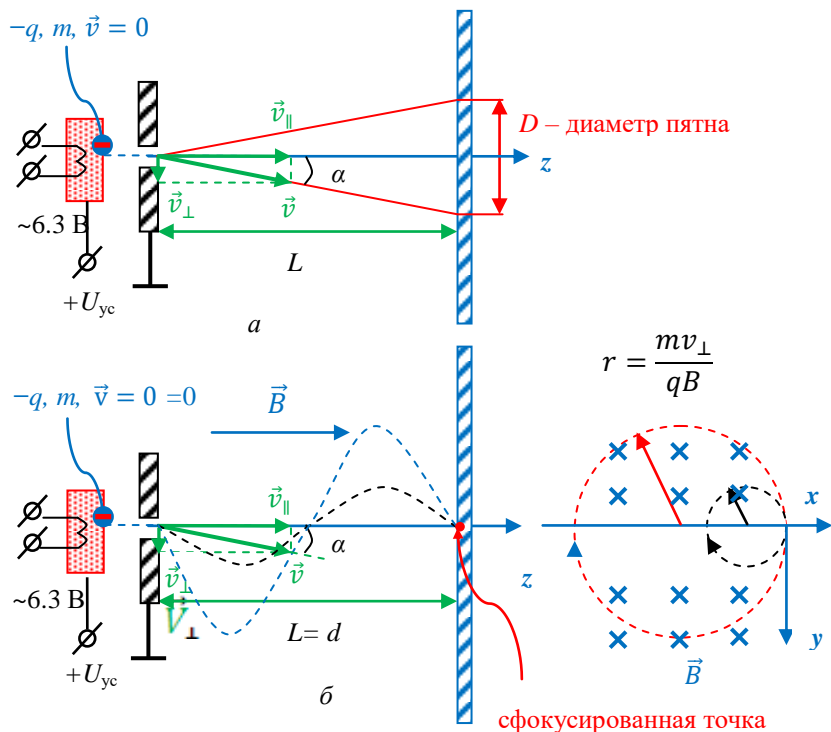


Рис.2.13. а – расхождение электронного пучка, б – фокусирующее действие однородного магнитного поля

статка создают осевое магнитное поле (рис.2.13,б). Под действием такого поля электроны вынуждены двигаться по винтовой траектории, радиус которой выражается формулой

$$r = \frac{mv_{\perp}}{qB},$$

а время обращения

$$T = \frac{2\pi r}{v_{\perp}} = \frac{2\pi m}{qB}.$$

Отсюда следует, что шаг винтовой спирали

$$d = Tv_{\parallel} = \frac{2\pi m}{qB} v_{\parallel}.$$

Учитывая, что $v_{\parallel} = v \cos \alpha$, а $\alpha \approx 0$, можно получить

$$d \approx \frac{2\pi m}{qB} v.$$

Если значение v одинаково для всех электронов, то значения d и T также будут примерно одинаковы. Электроны движутся по винтовым линиям, проекции которых являются окружностями с различными радиусами. В точках оси, отстающих друг от друга на расстояние d , электроны встречаются вновь. Описанное устройство фокусирует расходящийся электронный пучок в одной точке, если расстояние от щели до экрана $L = nd$, где $n = 1, 2, 3, \dots$. Магнитное поле ведет себя как собирающая линза.

2.3. Движение заряженных частиц в одновременно действующих электрическом и магнитном полях

При одновременном наложении электрического и магнитного полей оба поля действуют независимо одно от другого, так что можно получить самые разные результирующие движения и в соответствии с этим самые разнообразные возможности применения.

2.3.1. Селекция частиц с заданной скоростью

В простейшем случае силы, действующие со стороны электрического и магнитного полей, взаимно компенсируются. Так получают прибор, создающий однородный по скорости пучок частиц (рис.2.14). Пусть однородное магнитное поле \vec{B} , создаваемое в пространстве между пластинами плоского конденсатора, перпендикулярно силовым линиям электрического поля \vec{E} . Если в это пространство попадает пучок, состоящий из заряженных частиц, скорости которых различны, то на каждую частицу действует сила

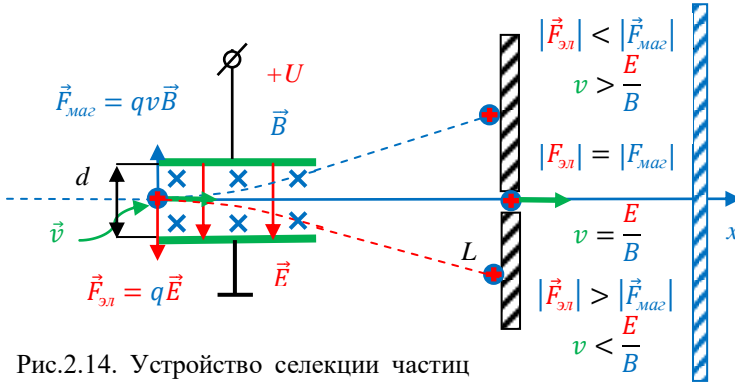


Рис.2.14. Устройство селекции частиц с заданной скоростью

$$F = (qE - qvB).$$

Если скорость частицы удовлетворяет условию

$$v_0 = \frac{E}{B},$$

то в любой момент времени сила равно нулю, так что частица, не отклоняясь, проходит через отверстие экрана. Если же скорость частицы больше или меньше, чем v_0 , то такую частицу сила F отклоняет вверх или вниз, так что она ударяется об экран. В результате этого справа от экрана будет получаться пучок частиц, однородный по скорости.

Описанное устройство может быть использовано для измерения скорости частиц. При этом напряженность электрического поля плоского конденсатора $E = \frac{U}{d}$, где U – напряжение, d – расстояние между пластинами конденсатора. При $B = \text{const}$ строится калибровочный график зависимости $v = \frac{U}{dB}$. Для измерения скорости необходимо изменять напряжение U до попадания заряженных частиц на регистрирующий экран, а затем определить скорость заряженных частиц v с помощью графика (рис.2.15).

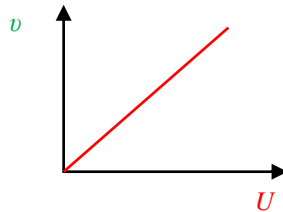


Рис.2.15. Калибровочный график $v = f(U)$

2.3.2. Параболический масс-спектрограф Томсона

Если электрическое и магнитное поля параллельны (рис.2.16), то отклонения, вызванные этими полями, перпендикулярны друг другу. Отклонение заряженной частицы электрическим полем

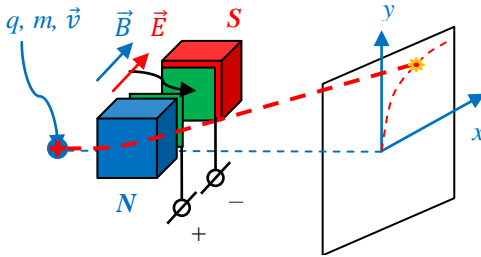


Рис.2.16. Параболический масс-спектрограф Томсона

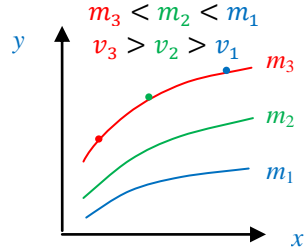


Рис.2.17. Кривые, полученные методом парабол

$$x = lL \frac{q}{mv_{0x}^2} E = A \frac{q}{mv^2},$$

магнитным полем

$$y = lL \frac{q}{mv} B = C \frac{q}{mv}.$$

В уравнении для магнитного поля

$$v = C \frac{q}{my},$$

тогда

$$x = \frac{A}{C^2} \frac{m}{q} y^2.$$

Частицы, обладающие одинаковым удельным зарядом q/m , попадают в зависимости от их скорости в различные точки. Эти точки образуют параболу.

Каждому определенному типу заряженных частиц соответствует своя парабола (рис.2.17). По координатам любой точки параболы можно однозначно определить удельный заряд частицы.

ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В НЕОДНОРОДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

3.1. Аналогии оптического закона преломления в электрическом и магнитном полях

3.1.1. Метод оптических аналогий в электростатическом поле

В сложных полях движение заряженных частиц усложняется, однако, несмотря на математические сложности, путем интегрирования уравнения движения можно рассчитать траекторию движения частицы. Есть и другой более простой путь – использование метода оптических аналогий. Согласно методу оптических аналогий траектория движения заряженной частицы в произвольном электростатическом поле совпадает с траекторией движения луча света, распространяющегося в среде, показатель преломления которой изменяется по заданному закону.

Ход световых лучей описывается геометрической оптикой. Свет в однородной и изотропной среде распространяется прямолинейно, а на границе двух сред преломляется согласно закону Декарта–Снеллиуса:

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

Чтобы получить аналогичное явление для электрона, движущегося в электростатическом поле, рассмотрим, какое “преломление” испытывает траектория электрона, если он переходит из области пространства с потенциалом U_1 в область пространства с потенциалом U_2 (рис.3.1).

Потенциал внутри каждой отдельной области пространства является постоянным, и напряженность электрического поля в этих областях равна нулю. Электрическое поле \vec{E} , перпендикулярное граничной поверхности, имеется только в бесконечно тонком промежуточном слое. При прохождении заряженной частицы через этот слой тангенциальная компонента ее скорости не изменяется, т.к. $E_t = 0$:

$$v_{1t} = v_{2t}.$$

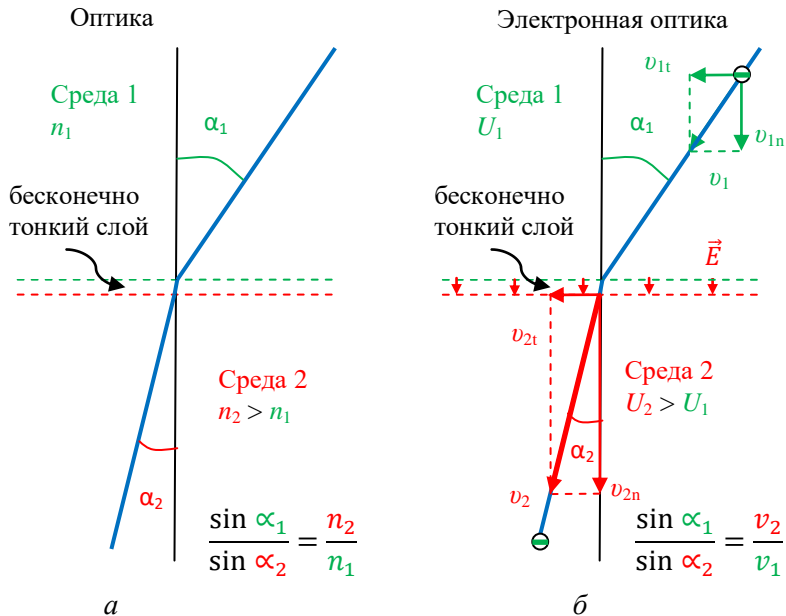


Рис.3.1. Траектория светового луча света в оптике – а, электрона в электронной оптике – б

Тангенциальная компонента скорости электрона

$$v_{1t} = v_1 \sin \alpha_1,$$

$$v_{2t} = v_2 \sin \alpha_2,$$

отсюда

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

или

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

Если подставить сюда значение скорости, полученное из уравнения

$$\frac{mv^2}{2} + qU = W_0,$$

то

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{\sqrt{2/m}}{\sqrt{2/m}}, \frac{\sqrt{W_0 - qU_2}}{\sqrt{W_0 - qU_1}},$$

где W_0 – неизменяющаяся полная энергия частицы.

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{\sqrt{2/m} \sqrt{W_0 + eU_2}}{\sqrt{2/m} \sqrt{W_0 + eU_1}}$$

Сравнение полученного уравнения с законом преломления Декарта–Снеллиуса показывает, что роль оптического показателя преломления n в электронной оптике играет выражение

$$n_e = \sqrt{2/m} \sqrt{W_0 + eU} = v.$$

В случае если используется отношение показателей преломления, то множитель $\sqrt{2/m}$ может быть опущен и роль электронного показателя преломления играет скорость заряженной частицы $n_e = v$.

На рис.3.2 схематично показаны оптическая и электронная линзы. Следует отметить, что в действительности потенциал электрического поля U изменяется непрерывно, а не скачкообразно, соответственно траектория электронного луча представляет собой не ломаную, а непрерывно искривляющуюся линию. Для выполнения приближенных расчетов электрическое поле с непрерывным распределением потенциала разделяют на тонкие слои со скачкообразно изменяющимся потенциалом (рис.3.3).

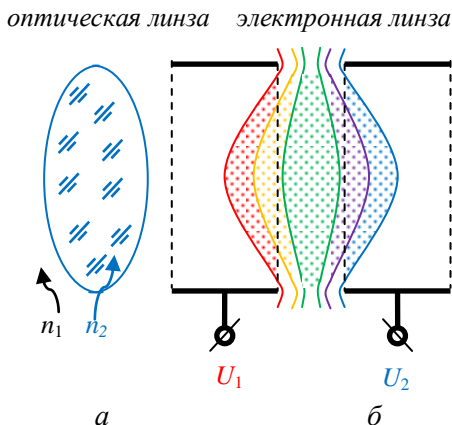


Рис.3.2. Линзы: *а* – оптическая, *б* – электронная

Метод оптических аналогий имеет огромное практическое значение, т.к. позволяет перенести хорошо разработанную теорию и наглядные методы геометрической оптики при расчете оптических приборов на описание движения электронов в электронной аппаратуре. Аналогия позволяет рассчитывать электронные линзы и использовать оптические методы построения изображений (рис.3.4).

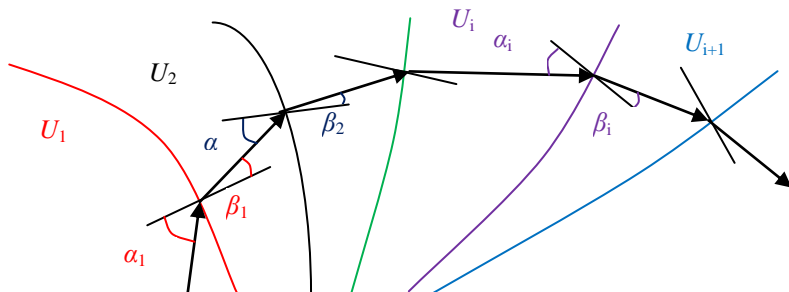


Рис.3.3. Приближенная траектория движения электрона

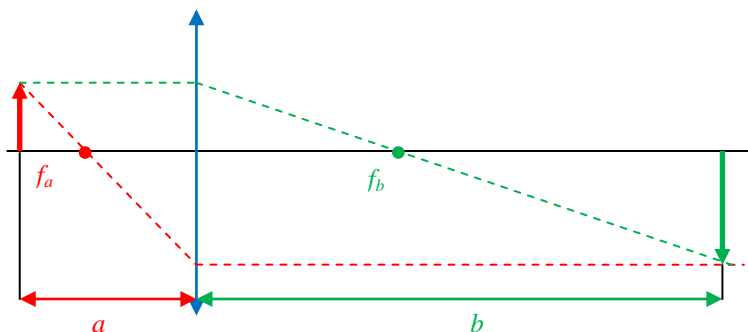


Рис.3.4. Построение изображения в линзе

Формула для построения изображений с использованием тонких линз в электронной оптике:

$$\frac{f_a}{a} + \frac{f_b}{b} = 1,$$

здесь f_a и f_b – фокусные расстояния, a – расстояние от объекта до главной плоскости тонкой линзы, b – расстояние от главной плоскости до изображения.

В случае равенства фокусных расстояний $f_a = f_b = f$ (симметричная линза) формула упрощается:

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

3.1.2. Электростатические линзы

К важнейшим задачам электронной оптики относятся: получение остро сфокусированных электронных пучков либо малой силы тока, например в электронно-лучевых трубках, либо достаточно сильнотоковых, например в микроволновых генераторах. Для изготовления электродов электронных линз обычно используют пустотелые трубки или диафрагмы. На рис.3.5 изображены часто используемые схемы электростатических линз и соответствующие им распределения потенциалов. Это простые электростатические линзы (рис.3.5,а и б) с симметричным распределением потенциала вдоль оси x и линзы (рис.3.5,в

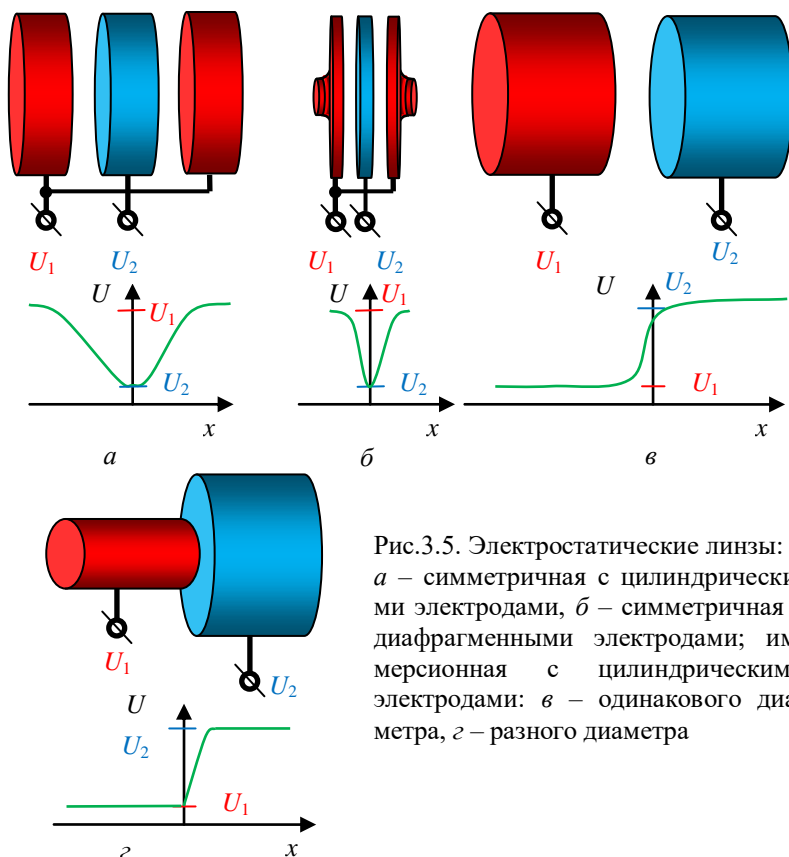


Рис.3.5. Электростатические линзы: а – симметричная с цилиндрическими электродами, б – симметричная с диафрагменными электродами; иммерсионная с цилиндрическими электродами: в – одинакового диаметра, г – разного диаметра

и z) с несимметричным распределением потенциала. Существуют электростатические линзы и более сложной конфигурации.

3.1.3. Метод оптических аналогий в магнитном поле

При пересечении электронным пучком тонкого статического магнитного поля электронный луч также отклоняется. Однако в этом случае показатель преломления зависит не только от скорости, но и от угла падения электронов. Преломляющая среда в случае магнитного поля является неоднородной и анизотропной. В общем случае показатель преломления записывается в виде

$$n_e \sim V - \frac{e}{m_e} \vec{A} \vec{S},$$

где \vec{S} – единичный вектор в направлении касательной к траектории, \vec{A} – вектор-потенциал магнитного поля, т.е. векторная функция, ротор которой равен \vec{B} :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} = \text{rot} \vec{A}.$$

Подробный расчет тонких магнитных линз приведен в учебнике: Шимони К. Физическая электроника. М.: Энергия, 1977. С. 62-64.

магнитопровод витки катушки
магнитное поле

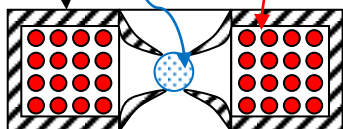


Рис.3.6. Тонкая магнитная линза

Внешний вид тонкой магнитной линзы показан на рис.3.6. Фокусирующее магнитное поле создается в пространстве между заостренными частями броневого сердечника магнитопровода при пропускании постоянного тока по катушке.

3.2. Электронный микроскоп

Предел разрешения микроскопа ограничен явлением дифракции излучения на объекте. В результате дифракции изображение точки выглядит как система чередующихся светлых и темных concentрических колец. Дифракционные картины двух близко расположенных точек накладываются друг на друга. Обе картины можно хорошо различить, когда максимум одного

изображения совпадает с минимумом другого (рис.3.7). На основании этого Аббе получил соотношение для наименьшего расстояния, при котором еще возможно разрешение

$$\Delta d = 0.61 \frac{\lambda}{n \sin \alpha},$$

где λ – длина волны света; n – показатель преломления; α – наибольший угол, который образует луч, идущий от объектива к линзе, с главной оптической осью. Знаменатель представляет собой численное значение апертуры микроскопа. Максимальное практически достижимое значение апертуры составляет 1÷2. Поэтому максимально достижимая разрешающая способность

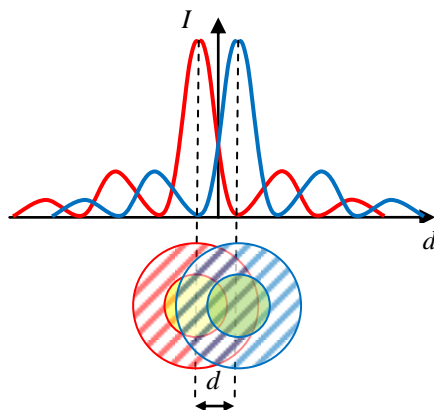


Рис.3.7. Предел разрешающей способности микроскопа

$$\Delta d \approx \frac{\lambda}{3}.$$

Для оптических микроскопов при использовании линз из кварцевого стекла и фотопленки для регистрации изображения минимальная длина волны $\lambda = 240$ нм, при этом предельная разрешающая способность $\Delta d = 80$ нм.

Применение электронного микроскопа позволяет существенно повысить разрешающую способность. Это связано с тем, что согласно принципу корпускулярно-волнового дуализма электрону с импульсом $p = mv$ соответствует длина волны де Бройля

$$\lambda = \frac{h}{p},$$

где $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

Для электронного микроскопа с ускоряющим напряжением $U = 40$ кВ

$$\begin{aligned}\Delta d &= \frac{\lambda}{3} = \frac{h}{3p} = \frac{h}{3mV} = \frac{h}{3m\sqrt{\frac{2qU}{m}}} = \frac{h}{3\sqrt{2mqU}} = \\ &= \frac{6,626 \cdot 10^{-34}}{3\sqrt{2 \cdot 1,9 \cdot 10^{-19} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 4 \cdot 10^4}} \approx \\ &\approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ м} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ нм}.\end{aligned}$$

Теоретическая граница разрешающей способности электронного микроскопа в сорок тысяч раз превышает разрешающую способность, достижимую в оптике. Вследствие несовершенства электрических и магнитных линз теоретическая граница разрешающей способности электронного микроскопа пока не достигнута. Полученная разрешающая способность составляет порядка 0.1 нм, что на три порядка лучше, чем в оптике.

Схема электронного микроскопа показана на рис.3.8. Источником электронов является катод косвенного подогрева. Электроны разгоняются электрическим полем анода и фокусируются в слаборасходящийся луч тремя ускоряюще-фокусирующими электродами. Исследуемый объект размещается на предметном стекле. Две электронные линзы увеличивают его изображение, которое проецируется на флюоресцирующем экране.

Следует отметить, что работа с электронным микроскопом достаточно сложна. Необходимо использовать высокостабильные источники высокого напряжения и поддерживать глубокий вакуум. Исследуемый объект должен быть достаточно тонким и не разрушаться электронным пучком. При работе с биологическими объектами возникают проблемы их выживания в глубоком вакууме.

Существуют и другие схемы электронных микроскопов, например работающие на отражение, которые позволяют исследовать поверхность достаточно толстых объектов.

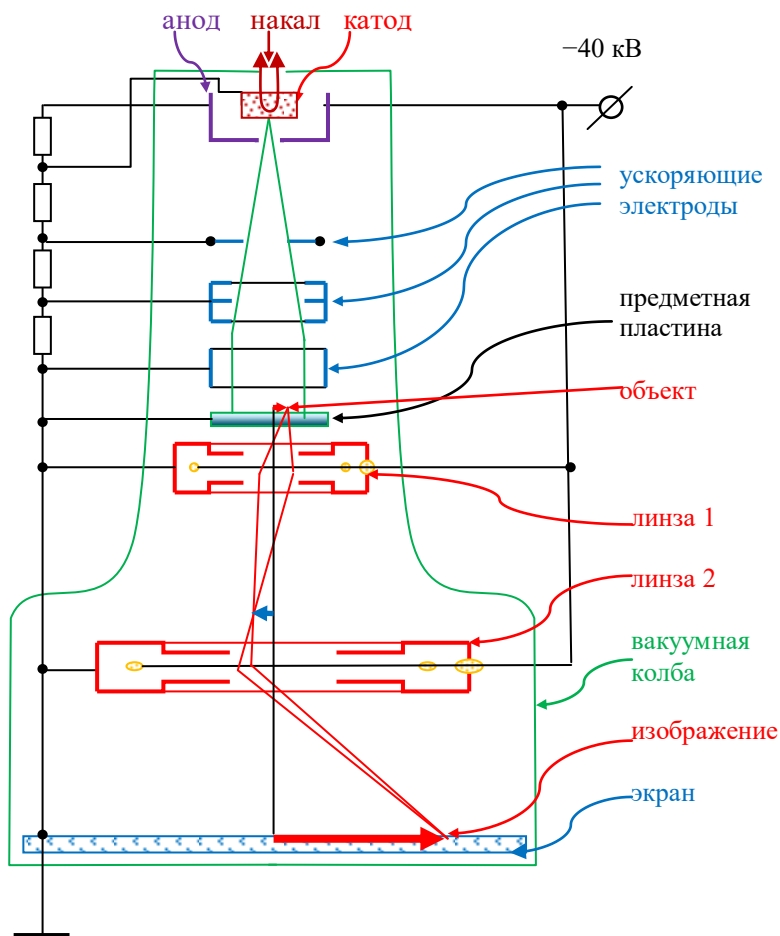


Рис.3.8. Электронный микроскоп

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

4.1. Классификация ускорителей заряженных частиц

Ускорителями заряженных частиц называют устройства для ускорения заряженных частиц до высоких энергий. В настоящей главе будут рассмотрены ускорители заряженных частиц – электронов, протонов и ионов.

По принципу действия ускорители заряженных частиц делятся на высоковольтные (ускорение в постоянном электрическом поле), индукционные (ускорение в вихревых электрических полях, возникающих при изменении магнитной индукции) и резонансные, в которых для ускорения используются высокочастотные электромагнитные поля (рис.4.1).



Рис.4.1. Классификация ускорителей заряженных частиц по принципу действия

Ускорители заряженных частиц делятся на два больших класса: линейные и циклические ускорители (рис.4.2). В линейных ускорителях траектории ускоряемых частиц близки к прямым линиям. По всей длине таких ускорителей располагаются ускоряющие станции. Наибольший из работающих линейных ускорителей (электронный ускоритель в Стэнфорде) имеет дли-

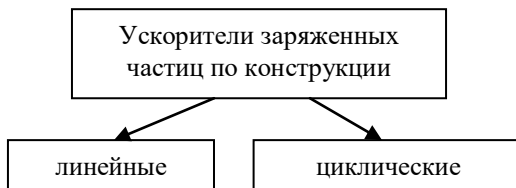


Рис.4.2. Классификация ускорителей заряженных частиц по конструкции

ну 3.05 км. Линейные ускорители позволяют получать мощные потоки частиц, но при больших энергиях оказываются слишком дорогими. В циклических ускорителях “ведущее” магнитное поле изгибает траектории ускоряемых частиц, свёртывая их в окружности (кольцевые ускорители или синхротроны) или спирали (циклотроны, фазотроны, бетатроны и микротроны). Такие ускорители содержат одно или несколько ускоряющих устройств, к которым частицы многократно возвращаются в течение ускорительного цикла.

На выходе ускорителя заряженных частиц может быть непрерывный или пульсирующий поток заряженных частиц. За полный цикл ускорения может ускоряться либо один сгусток заряженных частиц, либо одновременно несколько сгустков, соответственно выходной поток будет одно- или многоимпульсным (рис.4.3).

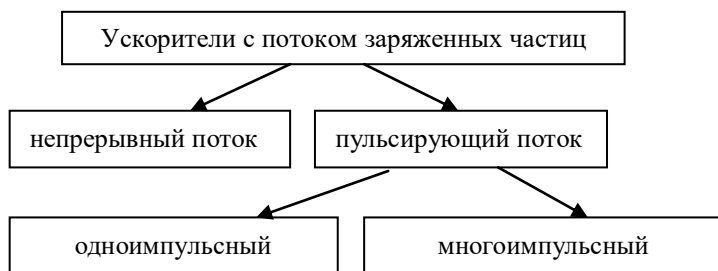


Рис.4.3. Классификация ускорителей заряженных частиц по потоку заряженных частиц

Ускоренные заряженные частицы на выходе ускорителя обычно взаимодействуют с мишенью, которая может быть неподвижной либо движущейся (рис.4.4). Ускорители заряженных



Рис.4.4. Классификация ускорителей заряженных частиц по движению мишени

частиц, в которых два пучка заряженных частиц движутся навстречу друг другу, называют ускорителями на встречных пучках, или коллайдерами.

В обычных ускорителях взаимодействие частиц изучается в лабораторной системе отсчёта при столкновениях пучка ускоренных до высокой энергии частиц с частицами неподвижной мишени. При этом вследствие закона сохранения полного импульса соударяющихся частиц большая часть энергии налетающей частицы преобразуется в кинетическую энергию частиц – продуктов реакции (должно сохраняться движение центра масс системы частиц), и лишь небольшая её часть определяет “полезную”, или эффективную, энергию столкновения, т. е. энергию взаимодействия частиц в системе их центра инерции, которая может идти, например, на рождение новых частиц. Из расчёта следует, что при столкновении двух частиц одинаковой массы m_0 , одна из которых покоится в лабораторной системе отсчёта, а другая движется с релятивистской скоростью, энергия в системе центра инерции $E_{\text{ци}} = \sqrt{2E_0E}$, где $E_0 = m_0c^2$ – энергия покоя частицы, а E – энергия налетающей частицы в лабораторной системе отсчёта. Таким образом, чем больше E , тем меньше её доля определяет энергию взаимодействия частиц. Если же сталкиваются частицы с равными по величине и противоположно направленными импульсами, т. е. их суммарный импульс равен нулю, то лабораторная система отсчёта совпадает с системой центра инерции частиц и эффективная энергия столкновения равна сумме энергий сталкивающихся частиц; для частиц с одинаковыми массами (и энергией E) $E_{\text{ци}} = 2E$, т. е. кинетическая энергия частиц полностью определяет их взаимодействие.

Ускорители на встречных пучках имеют важнейшее значение для изучения упругих и неупругих процессов взаимодействия стабильных частиц – протонов и электронов (и их античастиц); в области сверхвысоких энергий с ними не могут конкурировать обычные ускорители с неподвижной мишенью.

Недостаток ускорителей на встречных пучках – малая плотность пучков частиц по сравнению с плотностью неподвижной мишени. Для увеличения плотности частиц до процесса соударения производится накопление заряженных частиц в

специальных накопительных кольцах так, чтобы токи циркулирующих частиц составляли не менее десятков ампер. Однако и при таких токах интенсивность пучков вторичных частиц высоких энергий (p - и K -мезонов, нейтрино и др.), образующихся при соударениях, на несколько порядков меньше, чем интенсивность пучков тех же частиц, получаемых на обычных ускорителях. Поэтому ускорители на встречных пучках не могут заменить традиционные ускорители, а лишь дополняют их.

4.2. Линейные ускорители заряженных частиц

Классификация линейных ускорителей заряженных частиц представлена на рис.4.5. В электростатических ускорителях

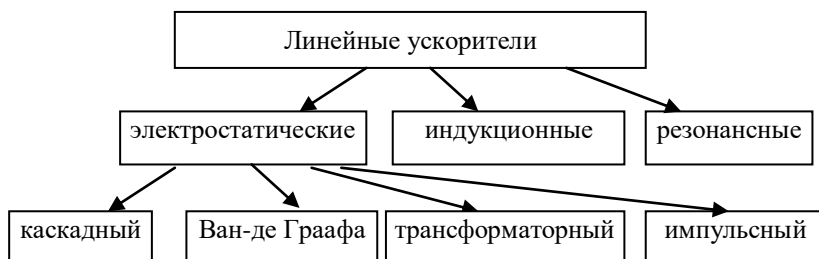


Рис.4.5. Классификация линейных ускорителей заряженных частиц

применяется постоянное напряжение (каскадный генератор и генератор Ван-де-Граафа), переменное напряжение, изменяющееся по гармоническому закону (трансформаторный ускоритель), или импульсное (импульсный ускоритель). В индукционных ускорителях ускорение происходит в вихревых электрических полях, возникающих при быстром изменении магнитного поля. В резонансных – в высокочастотных электрических полях между секциями объемных резонаторов. Линейные ускорители конструируются для ускорения электронов, протонов или ионов.

4.2.1. Каскадный генератор

Основой каскадного генератора является схема удвоителя напряжения (рис.4.6). Схема работает следующим образом. В отрицательный полупериод переменного напряжения через диод VD_1 течет ток (красный пунктир) и конденсатор C_1 заряжается

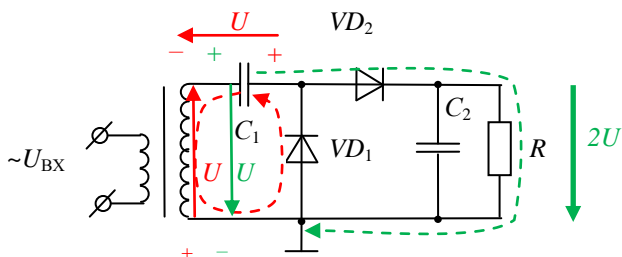


Рис.4.6. Схема удвоителя напряжения

до максимального напряжения на вторичной обмотке трансформатора U . В положительном полупериоде напряжение на вторичной обмотке имеет обратный знак (зеленая стрелка). Это напряжение U суммируется с напряжением конденсатора U , и суммарное (удвоенное) напряжение $2U$ через диод VD_2 поступает на сопротивление нагрузки R . В следующий полупериод конденсатор C_1 снова заряжается и затем удвоенное напряжение подводится к нагрузке. Для уменьшения пульсаций напряжения параллельно R включается конденсатор C_2 .

В многоступенчатом устройстве вместо сопротивления нагрузки устанавливается следующий каскад удвоителя напряжения. Если число каскадов n , то напряжение на выходе, соответствующее холостому ходу, $U_{xx} = 2nU$.

С помощью четырехкаскадного удвоителя напряжения можно получить $U_{xx} \sim 0.8$ МВ. При напряжениях выше 1 МВ наступает пробой воздуха. Для повышения рабочих напряжений до 4 МВ электрическую схему помещают в сосуд, заполненный газом при повышенном давлении. Упрощенная схема линейного ускорителя показана на рис.4.7.

Линейные размеры ускорителей определяются напряжением высоковольтного генератора и электрической прочностью его изоляции и ускоряющей системы. Ввиду малой электрической прочности воздуха при атмосферном давлении сооружение открытого типа с энергией свыше 1 МэВ обычно нецелесообразно. Ускорители на большую энергию размещаются в герметичных сосудах, заполненных газом при давлении, в 5–15 раз превышающем атмосферное. Это значительно уменьшает раз-

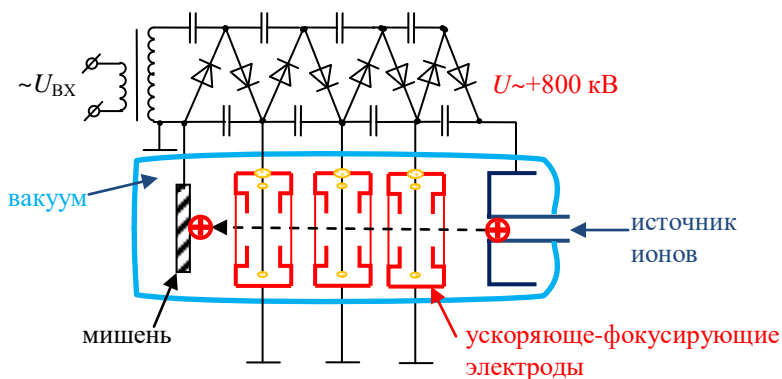


Рис.4.7. Схема линейного ускорителя

меры ускорителей и снижает стоимость их сооружения. Особенно эффективно применение фреона и шестифтористой серы, а также их смесей с азотом и углекислотой. Импульсные ускорители с той же целью размещают внутри сосудов с жидким диэлектриком (трансформаторным маслом).

В основном линейные ускорители применяются как инжекторы для циклических ускорителей. Они также используются для легирования кристаллов полупроводников.

4.2.2. Генератор Ван-де Граафа

Схема генератора Ван-де-Граафа приведена на рис.4.8. Генератор работает следующим образом. Электрические заряды наносятся на поверхность диэлектрической ленты движущегося транспортера зарядным устройством, состоящим из ряда игл и плоского электрода, между которыми создается коронный разряд. Лента, приводимая в движение мотором, переносит этот заряд к высоковольтному электроду, где при помощи другого зарядного устройства они снимаются, а вместо них на поверхность транспортера наносятся заряды противоположного знака, снимаемые первым устройством. Отрицательный заряд накапливается на сферическом конденсаторе, установленном на опорном изоляторе. Ускоряющая трубка снабжена рядом ускоряюще-фокусирующих электродов и подключена катодом к источнику высоковольтного напряжения, анодом к земле.

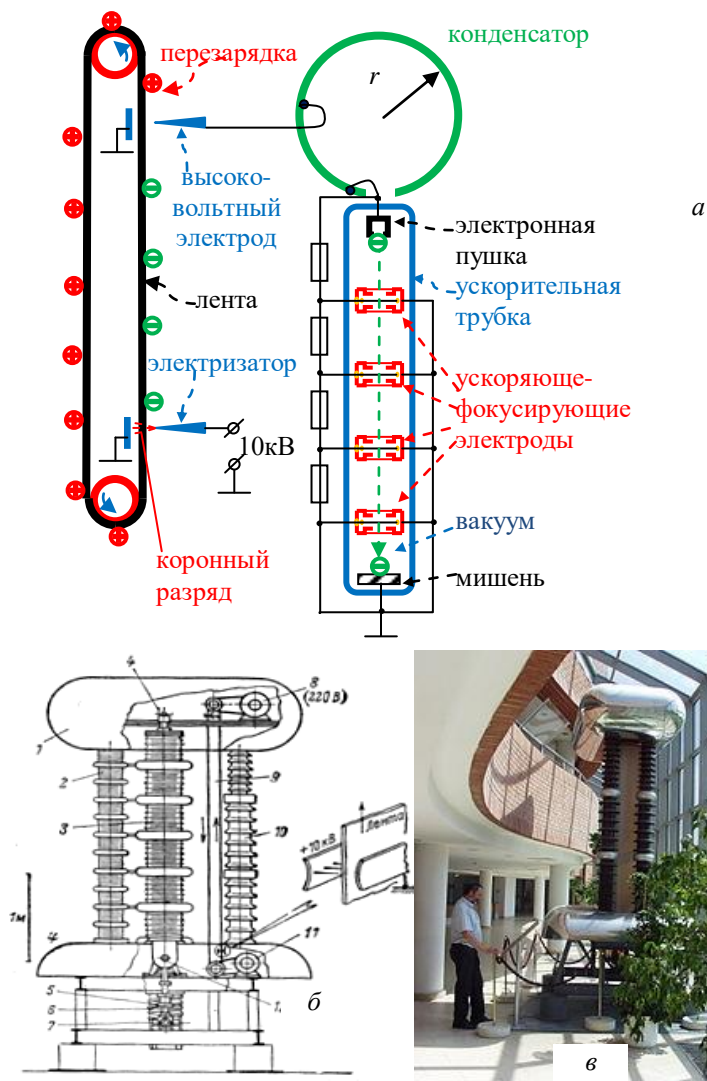


Рис.4.8. Генератор Ван-де Граафа и ускоритель: *а* – блок-схема, *б* – установка для работы на открытом воздухе, *в* – внешний вид

Сила тока i , переносимого диэлектрической лентой, зависит от скорости v , ширины b и поверхностной плотности заряда σ на ленте: $i = vb\sigma$.

Поверхностная плотность заряда ограничена электрической прочностью воздуха

$$\sigma_{\max} = \epsilon_0 E_{\max} \approx 8.8 \cdot 10^{-12} \cdot 3 \cdot 10^6 \approx 2.6 \cdot 10^{-5} \text{ А} \cdot \text{с} / \text{м}^2,$$

где $E_{\max} = 3 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ – электрическая прочность воздуха.

Реально допустима примерно половина этого значения. Однако за счет перезарядки снимаемый заряд удваивается, и при $v = 20 \text{ м/с}$ и $b = 0.5 \text{ м}$ можно получить силу тока $i = 200 \div 300 \text{ мкА}$.

Напряжение на сферическом конденсаторе ограничено напряжением пробоя воздуха

$$U_{\max} = E_{\max} r = 3 \cdot 10^6 r,$$

где r – радиус сферы. При $r = 0.5 \text{ м}$ $U_{\max} = 1.5 \text{ МВ}$. Из соображений безопасности применяют электроды большего радиуса.

Ток утечки на верхнем электроде увеличивается с повышением напряжения, поэтому напряжение на установке достигает значения, при котором между подводимым и стекающими токами устанавливается равновесие. Условие равновесия

$$vb\sigma = i_{\text{уск}} + i_{\text{потерь}}(U),$$

где $i_{\text{уск}}$ – ток в ускоряющей трубке, а $i_{\text{потерь}}(U)$ – ток утечки, зависящий от напряжения. Напряжение на сферическом конденсаторе можно изменять, варьируя расстояние от верхних игл до диэлектрической ленты. Так происходит тонкая регулировка напряжения на верхнем электроде.

Наибольшее напряжение, полученное с помощью электростатических генераторов закрытого типа, составляет около 20 МВ; проектируются установки на напряжение до 30 МВ.

Максимально достижимая энергия в линейных ускорителях

$$W_{\max} = qU.$$

Применение многократно заряженных ионов позволяет повысить W_{\max} до 100 МэВ и даже до 200 МэВ.

Преимущество линейных ускорителей над циклическими – отсутствие громоздкой магнитной системы, простота ввода и вывода частиц, большие плотности тока. Однако сложность и высокая стоимость высоковольтной системы линейных ускорителей

телей и трудности фокусировки ограничивают возможности линейных ускорителей.

4.2.3. Линейный резонансный ускоритель

Схема линейного резонансного ускорителя приведена на рис.4.9. Ускоряющее электрическое поле E сосредоточено в за-

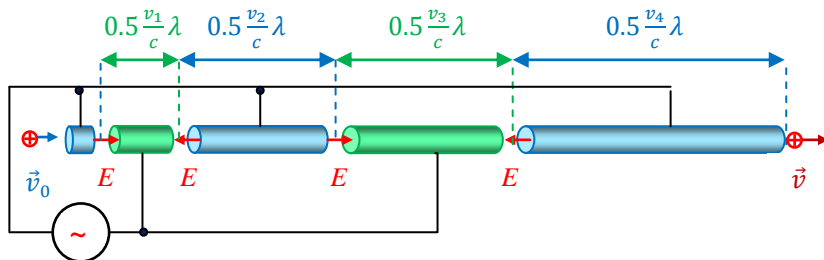


Рис.4.9. Схема линейного резонансного ускорителя

зорах между трубками дрейфа, соединенными через одну с СВЧ-генератором. Заряженная частица пролетает первую трубку со скоростью v_0 и ускоряется в промежутке электрическим полем до скорости v_1 . Длина второй трубки выбирается таким образом ($l_2 = 0.5 \frac{v_1}{c} \lambda$), что время пролета $t_1 = \frac{v_1}{l_2}$ равно периоду СВЧ-колебаний $T_{\text{СВЧ}}$ и заряженная частица во втором зазоре вновь оказывается в ускоряющем поле. Аналогично выбраны размеры всех последующих трубок дрейфа. Преимуществом линейных ускорителей является отсутствие потерь на излучение.

4.3. Циклические ускорители

На рис.4.10 приведена классификация циклических ускорителей. Они делятся на два класса – резонансные и нерезонансные. К резонансным относятся: циклотрон, синхротрон, фазотрон, синхрофазотрон, микротрон, а также их разновидности. Единственным представителем нерезонансных циклических ускорителей является бетатрон.

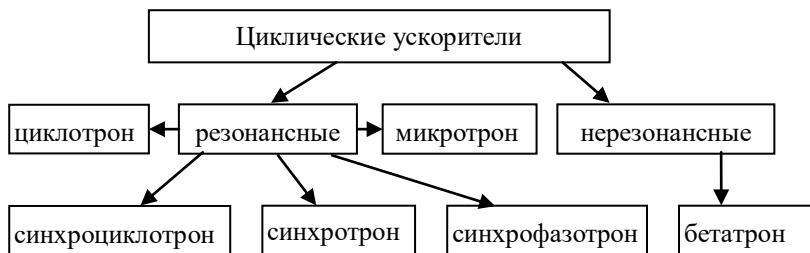
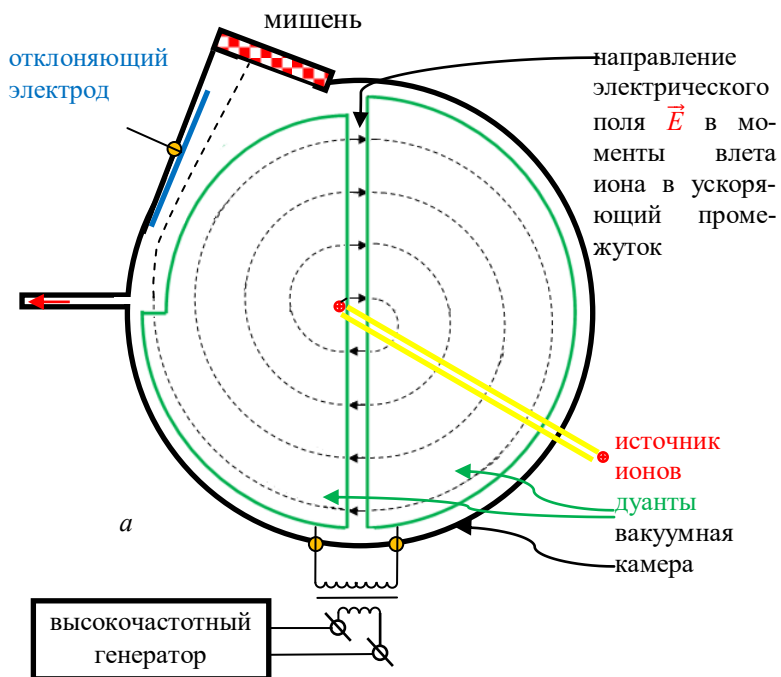
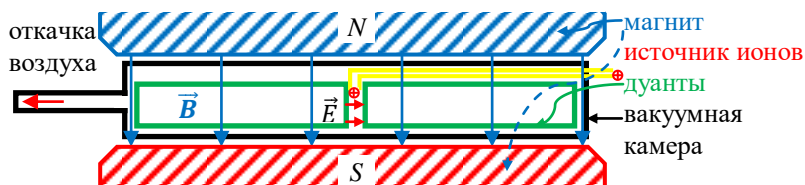


Рис.4.10. Классификация циклических ускорителей

4.3.1. Циклотрон

Циклотрон – циклический резонансный ускоритель протонов (или ионов), в котором и магнитное поле, и частота ускоряющего электрического поля постоянны. Циклотрон является ускорителем непрерывного действия. Схема циклотрона изображена на рис.4.11,а, а внешний вид со снятыми магнитами – на рис.4.11,б. Два полых металлических D-образных дуанта, полости которых повернуты друг к другу, помещаются в однородное магнитное поле \vec{B} . От высокочастотного генератора к дуантам подается напряжение, которое создает в зазоре между ними переменное электрическое поле \vec{E} .

Частицы, выходящие из источника ионов, расположенного между электродами, ускоряются электрическим полем и попадают внутрь одного из дуантов, где электрического поля нет. Там действует магнитное поле, заставляющее частицы двигаться по круговой траектории радиуса $r = \frac{mv}{qB}$. После прохождения полукруга частицы выходят в зазор между дуантами, где электрическое поле увеличивает их энергию на величину $\Delta W = qU$. Таким образом, частицы с возросшей скоростью входят в другой дуант. Там они описывают полукруг большего радиуса, соответствующий достигнутой ими скорости. Выйдя в зазор, частицы снова получают энергию от электрического поля, направление которого уже изменилось, так что оно снова стало ускоряющим, и, двигаясь еще быстрее, проходят полукруг еще большего радиуса. Наконец, когда частицы, обладающие максимальной энергией, движутся по траектории наибольшего радиуса, опре-



б



Рис.4.11. Циклотрон:
а – схема, б – внешний вид без магнитов

деляемого размерами дуантов, они выходят из левого дуанта по касательной и с помощью отклоняющего электрода направляются на мишень.

За счет многократного прохождения ускоряющих зазоров удается получить очень большие энергии ускоряемых частиц при сравнительно низких ускоряющих напряжениях. Действию циклотрона способствует тот факт, что период обращения заряженной частицы в однородном магнитном поле не зависит ни от ее энергии, ни от скорости:

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

Для правильной работы циклотрона должно выполняться условие фазового синхронизма, при этом заряженная частица всегда должна проходить зазор между дуантами в фазе ускоряющего напряжения. Это условие выполняется, если электрическое поле, прилагаемое между электродами, имеет частоту $f_{\text{ген}} = \frac{1}{T_{\text{част}}}$ и заряженная частица стартует в фазе ускоряющего напряжения. Таким образом, частота высокочастотного генератора должна равняться:

$$f_{\text{ген}} = \frac{1}{T_{\text{част}}} = \frac{qB}{2\pi m}.$$

Максимальная энергия, получаемая с помощью циклотрона, определяется наибольшей скоростью заряженной частицы

$$v_{\text{max}} = \frac{qBr_{\text{max}}}{m},$$

где r_{max} — наибольший возможный радиус, близкий к радиусу дуанта. Конечная энергия частицы выразится формулой

$$W = \frac{mv_{\text{max}}^2}{2} = \frac{r_{\text{max}}^2 q^2 B^2}{2m}.$$

Циклотрон настраивают на ускорение заряженных частиц с определенной величиной удельного заряда q/m . Для ускорения частиц с иным удельным зарядом необходимо изменить $f_{\text{ген}}$ или B для выполнения условия фазового синхронизма. Изменение $f_{\text{ген}}$ практически сложно вследствие того, что высокочастотные генераторы большой мощности проектируются на заданную частоту. Проще изменить индукцию B за счет раздвижения по-

люсов постоянного магнита или изменения намагничивающего тока в электромагните.

Если f постоянна, то значение B выражается в виде

$$B = \frac{2\pi m}{q} f_{\text{ген}}.$$

Тогда для максимальной энергии получим

$$W = \frac{r_{\text{max}}^2 q^2 B^2}{2m} = \frac{r_{\text{max}}^2 q^2 4\pi^2 m^2}{2mq^2} f_{\text{ген}}^2 = 2\pi^2 r_{\text{max}}^2 f_{\text{ген}}^2 m.$$

Таким образом, максимально достижимая энергия зависит от размеров магнитных полюсов и удельного заряда ускоряемой частицы. Если использовать электрическое поле с частотой $f_{\text{ген}} = 15$ МГц, для получения пучка дейтронов с энергией 20 МэВ радиус дуантов должен быть 0.46 м, а диаметр – почти 1 м. Этот же циклотрон может дать пучок протонов с энергией 10 МэВ и α -частиц с энергией 40 МэВ.

4.3.2. Синхроциклотрон

При ускорении заряженных частиц до релятивистских скоростей масса частицы $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ возрастает, период обращения

увеличивается, и, как следствие, нарушается условие фазового синхронизма (рис.4.12). При этом, пролетая между дуантами,

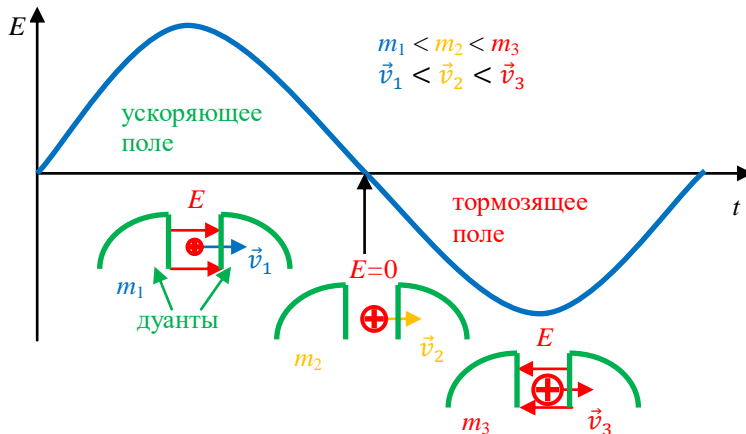


Рис.4.12. Нарушение условия фазового синхронизма при релятивистском возрастании массы частицы

ряженной частицы практически от нуля до значения, определяемого конечной энергией, что требует использования полюсов электромагнита большого размера. Поэтому для ускорения частиц с энергией более 1 ГэВ используют синхрофазотроны (см. 4.3.4), хотя интенсивность ускоренного пучка у них существенно ниже.

Синхроциклотрон является ускорителем импульсного действия, и новая порция заряженных частиц вводится в ускоритель после эмиссии предыдущей. Это связано с необходимостью изменения частоты генератора к исходному состоянию после окончания каждого цикла ускорения.

4.3.3. Синхротрон

В синхротроне условие синхронизма при релятивистском возрастании массы ускоряемой частицы достигается за счет плавного возрастания индукции пропорционально увеличению массы, при этом отношение $\frac{B}{m} = \text{const}$, период обращения частицы $T_{\text{част}}$ остается постоянным и частоту генератора менять не надо (рис.4.14).

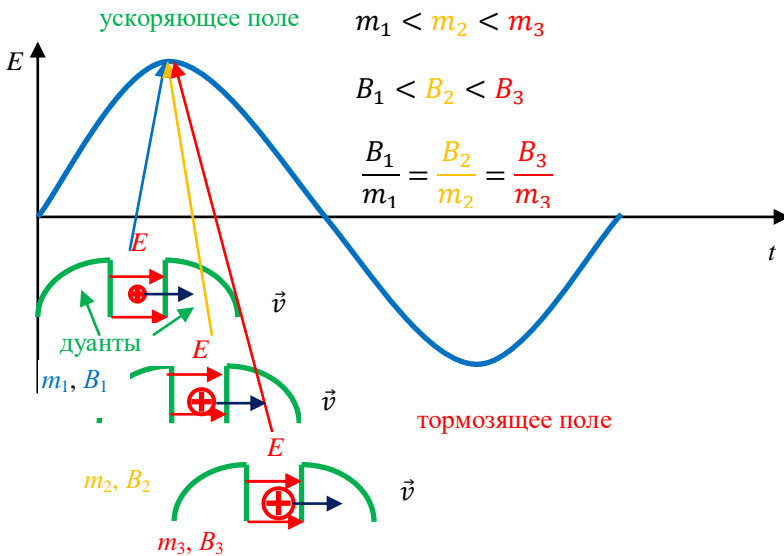


Рис.4.14. Принцип действия синхротрона

Синхротрон пригоден для ускорения любых заряженных частиц, в том числе и электронов. Если ускоряются электроны, то их масса сильно меняется в соотношении 1:100 или даже 1:1000. Изменить в соответствующем масштабе частоту технически очень сложно. Поэтому в данном случае изменяют магнитное поле.

При релятивистских скоростях $v \approx c$ и электрон движется по орбите почти постоянного радиуса $r \cong \frac{mv}{qB}$ (что достигается за счет плавного возрастания индукции пропорционально увеличению массы, при этом отношение $\frac{B}{m} = \text{const}$), поэтому нет необходимости создавать магнитное поле всюду, начиная от середины полюса до расстояния r_{max} , а достаточно создать его в пределах небольшой кольцеобразной площадки вокруг окружности радиуса r_{max} .

Схема синхротрона приведена на рис.4.15. Заряженные

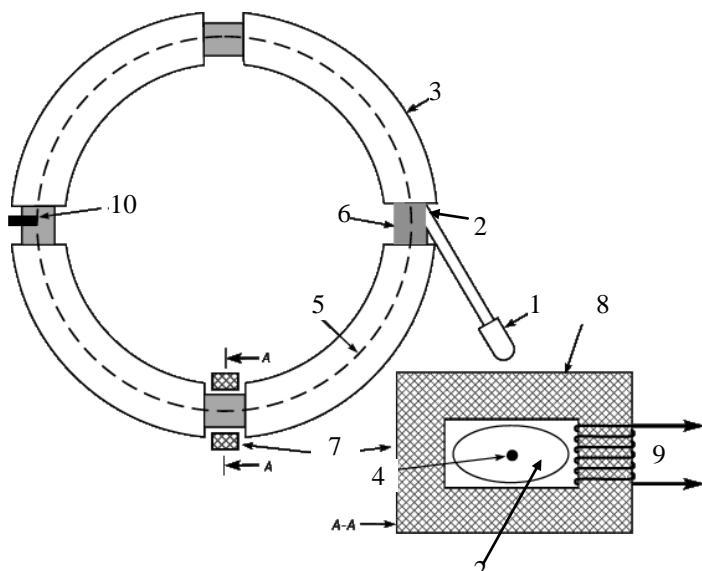


Рис.4.15. Схема синхротрона. Внизу – поперечное сечение ускоряющей системы. 1 – инжектор с одним или двумя каскадами предварительного ускорения; 2 – кольцевая вакуумная камера; 3 – 90° -й магнит; 4 – пучок частиц; 5 – равновесная орбита; 6 – прямолинейный участок; 7 – ускоряющая система; 8 – ферритовый сердечник; 9 – обмотка с ускоряющим напряжением; 10 – мишень

частицы предварительно ускоряются в одном или нескольких каскадах предварительного ускорения 1 и инжектируются в кольцевую вакуумную камеру 2 со скоростями, близкими к скорости света. Четыре “90 градусных” магнита 3 отклоняют пучок заряженных частиц 4 и направляют их по орбите равновесного радиуса 5. На одном или нескольких линейных участках 6 размещены ускоряющие системы 7. Ускоряющая система состоит из ферритового сердечника 8 с обмоткой 9, на которую подается переменное напряжение. Переменное магнитное поле индуцирует переменное электрическое поле. В центре отверстия сердечника 8 вектор напряженности электрического поля направлен по касательной к траектории частиц. Разогнанный до высоких энергий пучок заряженных частиц попадает на мишень 10 или выводится из кольца специальным устройством. Внешний вид синхротрона – ускорителя электронов и позитронов – показан на рис.4.16.



Рис.4.16. Внешний вид синхротрона

Максимальная энергия заряженных частиц, ускоренных с помощью синхротрона, составляет порядка 1 ГэВ. Синхротрон является ускорителем импульсного действия, и новая порция заряженных частиц вводится в ускоритель после эмиссии предыдущей.

4.3.4. Синхрофазотрон

Синхрофазотрон является циклическим ускорителем с постоянным радиусом равновесной орбиты $r_{\text{равн}} = \frac{mv}{qB} = \text{const}$. Чтобы частицы в процессе ускорения оставались на той же орбите, увеличивается как ведущее магнитное поле $B \sim mv$, так и частота ускоряющего электрического поля $f_{\text{ген}} = \frac{1}{T_{\text{част}}} = \frac{qB}{2\pi m}$. Следует отметить, что индукция B возрастает быстрее, чем частота $f_{\text{ген}}$.

Энергия ныне действующих ускорителей достигает десятков и сотен гигаэлектронвольт. Один из самых крупных в мире – протонный синхрофазотрон У-70 Института физики высоких энергий в г. Протвино под Москвой, вступивший в строй в 1967 г. Диаметр ускорительного кольца составляет полтора километра, общая масса 120 магнитных секций достигает 20 000 т. Каждые две секунды ускоритель выстреливает по мишеням залпом из 10^{12} протонов с энергией 76 ГэВ (четвертый показатель в мире). Чтобы достигнуть такой энергии, частицы должны совершить 400 000 оборотов, преодолев расстояние в 60 000 км. Здесь же сооружен подземный кольцевой тоннель длиной 21 км для нового ускорителя.

Интересно, что пуски ускорителей в Дубне или Протвино в советские времена проводились только по ночам, поскольку на них подавалась чуть ли не вся электроэнергия не только Московской, но и соседних областей!

В 1973 г. американские физики привели в действие в г. Батавии ускоритель, в котором частицам удалось сообщить энергию в 400 ГэВ, а потом довести ее до 500 ГэВ. Сегодня самый мощный ускоритель находится в США. Он называется “Тэватрон”, поскольку в его кольце длиной более 6 км с помощью сверхпроводящих магнитов протоны приобретают энергию около 1 ТэВ.

4.3.5. Микротрон

Микротрон (электронный циклотрон) – циклический резонансный ускоритель, в котором, как и в циклотроне, и магнитное поле, и частота ускоряющего поля постоянны во времени, но резонансное условие в процессе ускорения сохраняется за счёт изменения кратности ускорения n . Для правильной работы микротрона ускоряемая частица (электрон) должна быть предварительно ускорена до релятивистских скоростей $v \approx c$ и энергия, получаемая частицей при однократном прохождении ускоряющего промежутка, должна быть такой, что масса частицы возрастает на постоянную величину. Частица обращается в микротроне в однородном магнитном поле (рис.4.17), многократно проходя ускоряющий резонатор. Период обращения

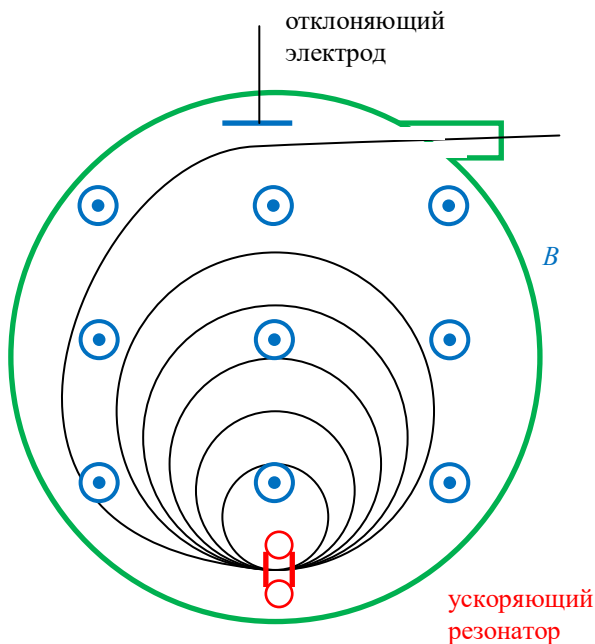


Рис.4.17. Схема микротрона

$$T = \frac{2\pi m}{qB} = \frac{2\pi mc^2}{qBc^2} = \frac{2\pi W}{qBc^2}.$$

В резонаторе она получает такой прирост энергии ΔW , что её период обращения изменяется на величину, равную или кратную периоду ускоряющего напряжения

$$\Delta T_{\text{част}} = nT_{\text{ген}} = \frac{2\pi\Delta W}{qBc^2}.$$

Если частица с самого начала обращалась в резонансе с ускоряющим полем, этот резонанс сохраняется, несмотря на изменение периода обращения. Например, первый оборот частица проходит за один период ускоряющего поля. При длине волны генератора

$$\lambda_{\text{ген}} = cT_{\text{ген}} = \frac{qBc}{2\pi\Delta W}$$

частица при следующем прохождении ускоряющего резонатора попадает в одну и ту же фазу ускоряющего поля.

В микротроне действует механизм автофазировки – период вращения ускоряемых частиц устанавливается кратным периоду ускоряющего поля. Микротрон – ускоритель непрерывного действия и способен давать токи порядка 100 мА, максимальная достигнутая энергия составляет порядка 30 МэВ (СССР, Великобритания). Реализация больших энергий затруднительна из-за повышенных требований к точности магнитного поля, а существенное повышение тока ограничено электромагнитным излучением ускоряемых электронов.

4.3.6. Бетатрон

Бетатрон – единственный циклический ускоритель электронов нерезонансного типа. Идея работы бетатрона состоит в следующем: однородное, изменяющееся во времени магнитное поле создает вихревое электрическое поле с замкнутыми силовыми линиями. Электрон вводится в это поле, и при одном обороте совершается работа, увеличивающая его кинетическую энергию на величину $W = qU$, где $U = 2\pi r_0 E$, напряжение на виток радиуса r_0 . Если скорость электрона возрастает пропорционально скорости увеличения напряженности магнитного поля, то электрон движется по орбите неизменного радиуса. За время возрастания магнитного поля частица может сделать несколько миллионов оборотов, и соответственно увеличится ее энергия.

Эта идея реализована в бетатроне с неоднородным осесимметричным магнитным полем (рис.4.18). На основании закона индукции напряжение на виток выражается формулой

$$U = - \frac{d\Phi}{dt},$$

где Φ – магнитный поток, охватываемый окружностью радиуса r_0 .

Напряженность электрического поля на окружности радиуса r_0 будет иметь значение

$$E = \frac{U}{2\pi r_0} = - \frac{1}{2\pi r_0} \frac{d\Phi}{dt}.$$

Изменение импульса частицы вызвано действием электрического поля, поэтому уравнение движения имеет вид

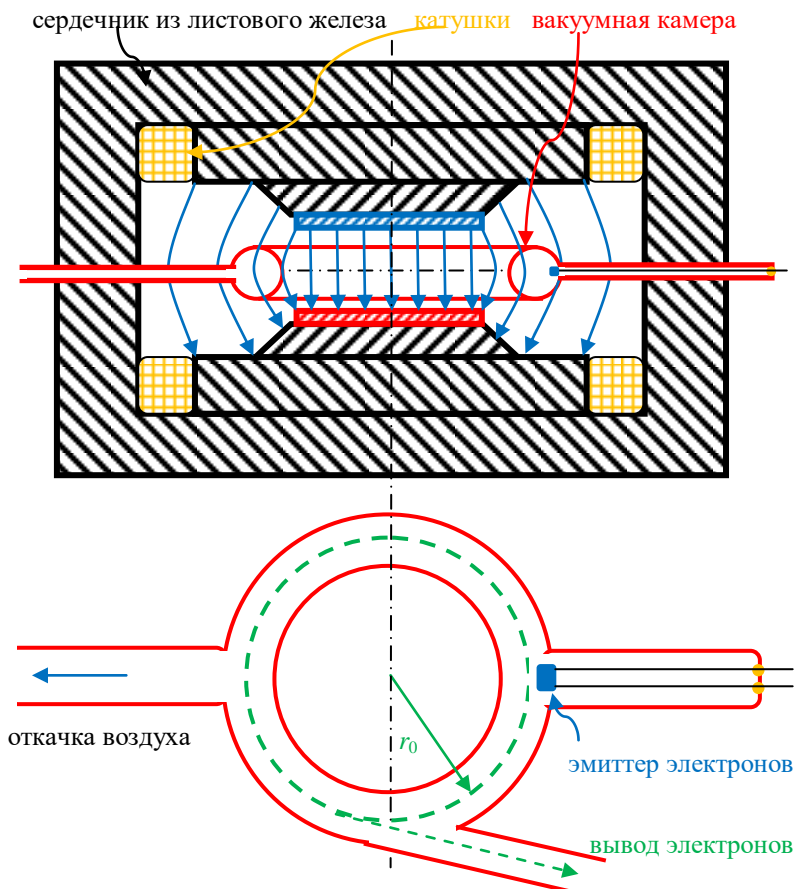


Рис.4.18. Схема бетатрона

$$\frac{d(mv)}{dt} = qE = -\frac{q}{2\pi r_0} \frac{d\Phi}{dt}.$$

Данное соотношение справедливо и для релятивистских скоростей. Интегрирование этого уравнения приводит к равенству

$$mv = \frac{q}{2\pi r_0} \Phi. \quad (4.1)$$

Здесь учтено, что в момент времени $t = 0$ выполнялись условия $v = 0$ и $\Phi = 0$. Знак минус опущен в связи с тем, что заряд электрона отрицательный.

Если электрон имеет скорость v , то поле с индукцией B_0 в точках окружности радиуса r_0 заставляет его двигаться по орбите с радиусом

$$r = \frac{mv}{qB_0} = \frac{q}{2\pi r_0} \frac{\Phi}{qB_0} = \frac{1}{2\pi r_0} \frac{\Phi}{B_0}.$$

Электрон может остаться на окружности при условии $r = r_0$.

Вводя среднее значение индукции B_m между полюсами электромагнита (внутри орбиты)

$$\Phi = r_0^2 \pi B_m,$$

получим

$$r_0 = \frac{1}{2\pi r_0} \frac{r_0^2 \pi B_m}{B_0},$$

откуда

$$B_0 = \frac{B_m}{2}.$$

Таким образом, если значение индукции в точках орбиты равно половине средней индукции между полюсами электромагнита, то электрон под действием магнитного поля B_0 оказывается вынужденным двигаться по круговой орбите неизменного радиуса r_0 . Это значит, что при увеличении r величина B должна уменьшаться, как показано на рис.4.19. Для этого коль-

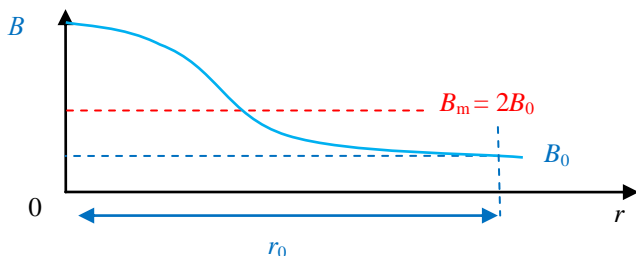


Рис.4.19. Радиальное распределение магнитного поля в бетатроне

цевая вакуумная камера располагается вблизи края полюсов электромагнита.

Электрон движется по орбите радиуса r_0 с импульсом, который согласно (4.1) возрастает пропорционально увеличению

Φ . Обычно имеет место синусоидальная зависимость Φ от времени (рис.4.20). Таким образом, время, используемое для ускорения, равно примерно $T/4$.

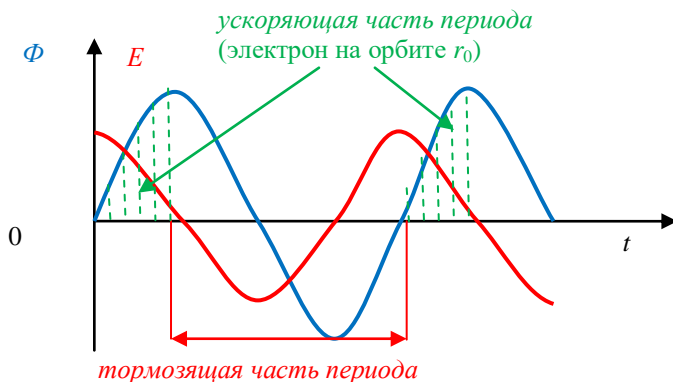


Рис.4.20. Ускорение электрона в бетатроне

Энергия электрона увеличивается до значения, соответствующего радиусу r_0 и наибольшему за данный интервал времени значению B_0 . После этого под действием противоположно направленного электрического поля электрон будет замедляться, поэтому в момент достижения максимальной энергии по вспомогательной катушке пропускают импульс тока большой силы, который смещает электрон с орбиты равновесного радиуса и направляет на мишень.

Бетатрон — ускоритель импульсного действия и может служить источником электронов до энергии порядка $100 \div 300$ МэВ. Однако для энергий выше $100 \div 200$ МэВ более удобен синхротрон, не имеющий громоздкого центрального сердечника. Особенно распространены бетатроны на средние энергии — $20 \div 50$ МэВ, используемые для различных целей и выпускаемые серийно. Бетатронный режимом ускорения часто пользуются в синхротронах для предварительного ускорения. Это ускорение производится до небольшой энергии, поэтому сердечник магнита невелик и существенно не усложняет конструкции синхротрона.

ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ МЕТАЛЛОВ

5.1. Виды эмиссий

Если осуществить внешнее воздействие на твердое тело: кинетическое, тепловое, электростатическое, фотонное или химическое, то при определенных условиях возникают эмиссии: электронная, ионная, атомная, молекулярная или фотонная, как показано на рис.5.1.

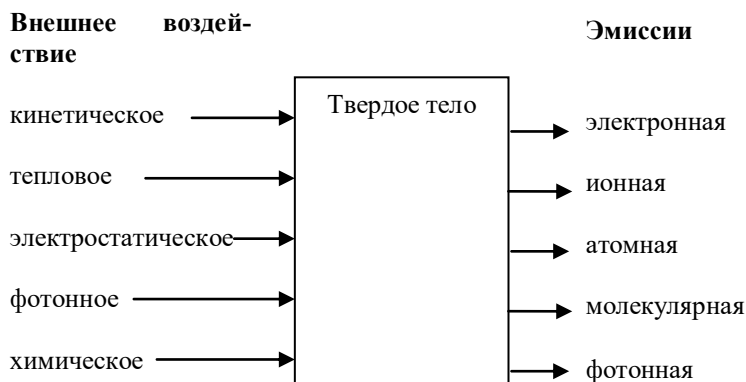


Рис.5.1. Виды внешних воздействий и вызываемые ими эмиссии

В твердом теле имеются атомы, расположенные в узлах кристаллической решетки, а также электроны, находящиеся на различных уровнях энергии в зоне проводимости, валентной зоне и нижележащих разрешенных зонах. Их выходу из твердого тела препятствует наличие потенциального барьера.

Проще всего осуществить электронную эмиссию из металлов. В них имеется большое количество электронов в зоне проводимости, не связанных с отдельными атомами, они свободно перемещаются по всему объему и образуют так называемый электронный газ. Концентрация электронов в зоне проводимости составляет $10^{22} \div 10^{23}$ электронов в одном кубическом сантиметре, таким образом, металлы являются наиболее подходящим материалом для создания высокоэффективных эмиттеров электронов.

5.2. Термоэлектронная эмиссия

5.2.1. Плотность тока термоэлектронной эмиссии

В металле у дна зоны проводимости плотность квантовых состояний (количество энергетических уровней на единицу энергии) $g(W) = \frac{8\pi}{3h^3} (2m^*W)^{\frac{3}{2}}$, здесь m^* – эффективная масса электрона; $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, изменяется по параболическому закону (рис.5.2,а). Вероятность нахождения

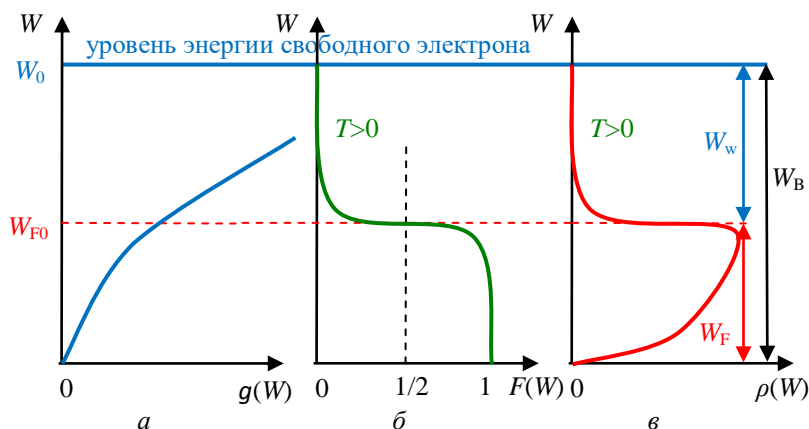


Рис.5.2. Функция распределения по энергиям: а – плотности квантовых состояний; б – вероятности нахождения электрона на энергетическом уровне с энергией W ; в – плотности распределения электронов

электрона на данном энергетическом уровне определяется функцией распределения Ферми $F(W) = \frac{1}{1 + \exp \frac{W - W_F}{kT}}$, где W – энергия электрона, а W_F – энергия уровня Ферми. Вероятность нахождения электрона на уровне Ферми $F(W_F) = 1/2$. Функции распределения Ферми для металла при температуре $T > 0$ К приведена на рис.5.2,б. При $T = 0$ К уровень Ферми W_{F0} соответствует наибольшей энергии, которую могут иметь электроны. С повышением температуры уровень Ферми слабо возрастает.

Принято полагать, что $W_F \approx W_{F0}$ вплоть до температуры плавления металла. Произведение двух этих функций с достаточной точностью определяет плотность распределения электронов по уровням энергии: $\rho(W) = g(W) \cdot F(W)$ – см. рис.5.2,в.

Таким образом, электроны в металле расположены в потенциальной яме глубиной W_B , практически все электроны расположены на уровнях ниже уровня Ферми. Небольшое количество электронов, порядка 2%, при комнатных температурах находится на более высоких энергетических уровнях. Для выхода электрона из металла необходимо, чтобы его энергия была больше энергии потенциального барьера. Однако этого недостаточно. Нужно также, чтобы электрон с этой энергией двигался перпендикулярно поверхности металла в направлении к поверхности.

Для расчета плотности тока термоэлектронной эмиссии обратимся к рис.5.3, на котором показан участок металла. Ось x системы координат расположим перпендикулярно к поверхности металла, при этом условие выхода электрона из металла можно записать в виде

$$\frac{mv_x^2}{2} \geq W_B,$$

отсюда минимальная скорость электрона, который может со-

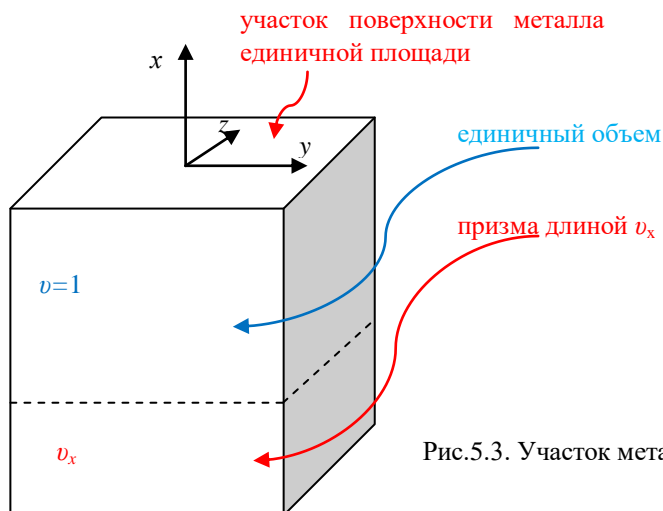


Рис.5.3. Участок металла

вершить выход из металла,

$$v_{xB} = \sqrt{\frac{2W_B}{m}}.$$

Из всех электронов металла, обладающих компонентой скорости v_x , за единицу времени поверхности металла достигнут только те электроны, которые находятся внутри призмы длиной v_x .

Число электронов в единице объема, имеющих скорости, заключенные 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

$$dN_{v=1} = \frac{2m^3}{h^3} \frac{1}{\exp \frac{W - W_F}{kT} + 1} dv_x dv_y dv_z.$$

В призме длиной v_x находится

$$dN_{v_x} = \frac{2m^3}{h^3} \frac{v_x}{\exp \frac{W - W_F}{kT} + 1} dv_x dv_y dv_z$$

таких электронов. Именно это число электронов достигает единицы поверхности металла в 1 с.

Не все электроны, достигшие поверхности металла, покидают металл, а только те из них, которые имеют в направлении x компоненту скорости v_x больше, чем v_{xB} , независимо от величины v_y и v_z . Таким образом общее число электронов, эмитируемых через единицу поверхности в 1с, составляет

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

Полученную формулу можно упростить, предположив $W_F \approx W_{F0}$ и $\exp \left(\frac{W - W_F}{kT} \right) \gg 1$, что справедливо для всех металлов при комнатных и более высоких температурах. В этом случае

$$N = \frac{2m^3}{h^3} \int_{v_x=v_{xB}}^{\infty} \int_{v_y=-\infty}^{\infty} \int_{v_z=-\infty}^{\infty} v_x \exp \left(\frac{W_{F0}}{kT} \right) \exp \left(\frac{-W}{kT} \right) dv_x dv_y dv_z,$$

или, если выразить энергию W через компоненты скорости,

$$N = \frac{2m^3}{h^3} \exp\left(\frac{W_{F0}}{kT}\right) \int_{v_x=v_{xB}}^{\infty} v_x \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right) dv_x \cdot \\ \cdot \int_{v_y=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{mv_y^2}{2kT}\right) dv_y \int_{v_z=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z.$$

Первый интеграл равен $\frac{kT}{m} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right) = \frac{kT}{m} \exp\left(-\frac{W_{xB}}{2kT}\right)$, а каждый из двух последних $\sqrt{\frac{2\pi kT}{m}}$. Следовательно, число электронов, покидающих единицу поверхности в секунду,

$$N = \frac{4\pi k^2 m}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{W_B - W_{F0}}{kT}\right),$$

отсюда плотность тока термоэлектронной эмиссии:

$$J_t = Nq = \frac{4\pi k^2 m q}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{W_B - W_{F0}}{kT}\right).$$

Обозначим $4\pi k^2 m q / h^3 = A$ и, введя работу выхода $W_W = W_B - W_{F0}$ (см. рис.5.2,б), получим формулу Ричардсона – Дэшмана для плотности тока термоэлектронной эмиссии

$$J_t = A T^2 \exp\left(-\frac{W_W}{kT}\right).$$

Величины, стоящие в показателе степени W_W и kT , должны быть измерены в одинаковых единицах: в джоулях, в электронвольтах или в температурном эквиваленте. Последний вводится с помощью уравнения

$$b_0 = \frac{W_W}{k} = \frac{W_W[\text{эВ}] \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{эВ}}\right]}{1.38 \cdot 10^{-23} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{К}}\right]} = 11600 \cdot W_W[\text{К}],$$

W_W необходимо подставлять в формулу в электронвольтах. Тогда

$$J_t = A T^2 \exp\left(-\frac{b_0}{T}\right).$$

5.2.2. Влияние задерживающего поля

Величину тока термоэлектронной эмиссии можно исследовать с помощью схемы, представленной на рис.5.4.

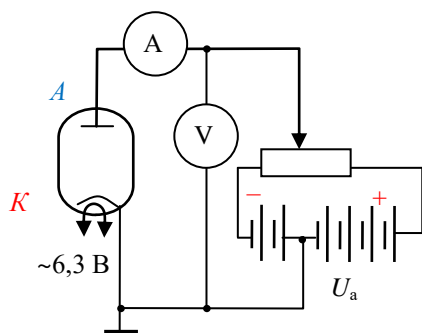


Рис.5.4. Схема для измерения эмиссионного тока

Если анодное напряжение $U_a = U_r$ отрицательное, то между анодом и катодом возникает дополнительный барьер для электронов (рис.5.5). Предполагается, что на рисунке взят вариант, когда катод и анод изготовлены из одинаковых металлов.

Для электронов, достигающих анода, общая

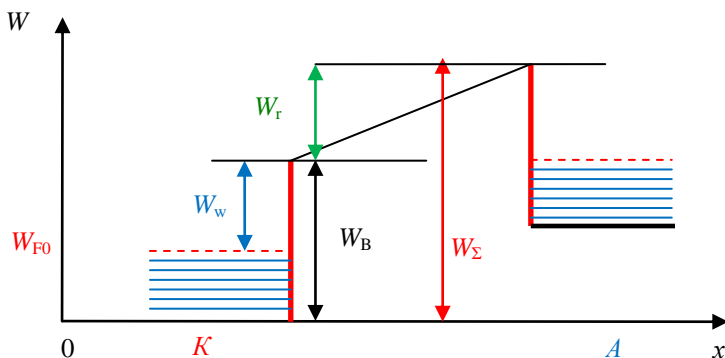


Рис.5.5. Повышение потенциального барьера при подаче отрицательного напряжения на анод

высота потенциального барьера увеличивается на величину $W_r = qU_r$ и составляет $W_Σ = W_B + W_r$.

Таким образом, формула Ричардсона – Дэшмана принимает вид

$$J_t^r = A T^2 \exp \left(- \frac{W_B + W_r - W_{F0}}{kT} \right) = J_t \exp \left(- \frac{W_r}{kT} \right).$$

Эта зависимость справедлива до тех пор, пока напряжение на аноде отрицательно. Если напряжение на аноде положительно, то следует ожидать, что анод притягивает к себе все без исключения электроны, выходящие с катода. Анодный ток I_a при $U_a > 0$ должен оставаться постоянным. На рис.5.6 приведена зависимость логарифма плотности тока термоэлектронной эмис-

сии от анодного напряжения (синяя линия). На этом же графике красной линией нанесена экспериментально полученная зависимость.

Эти зависимости имеют следующие различия:

1. Перегиб реальной кривой сдвинут вправо по оси анодных напряжений на величину U_k . Этот сдвиг обусловлен наличием контактной разности потенциалов между катодом и анодом.

2. При напряжениях на аноде, больших U_k , ток продолжает медленно возрастать. Увеличение тока термоэлектронной эмиссии, происходящее под влиянием внешнего поля, связано с эффектом Шоттки.

3. При больших напряжениях анодный ток значительно возрастает. Это вызвано автоэлектронной эмиссией.

4. Экспериментальная кривая не имеет резкого перегиба. Скругление кривой обусловлено образованием пространственного заряда вблизи поверхности катода.

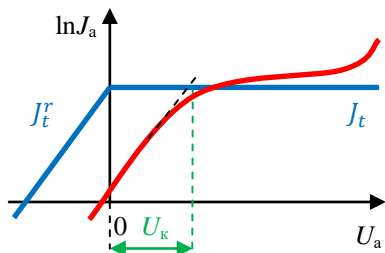


Рис.5.6. Зависимость $\ln J_a = f(U_a)$: идеальная – синяя линия, реальная – красная

5.2.3. Контактная разность потенциалов

Для получения большей плотности тока термоэлектронной эмиссии для изготовления катода необходимо использовать металл с малой работой выхода. Анод изготавливают из материала с большой работой выхода, чтобы уменьшить явление вторичной электронной эмиссии и предотвратить образование большого объемного заряда вторичных электронов вблизи анода.

При контакте между металлами с различной работой выхода возникает контактная разность потенциалов, как показано на зонной диаграмме рис.5.7. В левой части рисунка приведена зонная диаграмма контакта анод – катод в состоянии термодинамического равновесия. Следует отметить, в схеме рис.5.4 анод и катод соединены проводниками, однако в состоянии термодинамического равновесия энергия уровня Ферми одинакова во всех контактирующих материалах, поэтому на рисунке зонные

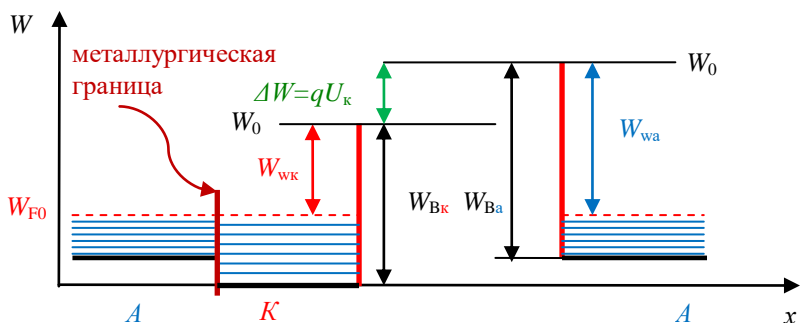


Рис.5.7. Зонная диаграмма контакта анод – катод и возникновение контактной разности потенциалов

диаграммы соединительных проводов не изображены. Между анодом и катодом, размещенными в стеклянной колбе, находится вакуум. Справа на рисунке вторично изображена зонная диаграмма анода. Как видно из рисунка, между катодом и анодом возник дополнительный энергетический барьер, равный разности работы выхода электрона из анода и катода,

$$\Delta W = W_{\text{wa}} - W_{\text{wk}} = qU_{\kappa},$$

и пропорциональная величине этого барьера контактная разность потенциалов U_{κ} .

Таким образом, для учета контактной разности потенциалов в формулу Ричардсона – Дэшмана вводится еще один множитель

$$J_t^r = J_t \exp\left(-\frac{W_r}{kT}\right) \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right).$$

5.2.4. Эффект Шоттки

На электрон в непосредственной близости от катода действует сила зеркального отображения F_s и со стороны электрического поля сила F_E (рис.5.8). Сила зеркального отображения рассчитывается по законам электростатики:

$$F_s = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{(2x)^2}.$$

Соответствующая ей потенциальная энергия

$$W_s = -\frac{1}{2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{2x}.$$

Сила, действующая на электрон со стороны электрического поля,

$$F_E = qE.$$

Распределение потенциальной энергии электрического поля в межэлектродном промежутке

$$W_E = -qEx.$$

На рис.5.9,а и б представлено распределение сил и потенциалов в промежутке между катодом и анодом.

Из рис.5.9,б видно, что максимум потенциального барьера находится в точке x_k , в которой равнодействующая силы

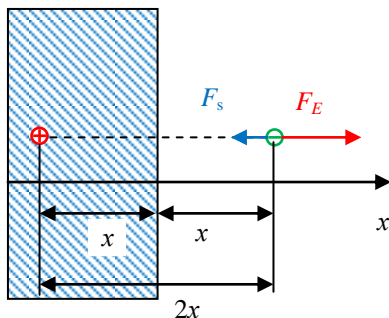


Рис.5.8. Силы, действующие на электрон вблизи поверхности катода

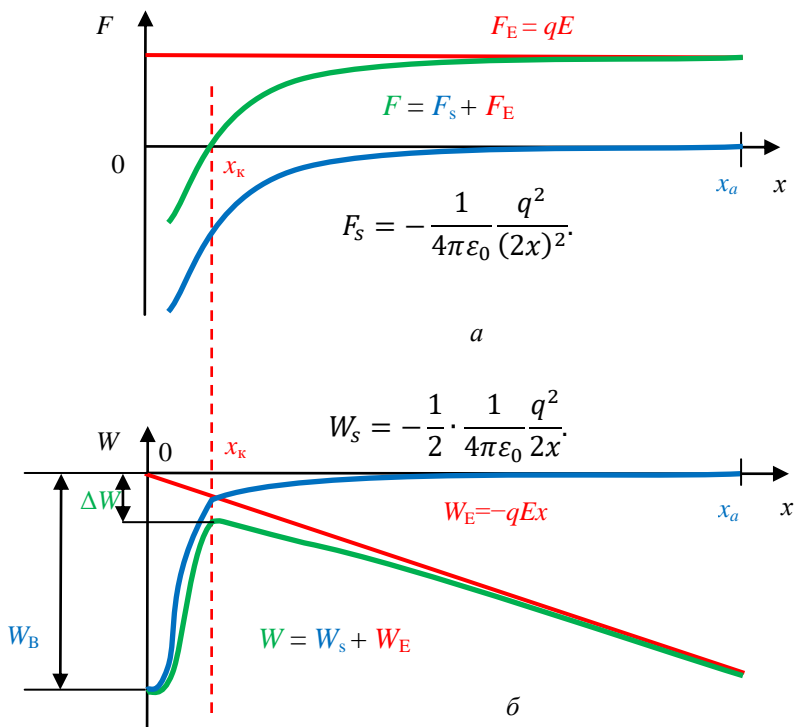


Рис.5.9. Распределение сил, действующих на электрон, – а; потенциалов в промежутке между катодом и анодом – б

зеркального отображения и силы электрического поля равна нулю:

$$qE - \frac{1}{16\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{x_k^2} = 0.$$

Отсюда следует

$$x_k = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0} \frac{1}{\sqrt{E}}} = c \frac{1}{\sqrt{E}}.$$

При таком значении x_k потенциал зеркального отображения и потенциал электрического поля равны:

$$-qEx_k = -\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{2x_k}.$$

В этом случае потенциальный барьер снижается на вдвое большую величину:

$$\Delta W_B = -2qEx_k = -2qEc \frac{1}{\sqrt{E}} = -2qc\sqrt{E}.$$

В результате уменьшение потенциального барьера пропорционально \sqrt{E} . Соответствующее увеличение тока термоэлектронной эмиссии под воздействием внешнего поля выражается формулой Шоттки:

$$J_t^E = J_t \exp\left(\frac{2qc\sqrt{E}}{kT}\right) = J_t \exp\left(\frac{0,44\sqrt{E}}{T}\right).$$

5.2.5. Автоэлектронная эмиссия

При больших напряженностях электрического поля начинается автоэлектронная эмиссия. Она связана с туннелированием электронов через потенциальный барьер конечной ширины и высоты.

Плотность тока автоэлектронной эмиссии вычисляется по формуле, аналогичной формуле для плотности тока термоэлектронной эмиссии, в которой вместо температуры подставлена напряженность электрического поля:

$$J_E = K_1 E^2 \exp\left(-\frac{K_2}{ET}\right).$$

5.2.6. Влияние объемного заряда

Область изменения параметров электронной лампы, в пределах которой объемный заряд решающим образом влияет на ее работу, называют областью объемного заряда. В этой области катод эмитирует достаточно большое количество электронов, образующих объемный заряд.

На рис.5.10 схематично показано влияние объемного заряда

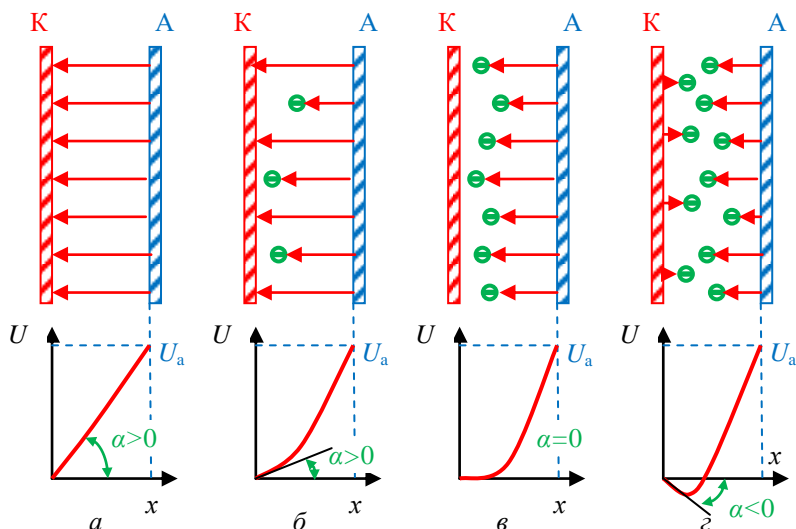


Рис.5.10. Влияние пространственного заряда на распределение потенциала в межэлектродном пространстве: *а* – холодный катод, *б* – нагретый катод (малый объемный заряд), *в* – существенный объемный заряд, *г* – большой объемный заряд

да на распределение линий напряженности и потенциала электрического поля в межэлектродном пространстве. На рис.5.10, *а* изображен не нагретый (холодный) катод. При этом эмиссии электронов нет и напряженность поля на катоде $|E| = \frac{dU}{dx} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{dU_a}{dx_a}$ равна напряженности поля в межэлектродном пространстве. При повышении температуры катода начинается термоэлектронная эмиссия, часть линий напряженности электрического поля заканчивается на электронах, и напряженность поля

на катоде уменьшается (рис.5.10,б). При дальнейшем повышении температуры в межэлектродном пространстве образуется достаточно большой объемный заряд, который экранирует электрическое поле и напряженность поля на катоде уменьшается до нуля (рис.5.10,в). Затем наступает режим, при котором объемный заряд создает вблизи катода электрическое поле, препятствующее дальнейшему росту эмиссии электронов с катода (рис.5.10,г).

Для нахождения распределения потенциала в пространстве между анодом и катодом используют одномерное (зависящее только от x) уравнение Лапласа – Пуассона

$$\Delta U = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad \frac{d^2 U}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0}.$$

Его можно решить при следующих граничных условиях: на катоде $x = 0$ потенциал

$$U(0) = 0, \quad \frac{dU}{dx}|_{x=0} = 0,$$

что соответствует режиму существенного объемного заряда (рис.5.10,в). Потенциал на аноде $x = x_a$

$$U(x_a) = U_a.$$

В стационарных условиях $\text{div} J = \frac{dJ}{dx} = 0$ и, следовательно, $J = \text{const}$.

Если обозначить число электронов в единице объема n , то плотность заряда и плотность тока составят соответственно

$$\rho = -nq, \quad J = nqv,$$

следовательно,

$$\rho = -\frac{J}{v}.$$

Скорость электронов зависит от ускоряющего напряжения

$$v = \sqrt{\frac{2qU}{m}}.$$

Отсюда

$$\rho = -J \sqrt{\frac{m}{2q}} \frac{1}{\sqrt{U}}.$$

Уравнение Лапласа – Пуассона принимает вид

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = -\frac{J}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2q}} \frac{1}{\sqrt{U}}.$$

Проинтегрируем это уравнение методом прямой подстановки. Функция

$$U = \left(\frac{9}{4} \frac{J}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2q}} x^2 \right)^{\frac{2}{3}} = cx^{\frac{4}{3}}.$$

Удовлетворяет как дифференциальному уравнению, так и граничным условиям. Окончательно получим

$$J = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2q}{m}} \frac{U_a^{\frac{3}{2}}}{x_a^2}.$$

Это уравнение Чайлда – Ленгмюра, справедливое для плоских электродов. Видно, что плотность тока J и вместе с ней сила тока I увеличиваются пропорционально $U_a^{\frac{3}{2}}$. Поэтому это уравнение называют “закон трех-вторых” и записывают в виде

$$J = \alpha U_a^{\frac{3}{2}}.$$

Он справедлив для любой электронной лампы, работающей в режиме, когда существенно влияние объемного заряда (рис.5.11).

Если подставить численные значения в константы, то получим

$$J = 2.34 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{\frac{3}{2}}}{x_a^2}.$$

Распределение потенциала в межэлектродном пространстве плоского диода зависит также и от напряжения на аноде (рис.5.12).

При изолированном аноде электроны, эмитированные с катода, достигают анода и заряжают его отрицательно до напряжения U_1 , при котором ни один электрон не может больше достичь

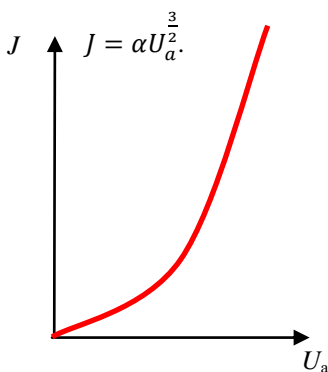


Рис.5.11. Уравнение Чайлда – Ленгмюра

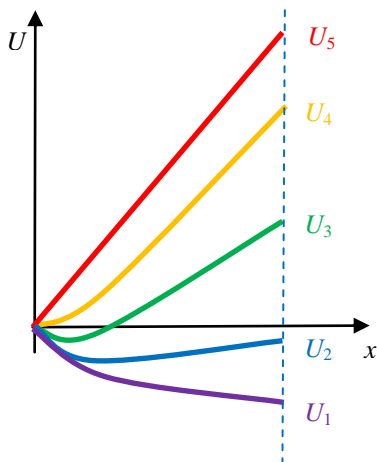


Рис.5.12. Распределение потенциала в межэлектродном пространстве при различных напряжениях на аноде

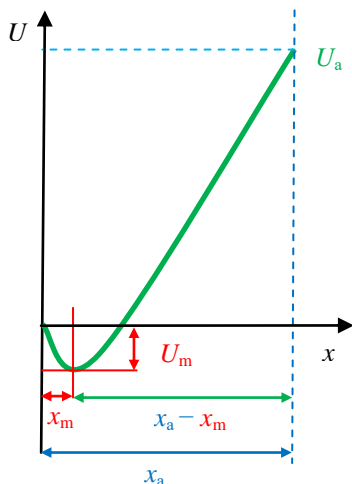


Рис.5.13. Образование виртуального катода в плоском диоде

анода. Катод заряжается положительно, и электроны, вышедшие из него, пройдя небольшой отрезок пути, возвращаются назад. Вблизи катода образуется большой объемный заряд. Если подать на анод небольшое отрицательное напряжение $|U_2| < |U_1|$, то электроны, обладающие наибольшими скоростями, достигают анода. Другие электроны образуют объемный заряд, наибольшая плотность которого обладает большим отрицательным потенциалом, чем анод. Таким образом, в пространстве образуется минимум потенциала, так называемый виртуальный катод.

Если к аноду приложить небольшое положительное напряжение U_3 , то минимум потенциала останется, но уменьшится и приблизится к катоду. Минимум потенциала составляет обычно порядка 1 В.

Если анодное напряжение U_4 настолько велико, что напряженность поля на катоде равна нулю, то ток эмиссии катода равен току насыщения и задерживающий потенциал отсутствует. При дальнейшем повышении анодного напряжения U_5 ток может незначительно увеличиться за счет эффекта Шоттки, объемный заряд уменьшится, и распределение потенциала приблизится к случаю, характерному для отсутствия объемного заряда (см. рис.5.10,а).

Реальные диоды обычно работают в режиме, соответствующем напряжению U_3 (рис.5.12). В этом случае в уравнение Чайлда – Ленгмюра необходимо внести поправку, заменив x_a на $x_a - x_m$ и U_a на $U_a - U_m$ (см. рис.5.13). Закон трех-вторых запишется в виде

$$J = 2,34 \cdot 10^{-6} \frac{(U_a - U_m)^{\frac{3}{2}}}{(x_a - x_m)^2}.$$

В это уравнение U_m нужно подставлять с учетом знака.

5.3. Полевая эмиссия

Уравнение для плотности тока полевой (автоэлектронной) эмиссии введено в 5.2.5. Особенностью полевой эмиссии является необходимость создания большой напряженности электрического поля $E \sim 10^9$ В/м. Высокая напряженность электрического поля возникает вблизи поверхности с малым радиусом кривизны. Поэтому эмиттерам придают форму игл или лезвий (рис.5.14, а и б) с радиусом острия порядка $r \sim 10^{-6}$ м. При таких размерах коэффициент усиления электрического поля вблизи неоднородности достигает нескольких сотен и при $U_a \sim 10^4$ В расстояние между анодом и катодом имеет порядок миллиметров. Преимуществом игольчатого катода является меньший радиус кривизны и, следовательно, большая напряженность электрического поля. Однако в процессе распыления материала катода радиус существенно увеличивается и напряженность поля резко падает за счет уменьшения коэффициента усиления β и дополнительного удаления от анода на расстояние Δx . Катод, изготовленный в форме лезвия, при распылении сохраняет радиус кривизны, и напряженность электрического поля уменьшается существенно слабее.

Особенностями полевой эмиссии являются:

1. Безынерционность.
2. Высокие плотности тока в импульсе до $10^7 \div 10^9$ А/см².
3. Малые размеры катода.
4. Низкий разброс электронов по энергиям.
5. Высокая крутизна вольт-амперной характеристики.

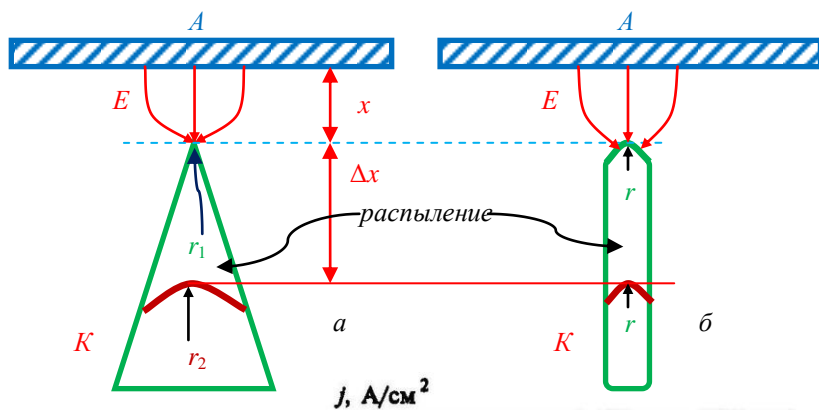


Рис.5.14. Полевые эмиттеры: *a* – игольчатый, *б* – лезвие

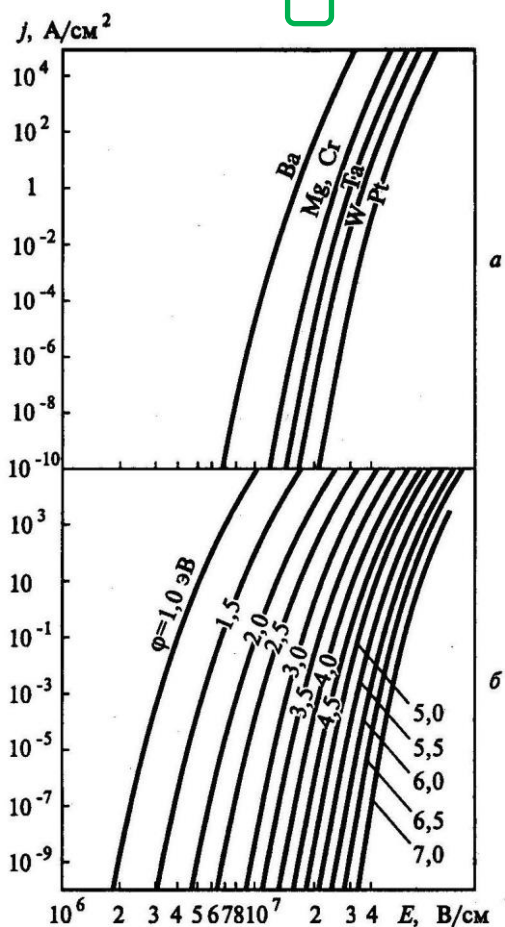


Рис.5.15. *a* – вольт-амперные характеристики для полевых эмиттеров; *б* – для эмиттеров с различной работой выхода

На рис.5.15,*а* приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) для полевых эмиттеров, изготовленных из бария (Ba), магния (Mg), хрома (Cr), тантала (Ta), вольфрама (W) и платины (Pt). На рис.5.15,*б* представлены ВАХ для эмиттеров с различной работой выхода.

К недостаткам можно отнести нестабильность плотности тока, вызванную адсорбцией остаточных газов и распылением катода; относительно малый срок службы катодов и необходимость создания глубокого вакуума.

Для изготовления полевых эмиттеров обычно используют тугоплавкие металлы: вольфрам, рений, платина и т.п.

5.4. Взрывная эмиссия

Полевая эмиссия переходит во взрывную, если $E = \beta \frac{U}{d} \geq E_{кр} \sim 10^{10} \left[\frac{В}{см} \right]$, где $\beta = 30 \div 300$ – коэффициент усиления электрического поля на локальной неоднородности, d – расстояние между электродами, U – напряжение на аноде. При этом происходит разрушение острия катода за счет теплового микровзрыва, вызванного протеканием большого эмиссионного тока. В пространстве между катодом и анодом возникает плазменный сгусток (рис.5.16), проводимость возрастает, и плотность тока увеличивается на $2 \div 3$ порядка (рис.5.17).

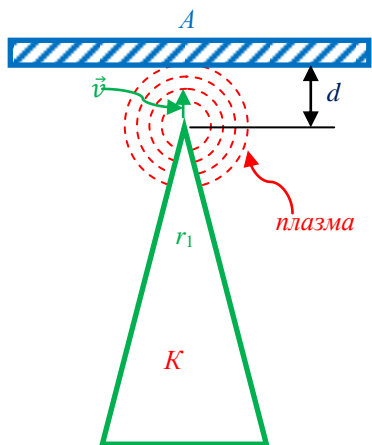


Рис.5.16. Взрывная эмиссия

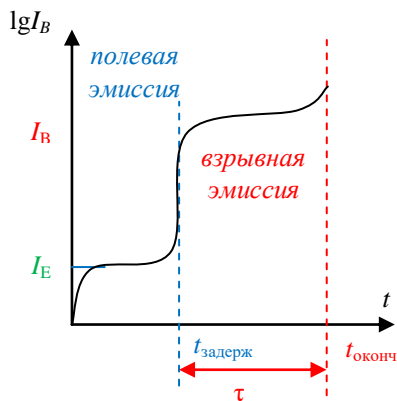


Рис.5.17. Динамика взрывной эмиссии

Динамика взрывной эмиссии показана на рис.5.17. Взрывная эмиссия всегда имеет время задержки $t_{\text{задерж}}$, необходимое для разогрева острия катода. Затем в течение времени $\tau = \frac{d}{v}$, где v – скорость разлета плазмы, течет ток взрывной эмиссии, который заканчивается после разрушения катода.

Для взрывной эмиссии характерна высокая плотность тока $J_{\text{в}}$, которая может достигать величины $10^7 \div 10^9$ А/см². Сила тока с одного острия может составлять $\sim 10^3$ А, а время протекания тока взрывной эмиссии τ имеет порядок десятых долей микросекунды.

После микровзрыва образуются новые острия на соседних участках поверхности и взрывная эмиссия продолжается.

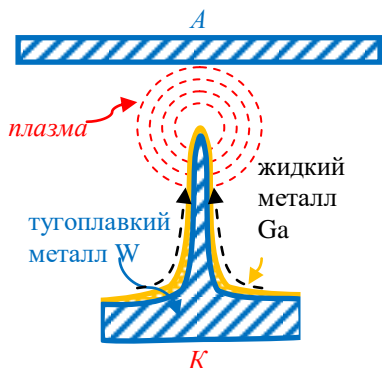


Рис.5.18. Взрывная эмиссия

Для получения постоянных токов взрывной эмиссии используют жидкометаллические катоды (рис.5.18). Здесь распыляется с тугоплавкого вольфрамового острия жидкий при комнатных температурах металл галлий. Распыленный металл восполняется притоком жидкого галлия, движущегося к кончику острия за счет сил поверхностного натяжения.

5.5. Фотоэлектронная эмиссия

При освещении металла с его поверхности вырываются электроны, это явление называют внешним фотоэффектом. Схема установки для изучения фотоэффекта представлена на рис.5.19. Фотокатод и анод размещены в камере с глубоким вакуумом. Через кварцевое окошечко кванты света с энергией $W = h\nu$ попадают на фотокатод и выбивают электроны. Интенсивность монохроматического потока света Φ_{λ} [Дж/с]. К аноду подключен источник питания U , сила тока фототока в цепи I_{ϕ} измеряется амперметром.

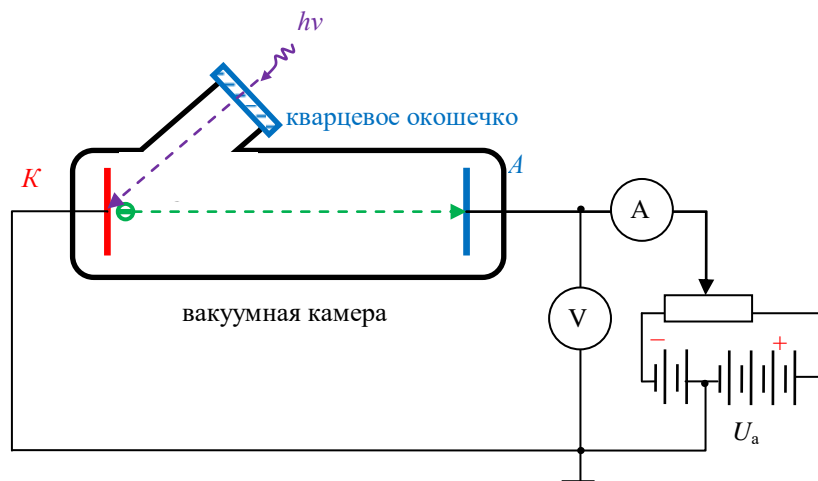


Рис.5.19. Схема установки для изучения фотоэффекта

На рис.5.20 и 5.21 представлены результаты измерений. Из рис.5.20 видно, что при постоянной частоте падающего света ($\nu = \text{const}$) существует отрицательное напряжение U_r , при котором задерживаются самые быстрые из числа вылетающих электроны. Максимальная энергия эмитированных электронов не зависит от интенсивности светового потока. При положительных напряжениях на аноде сила фотоэлектронного тока I_Φ про-

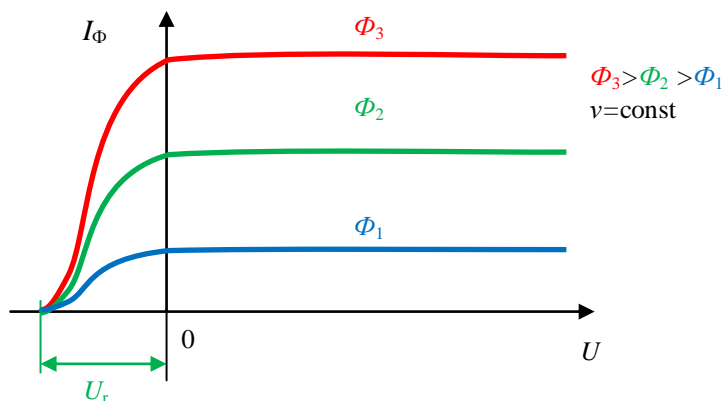


Рис.5.20. Зависимость фототока от напряжения на аноде при различных интенсивностях монохроматического света

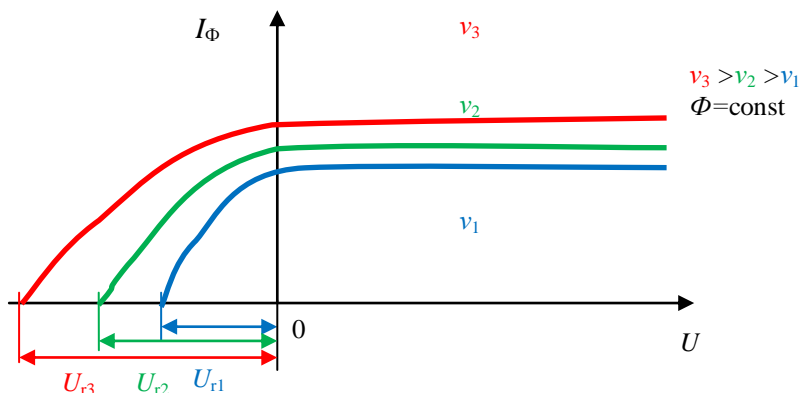


Рис.5.21. Зависимость фототока от напряжения на аноде при различных частотах падающего света и одинаковой интенсивности

порциональна интенсивности светового потока Φ_λ и не зависит от U . При постоянной интенсивности светового потока ($\Phi = \text{const}$) и различной частоте квантов света $|U_r| \sim \nu$ (см. рис.5.21). При $U \geq 0$ сила фототока I_ϕ не зависит от частоты и от приложенного напряжения. Установлено, что под воздействием освещения электроны эмитируются немедленно, задержка составляет менее $3 \cdot 10^{-9}$ с.

Эйнштейн объяснил полученные результаты с помощью квантовой теории Планка. Фотон поглощается атомом металла. Электрон, получив порцию энергии $h\nu$, тратит часть полученной энергии на совершение внешней работы выхода, оставшаяся часть энергии преобразуется в кинетическую энергию эмитированного электрона:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + W_w.$$

Это уравнение носит название уравнения Эйнштейна.

При $\nu^2 = 0$ можно определить минимальное значение частоты света, при которой электроны еще выбиваются из металла:

$$\nu_0 = \frac{W_w}{h},$$

где ν_0 – граничная частота. Соответствующая ей длина волны

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{ch}{W_w}$$

определяет красную границу фотоэффекта.

Следует отметить, что, строго говоря, об истинном пороге фотоэффекта можно судить только при температуре абсолютного нуля, когда электроны выбиваются с уровня энергии W_{F0} (рис.5.22). При $T > 0$ К уровень энергии Ферми W_F незначительно повышается; кроме того, фотоны могут поглощаться электронами, находящимися на более высоких уровнях энергии (таких электронов немного, см. рис.5.2,в), что приводит к незначительному “размытию” зависимостей, изображенных на рис.5.20 и 5.21, вблизи напряжений U_r .

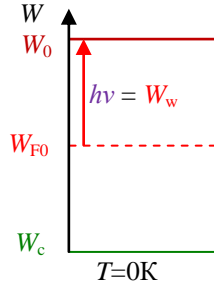


Рис.5.22. Зонная диаграмма металла при температуре $T=0$ К

При большой плотности светового потока (освещенности фотокатода) $E = \frac{\Phi_\lambda}{S} \geq 10^{12} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right]$, что характерно для лазерных излучений, возникает эффект многофотонного поглощения:

$$nh\nu = \frac{mv^2}{2} + W_w,$$

где n – число поглощенных квантов. В этом случае не существует красной границы фотоэффекта.

Фотоэлектронная эмиссия характеризуется квантовым выходом

$$\Upsilon = \frac{N_e}{N_\Phi},$$

где N_e – число выбитых электронов, N_Φ – число поглощенных фотонов. Коэффициент Υ может быть меньше, равен или больше единицы. Так, при достаточно большой энергии падающего кванта может быть выбито два и более электрона.

Спектральная чувствительность (светочувствительность) фотокатода определяется соотношением $S_\lambda = I_\Phi / \Phi_\lambda$. Спектральная чувствительность фотокатода, как и квантовый выход, зависит от материала фотокатода (типа кристалла) и частоты

падающего излучения. Зависимости фототока $I_{\text{ф}}$, чувствительности фотокатода и его квантового выхода от длины волны падающего излучения или частоты этого излучения называются спектральными характеристиками фотокатода, которые определяются материалом фотокатода.

На основе фотоэффекта работают фотоэлектронные умножители (рис.5.23). В качестве материала для изготовления фото-

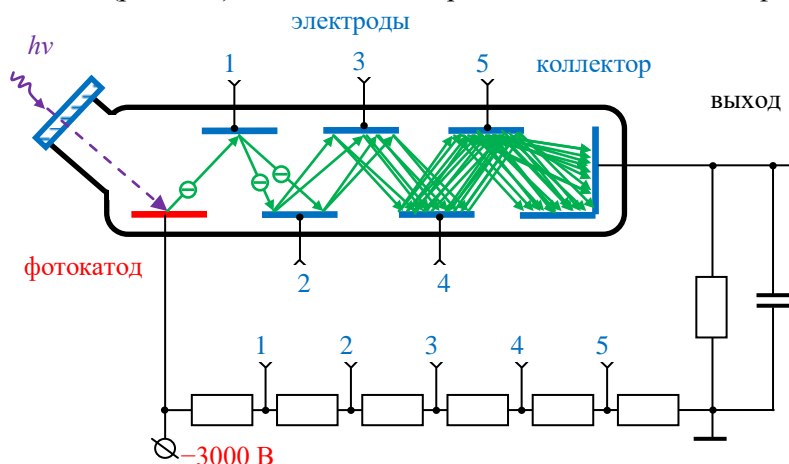


Рис.5.23. Схема фотоэлектронного умножителя

катода используют щелочные металлы или их сплавы с другими химическими элементами, обладающие малой работой выхода (см. табл.5.1).

Табл.5.1. Характеристики материалов, используемых для изготовления фотокатодов

Вещество	Работа выхода $W_{\text{в}}$, эВ	Красная граница λ_0 , мкм	Длина волны, соответствующая максимальной чувствительности λ_{max} , мкм	Спектральная чувствительность S_{λ} , А/лм
Cs	1.87÷1.96	660	539	
Sb-Cs		700	460	30÷100
Bi-O-Ag-Cs		760	470	10÷60
Cs-CsO-Ag	1.23	1000	894.3	

5.6. Экзоэлектронная эмиссия

Появление экзоэлектронной эмиссии может вызываться радиационными, механическими или физико-химическими процессами на поверхности твердого тела (адсорбция, окисление, коррозия, химические реакции, фазовые превращения). После прекращения внешнего воздействия экзоэлектронная эмиссия затухает и возникает послеэмиссия.

Плотности тока экзоэлектронной эмиссии очень малы: $J_{\text{ээ}} \sim 10^{-15} \div 10^{-19} \left[\frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \right]$. По этой причине ее обычно не удается выделить на фоне других видов эмиссии. Поэтому регистрируют послеэмиссию, которая продолжается от 1 мкс до нескольких суток. Энергия экзоэлектронов, покинувших эмиттер, невелика и составляет от 0.01 до 1 эВ.

Экзоэлектронная эмиссия наблюдается при пробоях газов. Наличие в газовом промежутке экзоэлектронов уменьшает время зажигания газового разряда в приборах с холодным катодом. Экзоэлектронная эмиссия может использоваться как индикатор степени очистки металлических электродов.

Интенсивная экзоэлектронная эмиссия наблюдается при фазовых переходах в кристаллах, что позволяет точно определить температуру кристаллизации металлов и сплавов.

ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

6.1. Расходимость электронного пучка

Расходимость электронного пучка определяется балансом сил, действующих на электроны со стороны электрических и магнитных полей. Для учета влияния сил, действующих на электрон, находящийся на поверхности электронного пучка, рассмотрим рис.6.1. Электронный пучок представлен в виде цилиндра

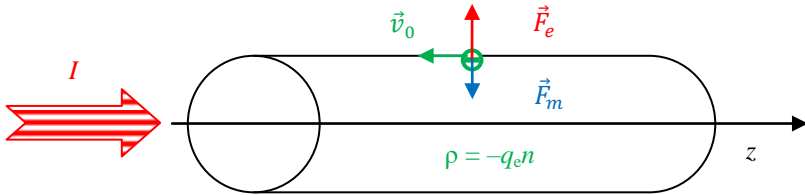


Рис.6.1. Силы, действующие на электрон, находящийся на поверхности электронного пучка

дра с радиусом r , равномерно распределенной плотностью заряда $\rho = -q_e n$, где q_e – элементарный заряд, n – концентрация электронов в единице объема. Нас интересует изменение траектории электрона в радиальном направлении, вызванное влиянием объемного заряда электронного пучка.

Сила тока в пучке

$$I = -\rho |\vec{v}_0| \pi r^2,$$

отсюда

$$\rho = -\frac{I}{\pi r^2 |\vec{v}_0|}.$$

Радиальная напряженность электрического поля на поверхности цилиндра, внутри которого находится заряд с постоянной плотностью, выражается следующим образом:

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{q}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} = \frac{\rho\pi r^2}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} = \frac{\rho}{2\epsilon_0} r = -\frac{I}{2\pi\epsilon_0 r |\vec{v}_0|} = \\ &= -\frac{I}{2\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2q_e}{m} U_a}} \cdot \frac{1}{r}. \end{aligned}$$

Напряженность магнитного поля задается формулой

$$H = \frac{I}{2\pi r}.$$

Радиальные силы, действующие на электрон:

$$\begin{aligned} F = F_e - F_m &= q_e E_r - q_e v \mu_0 H = q_e \frac{I}{2\pi \varepsilon_0 r v_0} - q_e \frac{\mu_0 I}{2\pi r} v_0 = \\ &= \frac{q_e I}{2\pi \varepsilon_0 r v_0} \left(1 - \frac{v_0^2}{c_0^2} \right). \end{aligned}$$

Отсюда следует, что в случае нерелятивистских скоростей фокусирующее действие магнитного поля практически отсутствует, а электрические силы, расширяющие электронный пучок, возрастают с увеличением силы тока. При высоких скоростях $v \rightarrow c$ расширение пучка почти отсутствует.

6.2. Фокусировка электронных пучков

Для уменьшения расходимости плотных электронных пучков можно использовать пушку Пирса (рис.6.2). В этом устройстве применяют катод и анод сложной формы, которые создают радиальное электрическое поле, компенсирующее расхождение электронного пучка.

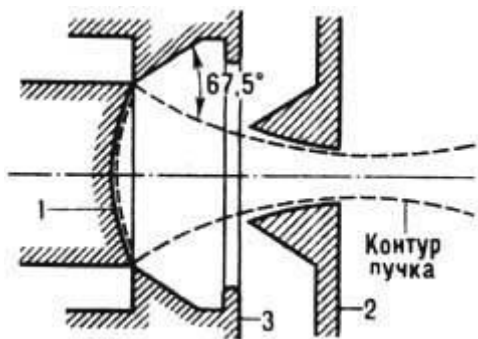


Рис.6.2. Схема пушки Пирса:
1 – катод, 2 – анод,
3 – фокусирующий электрод

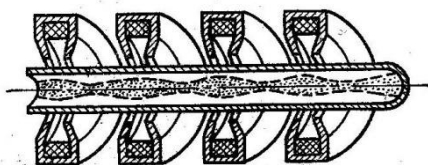


Рис. 6.3. Периодическая магнитная фокусировка

Для фокусировки электронных пучков малой плотности используют тонкие электростатические или магнитные линзы, описанные в 3.1.1 и 3.1.2 гл.3. При увеличении плотности тока можно воспользоваться периодической фокусировкой электростатическими или магнитными (рис.6.3) линзами. В этом случае сфокусированный, а затем расходящийся под влиянием пространственного заряда пучок в среднем имеет некоторое заданное значение. Подобные системы применяются в ускорителях заряженных частиц.

Для фокусировки электронного пучка в одной плоскости используют квадрупольные сильнофокусирующие электростатические и магнитные линзы, сечения которых в плоскости, перпендикулярной направлению движения заряженных частиц, представлены на рис.6.4. В этих линзах неоднородное электрическое или магнитное поле фокусирует заряженные частицы в одной плоскости и дефокусирует в другой. Для фокусировки пучка в двух плоскостях применяют дублет из двух квадрупольных магнитных или электростатических линз, поля которых повернуты вокруг оптической оси системы одно относительно другого на угол 90° , как показано на рис.6.5.

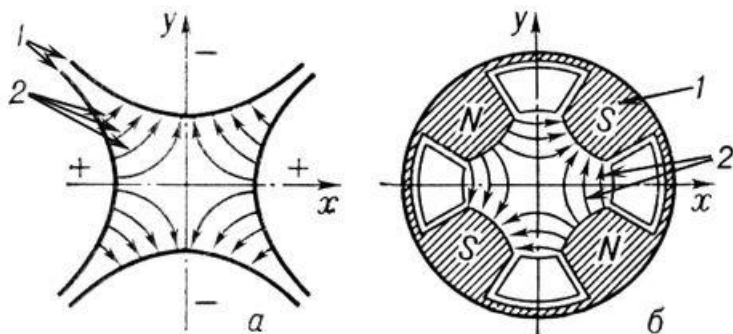


Рис.6.4. Сечения квадрупольных линз в плоскости, перпендикулярной направлению движения заряженных частиц: а – электростатической, б – магнитной; 1 – электроды, 2 – силовые линии полей

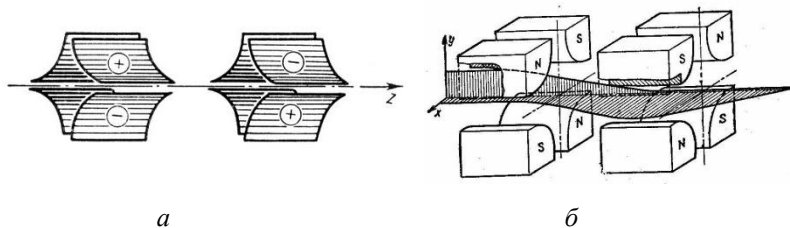


Рис.6.5. Фокусировка электронного пучка дублетом сильнофокусирующих линз: *а* – электростатическими, *б* – магнитными

Фотография сильнофокусирующей магнитной линзы представлена на рис.6.6.

В ряде устройств применение фокусирующих линз нежелательно, тогда используют фокусировку электронных пучков продольным магнитным полем, описанную в 2.2.3 гл. 2.

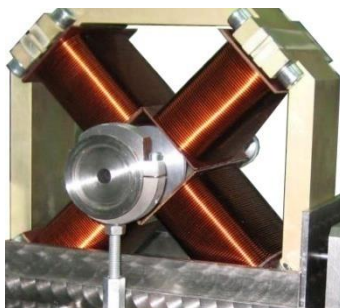


Рис.6.6. Внешний вид магнитной квадрупольной линзы

6.3. Пространственная группировка электронных пучков

В ряде вакуумных приборов СВЧ-диапазона используют принцип динамического управления электронным пучком, который позволяет получать сгустки электронов большой плотности.

6.3.1. Группировка электронов в пролетном клистроне

Схема пролетного двухрезонаторного клистрона показана на рис.6.7,*а*. Электронный поток от катода к аноду проходит через две пары сеток, представляющих собой части стенок объемных резонаторов P_1 и P_2 . Резонатор P_1 служит входным контуром. К нему с помощью коаксиальной линии и витка связи подводятся усиливаемые колебания с частотой f . Его сетки 1 и 2

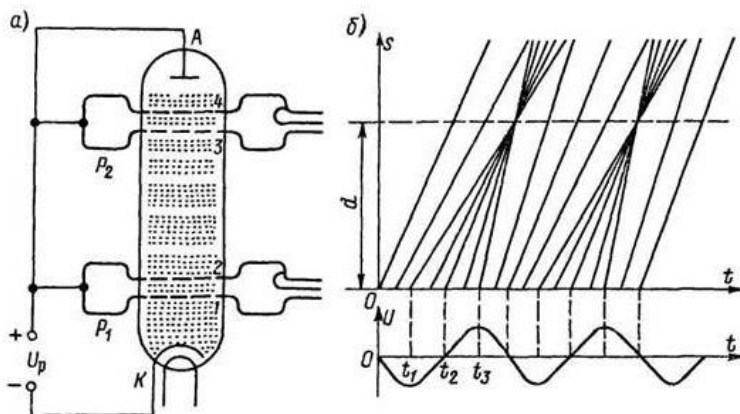


Рис.6.7. Схема двухрезонаторного пролетного клистрона – *а*; группировка электронов – *б*

образуют модулятор, в котором происходит модуляция скорости электронов. Резонатор P_2 служит выходным контуром. В нем получаются усиленные колебания, энергия которых отбирается с помощью витка связи и коаксиальной линии. Сетки 3 и 4 образуют уловитель. На оба резонатора и на анод подано положительное напряжение U_p , создающее между сеткой 1 и катодом ускоряющее поле, под влиянием которого электроны влетают в модулятор со значительной скоростью v_0 .

Если в резонаторе P_1 происходят колебания, то между сетками 1 и 2 создается переменное электрическое поле, которое действует на электронный поток и изменяет (модулирует) его скорость. В тот полупериод, когда на сетке 2 положительный переменный потенциал, а на сетке 1 – отрицательный, поле между сетками будет ускоряющим и электроны, пролетающие через модулятор, получают добавочную скорость Δv . Во время следующего полупериода на сетке 2 потенциал отрицательный, а на сетке 1 – положительный, т. е. поле становится тормозящим для электронов, которые уменьшают свою скорость на Δv . Только те электроны, которые пролетают через модулятор в момент, когда напряжение равно нулю, продолжают движение со скоростью v_0 .

Таким образом, в пространство между сетками 3 и 2, называемое пространством группирования, попадают электроны, имеющие разную скорость. В этом пространстве нет электрического поля, так как между сетками 3 и 2 нет разности потенциалов, и электроны летят по инерции с неизменными скоростями. Электроны, имеющие большую скорость, догоняют электроны, движущиеся с меньшей скоростью. В результате электронный поток разбивается на отдельные более плотные группы электронов – электронные сгустки. Можно сказать, что благодаря модуляции электронного потока по скорости в пространстве группирования происходит модуляция этого потока по плотности.

Образование электронного сгустка можно показать графически. На рис.6.7,б приведен график зависимости пути s от времени t для электронов, пролетающих через модулятор в различные моменты времени, и график переменного напряжения в резонаторе P_1 . Расстояние s отсчитывается от модулятора. Электроны движутся в пространстве группирования равномерно, и графиками их движения будут прямые линии, наклон которых показывает скорость движения.

Рассмотрим движение трех электронов, пролетающих через модулятор в моменты времени t_1 , t_2 и t_3 . Пусть электроны влетают в модулятор с одной и той же скоростью и время их пролета через модулятор много меньше периода колебаний. Тогда электрон, пролетающий через модулятор в момент t_2 , будет лететь далее с прежней скоростью v_0 и график его движения – прямая линия с некоторым средним наклоном. График движения электрона, пролетающего через модулятор в момент t_1 , имеет меньший наклон, так как этот электрон тормозится в резонаторе и его скорость меньше. А электрон, соответствующий моменту t_3 , получит в резонаторе дополнительную скорость, и его график будет круче. Все три прямые пересекаются в одной точке. Это значит, что все три электрона в этой точке своего пути группируются. Другие электроны, пролетающие через модулятор в промежуточные моменты времени, придут в эту точку примерно в тот же момент. Что же касается электронов, пролетающих через модулятор раньше момента t_1 или позже момента t_3 , то, как показывают графики, они не группируются.

Таким образом, группируются в сгусток лишь электроны, пролетающие через модулятор во время одной половины периода. Хорошее “сгущение” возможно только в том случае, если глубина модуляции скорости электронов невелика, т. е. изменение скорости электронов под влиянием модулирующего переменного поля незначительно по сравнению со скоростью, которую они получили от постоянного ускоряющего напряжения. Поэтому переменное напряжение между сетками резонатора должно быть значительно меньше, чем постоянное напряжение U_p . Группирование электронов в сгусток повторяется в течение одной половины каждого периода.

6.3.2. Группировка электронов в отражательном клистроне

Схема включения отражательного клистрона показана на рис.6.8,а. В нем один объемный резонатор служит одновременно модулятором и ловителем. На резонатор подано высокое

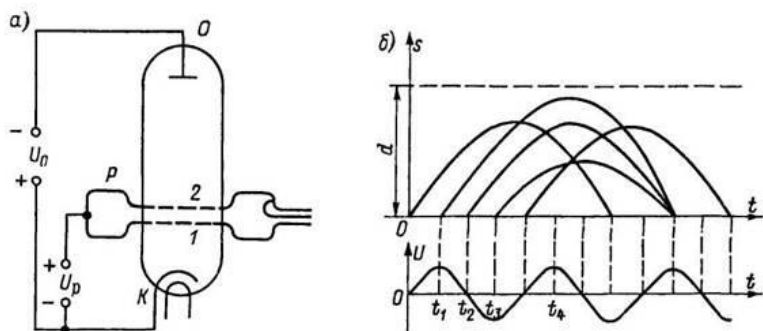


Рис.6.8. Схема отражательного клистрона – а, группировка электронов – б

постоянное напряжение U_p для ускорения электронов. За резонатором находится отражатель – электрод, имеющий отрицательное напряжение U_0 относительно катода. Для лучшей фокусировки электронного потока катод изготавливают по принципу пушки Пирса (рис.6.3). Энергия от резонатора отбирается с помощью витка связи и коаксиальной линии.

Поток электронов под действием ускоряющего поля влетает в резонатор и возбуждает в нем импульс наведенного тока. В

резонаторе возникают колебания, создающие между его сетками переменное электрическое поле. Это поле модулирует электронный поток по скорости. Таким образом, электроны вылетают с различной скоростью из резонатора в пространство дрейфа (между резонатором и отражателем), в котором действует постоянное тормозящее поле. Электроны в этом поле тормозятся, останавливаются и ускоренно возвращаются в резонатор. Чем больше скорость электрона, тем дальше углубляется он в тормозящее поле и больше времени находится в этом поле. В результате электроны, пролетевшие через резонатор во время положительного полупериода и получившие от переменного электрического поля добавочную скорость, могут вернуться обратно в тот же момент, когда возвратятся электроны, пролетевшие через резонатор позднее, во время отрицательного полупериода, и получившие торможение от переменного поля.

Хотя модуляция скорости в отражательном клистроне происходит так же, как и в пролетном, но процесс группирования иной. На рис. 6.8,б показаны графики движения электронов в отражательном клистроне, поясняющие принцип группирования. Графики эти представляют собой не прямые, а кривые линии (параболы), так как движение каждого электрона неравномерно. Сначала электрон движется замедленно (до точки остановки), а затем ускоренно возвращается обратно. Электроны, вылетевшие в моменты времени t_1 , t_2 и t_3 , возвращаются в один и тот же момент, т. е. группируются в один плотный сгусток. Это же относится и к электронам, пролетающим через резонатор в промежуточные моменты времени от t_1 до t_3 .

Электронный сгусток может вернуться в резонатор в различные моменты времени в зависимости от постоянных напряжений U_p и U_0 . При возврате в резонатор электронные сгустки отдают ему энергию только тогда, когда они попадают в тормозящее поле, т. е. когда на сетке 1 находится отрицательный потенциал, а на сетке 2 – положительный (такое поле для прямого потока электронов будет ускоряющим). Больше всего энергии электроны отдают в том случае, если они возвращаются в момент, когда напряженность тормозящего поля в резонаторе максимальна. Когда же электронные сгустки возвращаются в резонатор в другие моменты времени, они отдают меньше энергии и

мощность колебаний снижается. Если отдаваемая электронами энергия слишком мала, то колебания вообще не будут поддерживаться и наступит затухание. При возврате электронного сгустка в резонатор во время отрицательного полупериода колебаний, когда поле в резонаторе ускоряющее, электроны отбирают энергию от резонатора и колебания затухают еще быстрее.

Время пролета электронов в пространстве дрейфа $t_{\text{пр}}$, т.е. промежутков времени от момента вылета электронов из резонатора в прямом направлении до момента их возврата в резонатор, принято указывать для среднего электрона (вылетевшего в момент t_2), вокруг которого группируются остальные электроны. На рис.6.8,б это время равно $(1 + \frac{3}{4})T$. Увеличив по абсолютному значению отрицательное напряжение на отражателе, можно заставить электронный сгусток возвращаться в резонатор в момент t_4 , т. е. через промежуток времени, равный $(\frac{3}{4})T$. И наоборот, если уменьшить по абсолютному значению напряжение отражателя, то электроны пройдут дальше в тормозящее поле и вернуться в резонатор позднее, например через промежуток времени $(2 + \frac{3}{4})T$. Во всех этих случаях электронные сгустки отдают резонатору наибольшую энергию, так как попадают в наиболее сильное тормозящее поле. Таким образом, для получения в клистроне незатухающих колебаний наибольшей мощности необходимо выполнить условие

$$t_{\text{пр}} = (n + \frac{3}{4}) T, \text{ или } t_{\text{пр}} = (n + \frac{3}{4})/f,$$

где n – любое целое число, включая нуль.

Различают несколько зон (или областей) генерации клистрона. Если $n = 0$ и $t_{\text{пр}} = \frac{3}{4}T$, то зона генерации нулевая. При $n = 1$ и $t_{\text{пр}} = (1 + \frac{3}{4})T$ клистрон работает в первой зоне генерации. Второй зоне соответствует $n = 2$ и $t_{\text{пр}} = (2 + \frac{3}{4})T$ и т. д. На рис.6.9 показаны графики движения группирующихся электронов для первых трех зон генерации.

На время пролета электронов влияют следующие величины. Чем больше расстояние d между резонатором и отражателем, тем меньше напряженность тормозящего поля при одной и той же разности потенциалов $U_p - U_0$. Но при более слабом поле электроны слабее тормозятся, пройдут дальше в глубь поля и вернуться позднее. Следовательно, при большем значении d

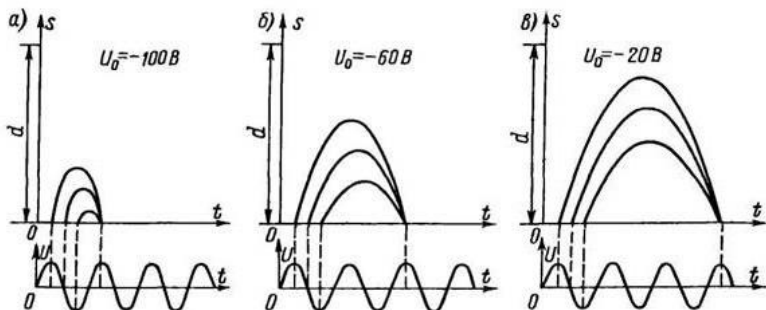


Рис.6.9. Движение электронов при работе отражательного клистрона: *а* – в нулевой, *б* – в первой и *в* – во второй зонах генерации

работа может происходить в зоне генерации с более высоким номером.

Сильное влияние на время пролета оказывает напряжение отражателя, что также показано на рис.6.9. С увеличением U_0 по абсолютному значению растет напряженность $E = (U_p - U_0)/d$ тормозящего поля и клистрон будет работать в зоне генерации с более низким номером.

Изменение мощности колебаний в резонаторе в зависимости от значения U_0 показано на рис.6.10. Мощность колебаний обычно бывает наибольшей для какой-то одной зоны, где группирование электронов оказывается наилучшим (плотным). Для зон генерации с меньшими и большими номерами мощность меньше вследствие явлений, ухудшающих группирование. К



Рис.6.10. Зависимость мощности колебаний P от напряжения отражателя U_0

ним относятся: взаимное отталкивание электронов, неодинаковость их начальных скоростей, неоднородность поля в пространстве дрейфа и около сеток, а также ряд других причин.

Постоянное напряжение на резонаторе U_p гораздо слабее влияет на время пролета. Его

изменение оказывает два противоположных действия, которые в известной степени компенсируют друг друга. Если, например, увеличить напряжение U_p , то скорость электронов возрастет и они должны глубже проникать в пространство дрейфа, т. е. время пролета должно увеличиться. Но при увеличении напряжения U_p возрастает напряженность тормозящего поля в пространстве дрейфа, электроны сильнее тормозятся и должны быстрее вернуться, т. е. время пролета должно уменьшиться.

Переход к зоне генерации с более высоким номером путем уменьшения по абсолютному значению отрицательного напряжения на отражателе в конце концов приводит к тому, что электроны попадают на отрагатель и не возвращаются в резонатор.

6.3.3. Группировка электронов в магнетроне

Магнетроны представляют собой важнейшие электронные приборы для генерации колебаний СВЧ большой мощности. Они применяются в передатчиках радиолокационных станций, в ускорителях заряженных частиц, для высокочастотного нагрева и в других случаях. В результате совместного действия электрического и магнитного полей на потоки электронов в магнетронах возникает генерация колебаний высокой частоты. В настоящее время широкое распространение получили многорезонаторные магнетроны.

Устройство магнетрона и его фотография в разрезе показаны на рис.6.11, *а*, *б* и *в*. Он представляет собой диод с анодом особой конструкции. В большинстве случаев применяется оксидный подогревный катод с большой площадью поверхности. На торцах катода расположены диски, препятствующие движению электронов вдоль оси. Анод сделан в виде массивного медного блока. Вакуумное пространство между катодом и анодом называется пространством взаимодействия. В толще анода размещается четное число резонаторов, например восемь, представляющих собой цилиндрические отверстия, соединенные щелью с пространством взаимодействия. Щель выполняет функцию конденсатора. На ее поверхностях образуются переменные элек-

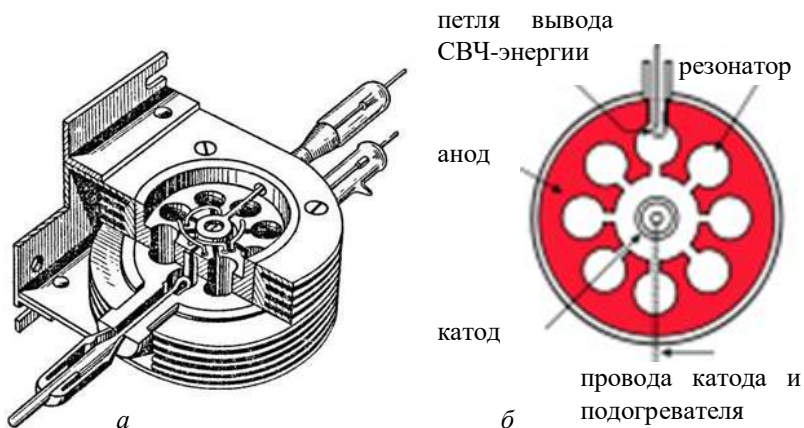
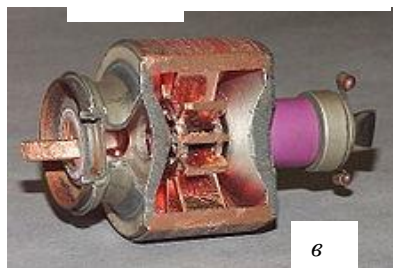


Рис.6.11. Магнетрон: *а* – схема в поперечном разрезе, *б* – конструкция, *в* – фотография в разрезе



трические заряды, а в самой щели возникает электрическое поле. Индуктивностью резонатора служит цилиндрическая поверхность отверстия, которая эквивалентна одному витку. Большая площадь поверхности витка приводит к уменьшению активного сопротивления и индуктивности. Такой резонатор представляет собой нечто среднее между колебательной системой с сосредоточенными параметрами и четвертьволновой резонансной линией. В некоторых типах магнетронов резонаторы

делают в виде щели глубиной в четверть волны (рис.6.12).

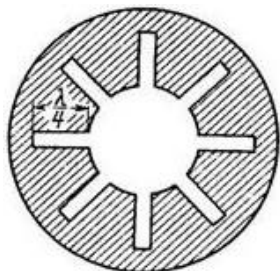


Рис.6.12. Резонаторы в виде четвертьволновых мкнутых линий

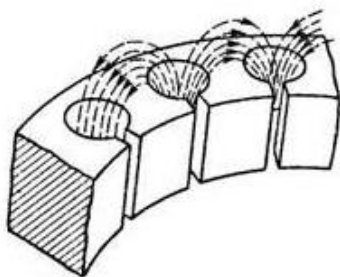


Рис.6.13. Магнитная связь между соседними резонаторами

Все резонаторы магнетрона сильно связаны друг с другом вследствие того, что переменный магнитный поток одного резонатора замыкается через соседние резонаторы (рис.6.13). Кроме того, резонаторы соединяют друг с другом посредством проводов, называемых связками (рис.6.11,а).

Наружная часть анода обычно делается в виде ребристого радиатора для лучшего охлаждения. Иногда его обдувают воздухом. С боковых сторон к аноду припаяны медные диски, образующие вместе с анодом баллон, необходимый для сохранения вакуума. Выводы от подогревателя проходят в стеклянных трубках, спаянных с анодом. Катод обычно подключен к одному из выводов подогревателя.

Для отбора энергии колебаний в один из резонаторов вводится виток связи, соединенный с коаксиальной линией. Ее вывод также проходит через стеклянную трубку. Благодаря сильной связи между резонаторами энергия отбирается от всех резонаторов. Вместо коаксиальной линии для вывода энергии на очень коротких волнах используется волновод, соединенный с резонатором через щель. Иногда также применяют коаксиально-волноводный вывод.

Анод магнетрона имеет высокий положительный потенциал относительно катода. Так как анод служит корпусом магнетрона, то его обычно заземляют, а катод находится под высоким отрицательным потенциалом. Между анодом и катодом создается ускоряющее поле, силовые линии которого расположены радиально, как в диоде с цилиндрическими электродами. Вдоль оси магнетрона действует сильное постоянное магнитное поле, созданное магнитом, между полюсами которого располагается магнетрон. Один из вариантов магнитной системы показан на рис.6.14. В так называемых пакетированных магнетронах постоянные магниты входят в конструкцию самого магнетрона.

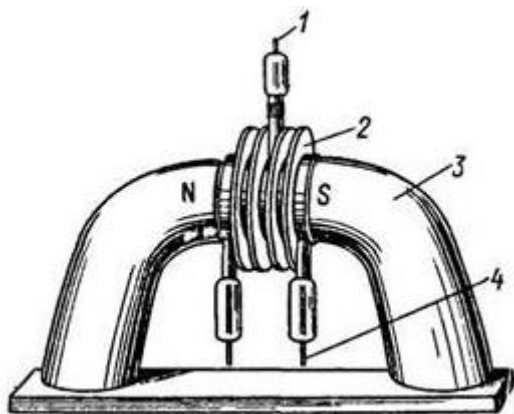


Рис.6.14. Магнетрон с внешней магнитной системой: 1 – вывод СВЧ; 2 – радиатор; 3 – магнит; 4 – вывод подогревателя

Рассмотрим сначала движение электронов в магнетроне, предполагая, что колебаний в резонаторах нет. Для упрощения изобразим анод без щелей (рис.6.15). Под влиянием ускоряющего электрического поля электроны стремятся лететь по силовым линиям, т. е. по радиусам, к аноду. Но как только они набирают некоторую скорость, постоянное магнитное поле, действующее перпендикулярно электрическому полю, начинает искривлять их траектории. Так как скорость электронов постепенно нарастает, то радиус этого искривления постепенно увеличивается. Поэтому траектория электронов будет сложной кривой. На рисунке показаны траектории электрона, вылетевшего из катода с ничтожно малой начальной скоростью, для разных значений магнитной индукции B . Анодное напряжение при этом одно и то же.

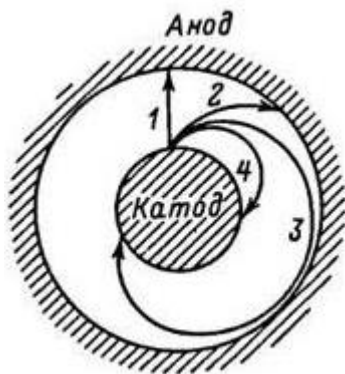


Рис.6.15. Влияние магнитного поля на движение электронов в магнетроне

Если $B = 0$, то электрон летит по радиусу 1. При магнитной индукции, меньшей некоторого критического значения $B_{кр}$, электрон попадает на анод по криволинейной траектории 2. Критическая магнитная индукция $B_{кр}$ соответствует более искривленной траектории 3. В этом случае электрон пролетает у поверхности анода, почти касаясь ее, и возвращается на катод. Наконец, если $B > B_{кр}$, то электрон еще круче поворачивает обратно где-то в промежутке между анодом и катодом (кривая 4) и возвращается на катод.

Магнетроны работают при магнитной индукции, несколько большей критической. Поэтому электроны при отсутствии колебаний пролетают близко к поверхности анода, но на различных расстояниях от нее, так как при вылете из катода они имеют различную начальную скорость. Поскольку движется очень большое число электронов, то можно сказать, что вокруг катода вращается электронный объемный заряд в виде кольца – электронное “облачко” (рис.6.16). Конечно, электроны не находятся в нем постоянно. Ранее вылетевшие электроны возвращаются на катод, а на их место из катода вылетают новые электроны. Скорость вращения электронного “облачка” зависит от анодного напряжения, с увеличением которого электроны пролетают около анода с большей скоростью. Чтобы электроны не попадали на анод, необходимо увеличивать при этом и магнитную индукцию.

Вращающийся электронный объемный заряд, образованный совместным действием постоянных электрического и маг-



Рис.6.16. Вращающееся электронное “облачко” в магнетроне при отсутствии колебаний

нитного поля, взаимодействует с переменными электрическими полями резонаторов и поддерживает в них колебания. Процесс взаимодействия весьма сложен, поэтому он будет рассмотрен лишь приближенно.

Прежде всего выясним вопрос о возникновении колебаний в резонаторах. Так как все резонаторы сильно связаны друг с другом, то они представляют собой сложную колебательную систему, имеющую несколько собственных частот. Когда электронный поток впервые начинает вращаться около щелей резонаторов (например, при включении анодного напряжения), то в резонаторах появляются импульсы наведенного тока и возникают затухающие колебания. Они могут иметь разную частоту и фазу. Например, если система симметрична, то в резонаторах должны возникнуть колебания, совпадающие по фазе. Однако полной симметрии быть не может. Поэтому возникают и другие колебания с фазовым сдвигом между собой.

Основной тип колебаний, дающий наибольшую полезную мощность и наиболее высокий КПД, – колебания в соседних резонаторах с фазовым сдвигом 180° (колебания π -вида). На рис.6.17 изображены силовые линии переменных электрических полей для таких колебаний и знаки переменных потенциалов на

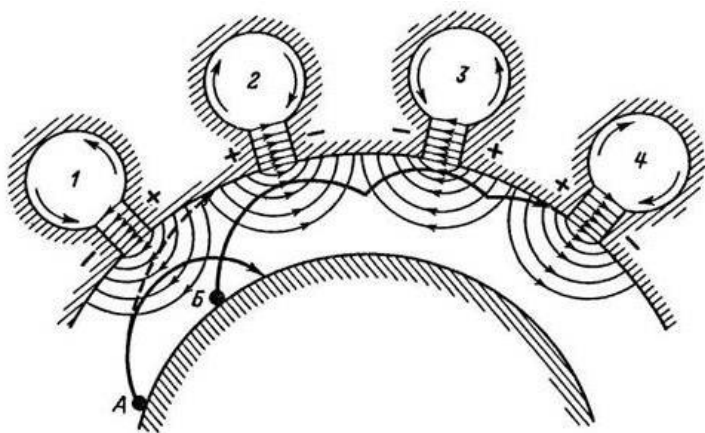


Рис.6.17. Путь “вредного” (А) и “полезного” (Б) электронов в магнетроне при π -колебаниях в резонаторах

сегментах анода, а также направления токов, протекающих по поверхности резонаторов. Так как роль постоянного электрического поля, ускоряющего электроны и дающего им кинетическую энергию, известна, то для упрощения это поле не показано.

Для противофазных колебаний очень сильна индуктивная связь между резонаторами за счет того, что магнитный поток из одного резонатора переходит в соседние резонаторы (см. рис.6.13). Магнетроны, как правило, работают с этим типом колебаний, и приняты меры для того, чтобы такие колебания возбуждались как можно легче. Для этого применяют связки, т. е. соединяют проводами через один сегменты анода, имеющие переменные потенциалы одного знака. Возникающие колебания других типов обычно быстро затухают.

Взаимодействие электронов с переменным электрическим полем таково, что при правильном режиме электронный поток отдает полю больше энергии, чем отбирает у него. Это именно и нужно для превращения возникших в резонаторах колебаний в незатухающие. Передаче энергии от электронного потока в резонаторы способствуют следующие явления.

Прежде всего, переменное электрическое поле как бы сортирует электроны на “полезные” и “вредные”, причем “вредные” электроны быстро удаляются из пространства взаимодействия, возвращаясь на катод. Рассмотрим этот процесс подробнее.

Для электронов, движущихся по часовой стрелке (рис.6.17), электрические поля резонаторов 1, 3, ... – ускоряющие, а поля резонаторов 2, 4, ... – тормозящие. Через полпериода эти поля поменяются местами. На рисунке показаны траектории двух электронов. Электрон *A* попадает в ускоряющее поле и отбирает энергию от резонатора, т. е. представляет собой “вредный” электрон, но он пролетает далеко от щели резонатора и возвращается на катод. При наличии одного постоянного поля этот электрон летел бы по траектории, показанной штрихами. Но поле резонатора 1 усиливает искривление пути электрона и увеличивает его энергию: он преодолевает действие постоянного поля и возвращается на катод.

Более сложным оказывается путь “полезного” электрона *B*, попавшего в тормозящее переменное поле резонатора 2. Такой

электрон отдает часть своей энергии резонатору и уже не имеет энергии, достаточной для того, чтобы вернуться на катод. Он теряет полностью свою энергию в какой-то точке пространства взаимодействия, не долетев до катода, а затем снова ускоренно летит к аноду, и одновременно траектория его искривляется под действием магнитного поля.

Если в магнетроне правильно подобраны анодное напряжение и магнитная индукция, то время полета “полезного” электрона от одной щели до другой составляет полпериода. Такой электрон, приблизившись к щели резонатора 3, опять окажется в тормозящем переменном поле, так как через полпериода у этого резонатора ускоряющее поле изменится на тормозящее. Следовательно, электрон снова отдаст часть энергии резонатору и проделает еще меньший путь по направлению к катоду. В конце концов, израсходовав значительную часть энергии, электрон попадает на анод. Рассмотренная траектория “полезного” электрона, конечно, только приближенная.

“Полезные” электроны отдают резонаторам больше энергии, чем отнимают ее от резонаторов “вредные” электроны. Действительно, “вредный” электрон отнимает энергию только у одного резонатора, причем этот электрон пролетает довольно далеко от щели, т. е. в слабом переменном поле. Он отнимает небольшую энергию. А “полезный” электрон отдает энергию двум резонаторам и пролетает ближе к их щелям, т. е. в более сильном переменном поле.

Передаче энергии от электронов к резонаторам способствует модуляция электронного потока, напоминающая модуляцию в двухрезонаторном клистроне. Каждый предыдущий резонатор в магнетроне служит модулятором для вращающегося электронного облака, а каждый следующий резонатор – уловителем. Однако процесс модуляции здесь сложнее, чем в клистроне. В двухрезонаторном клистроне электронный поток, движущийся поступательно, подвергается скоростной модуляции и разбивается на отдельные сгустки (группируется). Последний процесс совершается в пространстве группирования, где нет электрического и магнитного полей.

В магнетроне вращающийся электронный поток также подвергается действию переменного электрического поля дан-

ного резонатора и за счет этого осуществляется модуляция скорости электронов. Но это поле не однородное, как в клистроне. Поэтому оно меняет не только скорость, но и траекторию движения электронов. Процесс усложняется тем, что происходит в радиальном постоянном электрическом поле, которое изменяет скорость электронов и совместно с постоянным магнитным полем влияет на их траекторию.

В результате скоростной модуляции и изменения траекторий электронов вращающееся электронное “облачко” из кольцевого превращается в зубчатое (рис.6.18). Число электронных

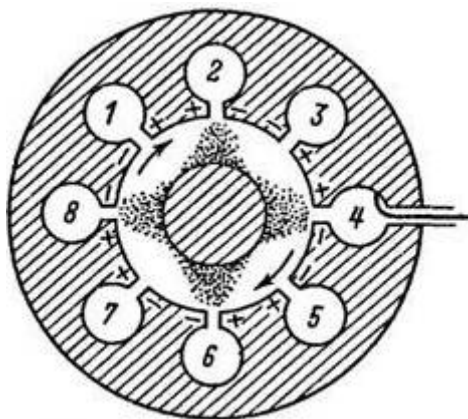


Рис.6.18. Вращающееся электронное “облачко” в магнетроне при π -колебаниях в резонаторах

“спиц” равно половине числа резонаторов. Конечно, резких переходов от этих “спиц” к промежуткам между ними нет. “Спица” представляет собой сгущение электронного потока в результате скоростной модуляции и вследствие различных траекторий “полезных” и “вредных” электронов. Между сгущениями имеются более разреженные области.

Электронное “облачко” при правильном режиме магнетрона вращается с такой скоростью, что “спицы” проходят мимо щелей в тот момент, когда там существует тормозящее поле. Промежутки между “спицами”, наоборот, проходят через ускоряющие поля. В итоге происходит отдача энергии электронным “облачком” резонаторам и потеря энергии на разогрев анода от

электронной бомбардировки. Вся эта энергия потребляется от анодного источника.

Существует следующая зависимость между числом резонаторов N , магнитной индукцией B и частотой генерируемых колебаний f :

$$NB = af,$$

где a — коэффициент, зависящий от конструкции. А магнитная индукция связана с анодным напряжением формулой

$$B = b\sqrt{U_a},$$

где b — постоянная величина.

Из формул видно, что для более высоких частот нужно иметь больше резонаторов или увеличивать магнитную индукцию и анодное напряжение. Обычно магнитная индукция составляет от 0.1 до 0.5 Тл. Для импульсной работы в дециметровом диапазоне магнетроны строят на мощность в десятки тысяч киловатт, а в сантиметровом — в тысячи киловатт. В самых мощных магнетронах анодный ток в импульсе достигает сотен ампер. Магнетроны для непрерывного режима могут иметь мощность в десятки киловатт на дециметровых волнах и в единицы киловатт — на сантиметровых. В мощных магнетронах применяется принудительное, воздушное или водяное охлаждение; КПД мощных магнетронов может быть 70 % и даже выше при работе в дециметровом диапазоне, в сантиметровом диапазоне 30 ÷ 60%.

ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЭЛЕКТРОННО-ВАКУУМНЫХ ЛАМП

Электронные лампы – это электронно-вакуумные приборы с термоэлектронным катодом и электростатическим управлением электронным потоком, которые служат для детектирования, генерации и преобразования электрических сигналов.

7.1. Вакуумный диод

Вакуумный диод имеет два электрода, расположенных в стеклянной или металлокерамической колбе с откаченным до давления $10^{-6} \div 10^{-7}$ мм рт. ст. воздухом (рис.7.1). Обычно электроды имеют цилиндрическую форму, реже плоскую. Катод служит для создания электронного потока за счет термоэлектронной эмиссии. По принципу действия термокатоды бывают прямого и косвенного накала (рис.7.2, *а* и *б*). В первом случае ток накала проходит непосредственно через эмиттер (катод), во втором случае ток, проходящий через нагреватель (нить накала), нагревает электрически изолированный от него катод. Вследствие большой тепловой инерции косвенный накал можно осуществлять переменным током. Поверхность катода при этом является эквипотенциальной и равномерно нагретой, что обеспечивает равномерную эмиссию по всей поверхности.

Катоды обычно изготавливают из тугоплавкого материала:

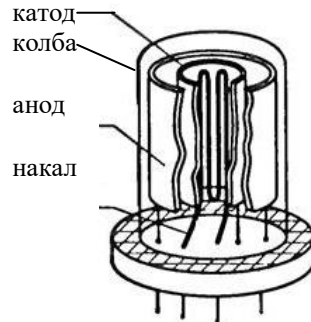


Рис.7.1. Конструкция вакуумного диода

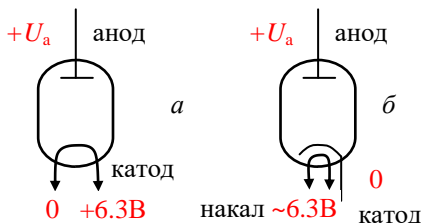


Рис.7.2. Схематическое изображение вакуумного диода: *а* – прямого накала, *б* – косвенного накала

никеля, вольфрама, молибдена и т. д., которые покрывают слоем окислов металлов для уменьшения работы выхода, что позволяет существенно увеличить плотность тока термоэлектронной эмиссии.

Нагреватель обычно представляет собой проволочную спираль (нить накаливания) из сплава вольфрама с молибденом, изолированную от катода слоем окиси бериллия или алюминия. Сопротивление этого изолятора превышает 10 МОм, а напряжение пробоя составляет порядка сотни вольт.

Катоды прямого накала выполняют в виде натянутой проволочки или проволочной спирали из тугоплавких материалов (рис.7.3, *а* и *б*). Такие катоды используют в устройствах, в которых есть ограничения на мощность источника тока накала. Массивные катоды прямого накала изготавливают в виде ленточных спиралей и цилиндров, а также монолитных или пустотелых ци-

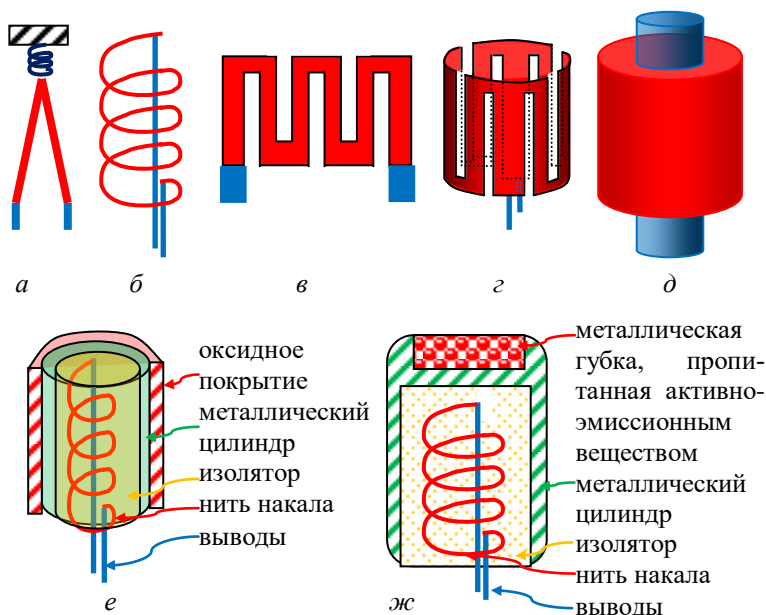


Рис.7.3. Термокато́ды прямого накала: *а* – проволочные петли; *б* – спирали; *в* – ленточные спирали; *г* – ленточные цилиндры; *д* – цилиндры. Термокато́ды косвенного накала с эмиссионной поверхностью: *е* – боковой; *ж* – торцевой

линдров (рис.7.3,в, г и б). Основные области их применения: рентгеновские трубки, электронные микроскопы, магнетроны, источники ионов и другие мощные и высоковольтные устройства вакуумной электроники.

Термокатоде косвенного накала нашли широкое применение в приборах вакуумной электроники. Основная конструкция с боковой эмиссионной поверхностью изображена на рис.7.3,е. Существуют и другие конструкции термокатодов косвенного накала, например приведенная на рис.7.3,ж. В ней пористая вольфрамовая губка, пропитанная пропитанный смесью $Ba_3Al_2O_3$, размещена на торце катода.

В лампах, предназначенных для работы с очень высоким анодным напряжением, применяют металлические катоды без оксидного покрытия, поскольку интенсивная ионная бомбардировка вызывает разрушение оксидного слоя.

Аноды в маломощных лампах обычно изготавливают из никеля или железа, а в мощных – из тантала, молибдена или графита. Мощность лампы ограничена мощностью, рассеиваемой на аноде, т.е. мощностью, при которой температура анода остается меньшей предельно допустимой. При очень высоких температурах анода может произойти нагрев стеклянного баллона лампы до температуры выше $500\div 600$ К. Поскольку при обезгаживании лампу обжигают при этой температуре, то ее превышение вызывает дальнейшее выделение свободных газов и лампа выходит из строя. При больших температурах в лампе используют металлокерамический корпус. Для получения лучшей теплоотдачи поверхность анода делают матовой и производят чернение. Анод, накаливаемый до темно-красного каления, в большинстве случаев не выделяет опасного количества газа. Слишком высокое напряжение не только приводит к перегреву анода, но и может вызвать пробой диода. Поэтому анодный вывод в высоковольтных диодах располагают на противоположном катоду конце лампы.

В процессе изготовления лампы из стеклянной колбы удаляют газ путем прогрева до $500\div 600$ К при постоянной откачке. Металлические части прокаливают с помощью высокочастотного прогрева и активируют катод. Дополнительное обезгаживание проводят путем распыления геттера – активного вещества,

например бария, которое химически связывает газы. В результате создается глубокий вакуум.

Важнейшей характеристикой вакуумного диода является его вольт-амперная характеристика (ВАХ) – зависимость силы тока от напряжения между электродами: $I_a = f(U_a)$, при постоянном напряжении накала $U_n = \text{const}$. Типичная ВАХ вакуумного диода представлена на рис.7.4. Она имеет три участка: I – область начальных токов (режим задерживающего потенциала); в первом приближении в этой области зависимость плотности и, соответственно, силы тока от напряжения имеет экспоненциальный вид; II – область пространственного заряда, здесь выполняется закон $I = \alpha U_a^{\frac{3}{2}}$; III – область насыщения. При увеличении тока накала возрастают температура катода и ток насыщения.

Основными параметрами вакуумного диода являются:

крутизна характеристики
(на участке II) $S = \frac{dI_a}{dU_a}$;
внутреннее сопротивление
 $R_i = \frac{1}{S}$.

Обратный ток вакуумного диода очень мал, и вакуумный диод имеет одностороннюю проводимость. Это используется в устройствах для выпрямления переменного тока, детектирования электромагнитных колебаний и преобразования частот.

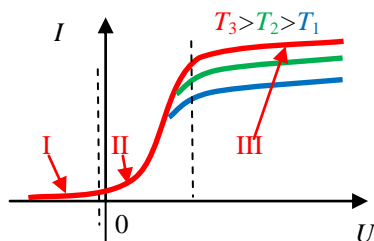


Рис.7.4. Вольт-амперная характеристика вакуумного диода

7.2. Вакуумный триод

Вакуумный триод представляет собой трехэлектродную электронную лампу, в которой между катодом и анодом размещена управляющая сетка (рис.7.5). На накал обычно подается переменное напряжение 6.3 В с промышлен-

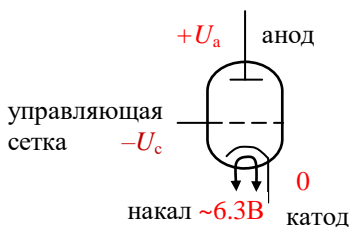


Рис.7.5. Схематическое изображение вакуумного триода

ленной частотой 50 Гц. Потенциал катода считают равным нулю, а на анод подают высокое положительное напряжение $+U_a$.

В триоде сетка расположена ближе к катоду, чем анод, и на пути катод – сетка на электроны действует суммарное электрическое поле, создаваемое между анодом и катодом $E_{ак}$ и между сеткой и катодом $E_{ск}$. Во время работы лампы лишь часть электронов попадает на сетку, образуя сеточный ток I_c .

Если потенциал сетки выше потенциала катода, то сила анодного тока растет. Если потенциал сетки меньше потенциала катода, то сила анодного тока уменьшается. В случае больших (по абсолютной величине) отрицательных напряжений на сетке все электроны могут быть возвращены к катоду, ток анода при этом равен нулю (лампа закрыта).

Изменяя напряжение на сетке, можно управлять анодным током. В случае отрицательного напряжения на сетке на нее не попадает ни одного электрона, таким образом, изменение анодного тока можно осуществлять с минимальным расходом входной мощности.

Обычно триоды имеют катод и анод цилиндрической формы, а сетка выполнена в виде проволочной спирали, расположенной вблизи катода, как показано на рис.7.6,а. На сверхвысо-

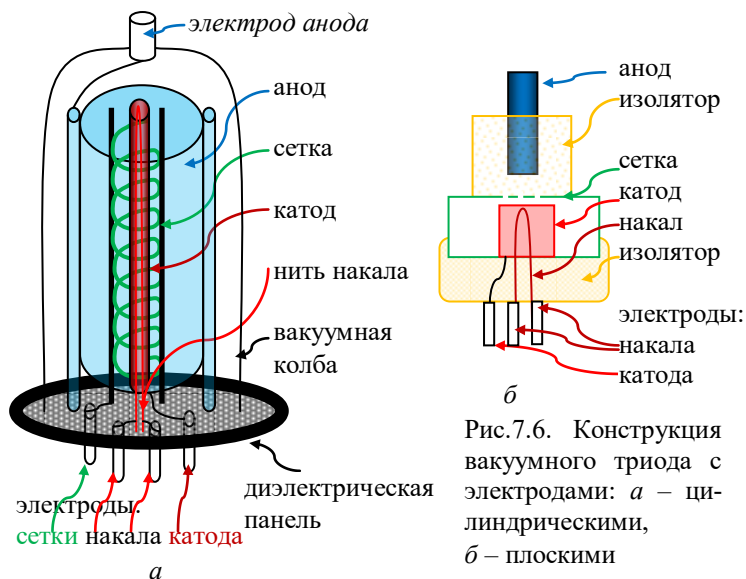


Рис.7.6. Конструкция вакуумного триода с электродами: а – цилиндрическими, б – плоскими

ких частотах используют триоды с плоской геометрией электродов (рис.7.6, б).

На рис.7.7 представлены основные конструкции металлических сеток: плоская, цилиндрическая, плоская плетеная с квадратными ячейками, пластинчатая с круглыми отверстиями и спиральная с траверзами (опорными штырьками).

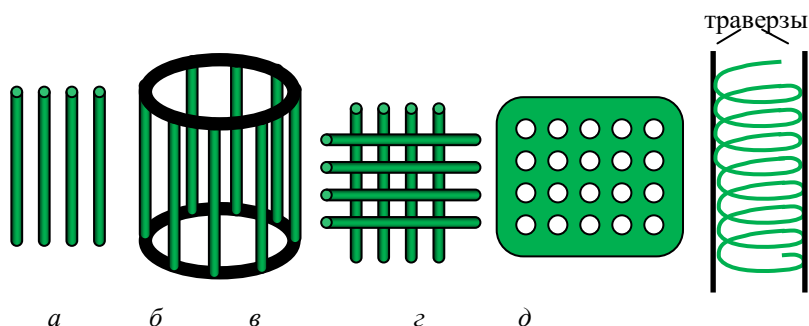


Рис.7.7. Основные конструкции сеток: а – эквидистантная плоская сетка, б – эквидистантная цилиндрическая сетка, в – плоская плетеная сетка с квадратными ячейками, г – пластинчатая сетка с круглыми отверстиями, д – спиральная сетка с траверзами (опорными штырьками)

Основные ВАХ триода приведены на рис.7.8, а и б – это проходная (анодно-сеточная) и выходная (анодная) характеристики.

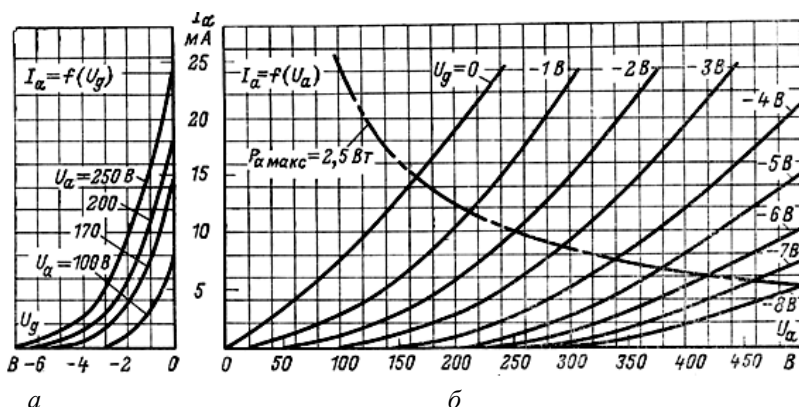


Рис.7.8. Вольт-амперные характеристики вакуумного триода: а – проходная (анодно-сеточная), б – выходная (анодная)

С помощью вольт-амперных характеристик можно вычислить основные параметры триода:

1) крутизну проходной характеристики $S = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_g} \right)$ при $U_a = \text{const}$;

2) проницаемость $D = - \left(\frac{\partial U_g}{\partial U_a} \right)$ при $I_a = \text{const}$;

3) коэффициент усиления $\mu = \frac{1}{D} = - \left(\frac{\partial U_a}{\partial U_g} \right)$ при $I_a = \text{const}$;

4) внутреннее сопротивление $R_i = \left(\frac{\partial U_a}{\partial I_a} \right)$ при $U_g = \text{const}$.

В триоде изменение анодного тока может быть вызвано изменением анодного напряжения или сеточного напряжения:

$$dI_a = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_a} \right) dU_a + \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_g} \right) dU_g.$$

Если общее изменение анодного тока приравнять к нулю и разделить уравнение на величину изменения напряжения сетки, то получим

$$0 = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_a} \right) \cdot \left(\frac{\partial U_a}{\partial U_g} \right) + \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_g} \right),$$

отсюда

$$0 = - \frac{1}{R_i} \cdot \frac{1}{D} + S$$

и окончательно связь между тремя основными параметрами:

$$S \cdot R_i \cdot D = 1.$$

7.3. Вакуумный тетрод

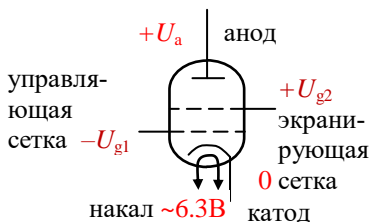


Рис.7.9. Схематическое изображение вакуумного тетрода

Для увеличения коэффициента усиления триода μ необходимо уменьшать его проницаемость D . Проницаемость вакуумной лампы можно уменьшить, поместив между управляющей сеткой и анодом экранирующую сетку. Получаем четырехэлектродную лампу – тетрод (рис.7.9).

Эта лампа имеет две сетки. Первая сетка расположена ближе к катоду и является управляющей. На управляющую сетку тетрода, как и в триоде, подают отрицательное напряжение $-U_{g1}$. На вторую экранирующую сетку подают положительное напряжение U_{g2} . Между экранирующей сеткой и катодом возникает ускоряющее электрическое поле E_{g2k} , не изменяющееся при изменении напряжения на аноде. Это позволяет снизить проицаемость (увеличить коэффициент усиления μ) при сохранении большой крутизны проходной характеристики лампы, что в конечном итоге увеличивает коэффициент усиления тетрода по сравнению с триодом при одинаковых анодных напряжениях.

На рис.7.10 приведена выходная (анодная) характеристика тетрода, полученная при постоянном положительном напряжении на экранирующей сетке U_{g2} .

При нулевом анодном напряжении (анод соединен с катодом) экранирующая сетка собирает практически весь протекающий ток I (ток управляющей сетки ничтожно мал) и анодный ток равен нулю. При повышении напряжения на аноде протекающий ток перераспределяется между током экранирующей сетки и анодным током: $I = I_{g2} + I_a$. Увеличение U_a ведет к росту I_a и уменьшению I_{g2} . Электроны, бомбардирующие анод, выбивают вто-

ричные электроны. Вторичные электроны обладают малой кинетической энергией и образуют объемный заряд вблизи анода. Если потенциал экранирующей сетки больше потенциала анода ($U_{g2} > U_a$), то возникает электрическое поле, направленное от экранирующей сетки к аноду E_{ag2} , которое притягивает вторичные электроны к экранирующей сетке. Повышение анодного

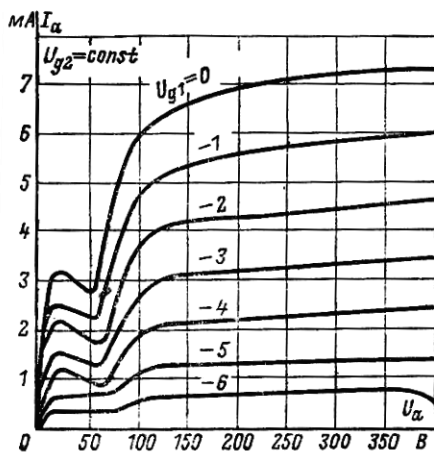


Рис.7.10. Выходная (анодная) вольтамперная характеристика вакуумного тетрода

напряжения приводит к увеличению числа вторичных электронов, увеличению I_{g2} и уменьшению I_a . В результате на ВАХ тетрода наблюдается падающий участок (динатронный эффект). При дальнейшем увеличении анодного напряжения потенциал анода становится больше потенциала экранирующей сетки ($U_a > U_{g2}$), вторичные электроны притягиваются анодом и анодный ток вначале возрастает, а затем выходит в насыщение.

7.4. Вакуумный пентод

Для устранения влияния объемного заряда на ВАХ тетрода вблизи анода дополнительно размещают третью защитную сетку. Схематическое изображение получившейся пятиэлектродной лампы – пентода – представлено на рис.7.11. Сетка, распо-

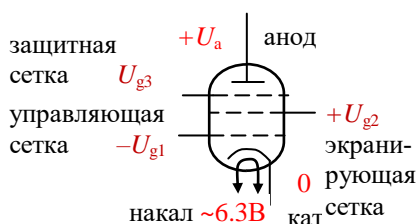


Рис.7.11. Схематическое изображение вакуумного пентода

ложенная ближе к катоду, является управляющей, на нее подается отрицательное напряжение. Далее следует экранирующая сетка, на которую подано положительное напряжение, меньшее или равное напряжению на аноде. Экранирующая сетка выполняет роль ускоряющего

электрода. На анод подается высокое положительное напряжение. На третью защитную сетку подают отрицательное (по отношению к аноду) напряжение. Для этого защитную сетку можно соединить с катодом. Между анодом и защитной сеткой возникает электрическое поле E_{ag3} , которое возвращает вторичные электроны обратно на анод. Пентод имеет большой коэффициент усиления по мощности по сравнению с триодом, у него нет провала на анодной характеристике, характерного для тетрода, и до изобретения биполярного транзистора он широко применялся для усиления и генерации электрических сигналов.

ВАХ вакуумного пентода приведены на рис.7.12,а и б. Сплошными линиями показаны проходная (анодно-сеточная) и выходная (анодная) характеристики; пунктирными линиями – зависимость тока экранирующей сетки I_{g2} от напряжения на

управляющей сетке U_{g1} и зависимость I_{g2} от U_a . Представленные зависимости получены при равенстве ускоряющих напряжений на аноде и экранирующей сетке ($U_a = U_{g1} = 170$ В) и нулевом напряжении на защитной сетке: $U_{g3} = 0$. Из рис.7.12,б видно, что ВАХ пентода не имеют провала анодного тока, характерного для тетрода.

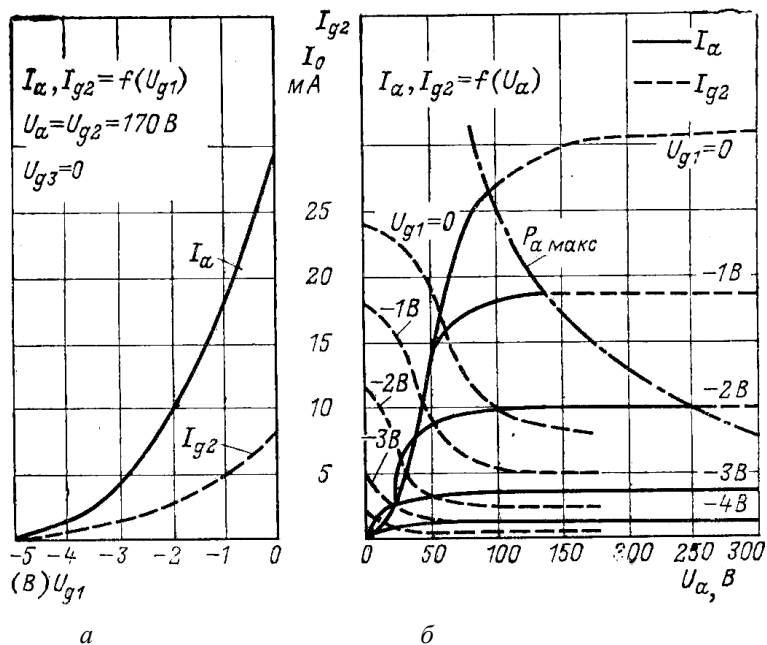


Рис.7.12. ВАХ вакуумного пентода: а – проходная, б – выходная

ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ГАЗАХ

8.1. Введение

Газовый разряд – совокупность процессов, возникающих при протекании электрического тока через вещество, находящееся в газообразном состоянии. Обычно газовый разряд становится возможным только после достаточной ионизации газа и образования плазмы. Ионизация происходит за счёт столкновений электронов, ускоренных электромагнитным полем, с атомами газа. При этом в процессе ионизации образуются новые электроны, которые тоже после ускорения начинают участвовать в соударениях с атомами, вызывая их ионизацию. Для возникновения и поддержания газового разряда требуется наличие электрического поля, так как газоразрядная плазма может существовать, если электроны приобретают во внешнем поле энергию, достаточную для ионизации атомов, и количество образованных ионов не меньше числа рекомбинировавших ионов.

Газовый разряд является методом получения газоразрядной плазмы. Такая плазма обладает рядом уникальных свойств, что определяет ее эффективное использование в физическом эксперименте, в газоразрядных электронных приборах, важнейшими типами которых являются газоразрядные источники света и газоразрядные лазеры, а также в ионной технологии для микроэлектроники: ионном распылении материалов для получения тонких пленок, ионном травлении для получения атомарно чистых поверхностей и др.

В кинетической теории газов объяснение газовых законов строится в приближении, что молекулы газа представляют собой не имеющие структуры упругие шарики, взаимодействие между которыми отсутствует, за исключением тех моментов, когда они приближаются друг к другу на очень малые расстояния. Это позволяет описать движение молекул газа, используя классические законы механики для упругого удара. Однако для объяснения многообразных процессов, протекающих при газовых разрядах, необходимо учесть их внутреннюю структуру. В

приближении теории Бора удастся дать качественное объяснение большинству наблюдаемых явлений, а некоторые из них описать и количественно. Использование волновой механики позволяет количественно описать процессы, происходящие в газовом разряде, однако это достаточно сложная процедура и выходит за рамки настоящей темы.

8.2. Элементарные процессы в газоразрядной плазме

Сложные процессы, происходящие в газовом разряде, сводятся к небольшому числу элементарных процессов, в которых принимают участие несколько частиц, обычно $2 \div 3$, или частица и фотон (рис.8.1).

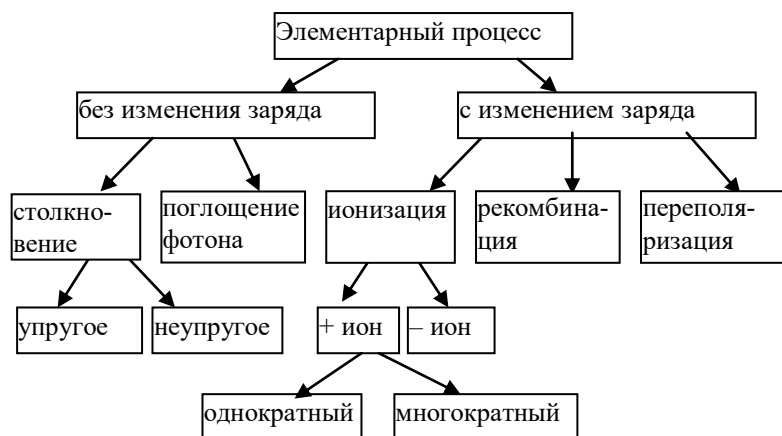


Рис.8.1. Классификация элементарных процессов в газовом разряде

Передача энергии в газовом разряде обычно происходит в результате:

- 1) столкновения нейтральных или заряженных частиц между собой или с электродами и стенками сосуда;
- 2) поглощения квантов излучения.

Заряженные частицы могут изменить свою энергию за счет ускорения или торможения в электрических полях. Нестационарные магнитные поля также могут изменить энергию заряженных частиц. Существуют и другие механизмы передачи энергии, например, в результате химических реакций или ядерных превращений.

8.2.1. Энергетический баланс при упругом и неупругом ударах

Абсолютно упругий удар – соударение двух тел, вследствие которого в обоих телах не остается никаких деформаций, а вся кинетическая энергия тел до столкновения превращается в кинетическую энергию тел после столкновения. В результате столкновений происходит замедление движения очень быстрых частиц и ускорение очень медленных. Это приводит при отсутствии внешних воздействий к установлению термодинамического равновесия в газе. Максимальная передача энергии наблюдается при центральном соударении (прямой удар или лобовое столкновение) частиц, минимальная (практически нулевая) – при тангенциальном ударе, при столкновении под произвольным углом (косой удар) происходит частичная передача энергии.

При упругом столкновении выполняются законы сохранения импульса и энергии:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{v}_1' + m_2 \vec{v}_2', \quad (8.1)$$

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2}, \quad (8.2)$$

где m_1 , v_1 , v_1' – масса и скорости первой частицы до и после удара, а m_2 , v_2 , v_2' – соответствующие величины для второй частицы.

На рис.8.2,*а* рассмотрен частный случай прямого удара при $v_2 = 0$. После удара скорости первой и второй частиц будут равны:

$$v_1' = \left(\frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \right) v_1, \quad (8.3)$$

$$v_2' = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_1, \quad (8.4)$$

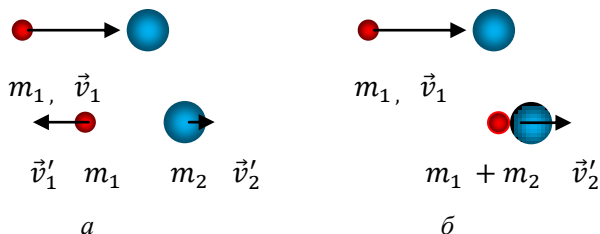


Рис.8.2. Прямой удар: *а* – абсолютно упругий, *б* – абсолютно неупругий

Отношение энергии первой частицы до и после соударения:

$$\frac{W_1'}{W_1} = \left(\frac{m_2 - m_1}{m_2 + m_1} \right)^2. \quad (8.5)$$

Если $m_2 \gg m_1$, то $v_1' \approx -v_1$, а $v_2' \approx 0$, легкая частица отлетает назад, а тяжелая остается практически на месте, $\frac{W_1'}{W_1} \approx 1$ и потеря энергии первой частицей очень мала.

При столкновении частиц с одинаковой массой ($m_1 = m_2$) скорости частиц после столкновения приобретают вид $v_1' = 0$, а $v_2' \approx v_1$ и происходит полная передача кинетической энергии: $W_1' = 0$ и $W_2' = W_1$.

Удар называется неупругим если кинетическая энергия сталкивающихся частиц полностью или частично переходит в другие виды энергии (внутреннюю энергию сталкивающихся частиц), (рис.8.2,б). В этом случае законы сохранения импульса и энергии принимают вид

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = (m_1 + m_2) v_2'; \quad (8.6)$$

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_1 v_2^2}{2} = \frac{(m_1 + m_2) v_2'^2}{2} + W, \quad (8.7)$$

где W – изменение внутренней энергии системы. Из уравнений (8.6) и (8.7) можно найти величину

$$W = \frac{m_1 m_2 (v_1 - v_2)^2}{2(m_1 + m_2)}. \quad (8.8)$$

Если вторая частица покоится ($v_2 = 0$), то при $m_2 \gg m_1$ практически вся кинетическая энергия налетающей легкой частицы преобразуется в другие виды энергии, а при равенстве масс ($m_1 = m_2$) преобразуется только половина кинетической энергии налетающей частицы.

8.2.2. Эффективное сечение рассеяния

Эффективное сечение рассеяния – это физическая величина, характеризующая вероятность перехода системы двух взаимодействующих частиц в определенное конечное состояние. Эффективное сечение определяется как отношение числа взаимодействий dN с заданными параметрами в единицу времени к плотности потока частиц j , падающих на мишень:

$$d\sigma = \frac{dN}{j}. \quad (8.9)$$

Эффективное сечение σ имеет размерность площади.

Понятие эффективного сечения удобно использовать для характеристики элементарных процессов взаимодействия частиц в газах. В этом случае бомбардирующая частица рассматривается как точечная, а бомбардируемая заменяется большей частицей с площадью поперечного сечения σ , как показано на рис.8.3.

Каждому элементарному процессу взаимодействия соответствует своя величина эффективного сечения, например: σ_1 – эффективное сечение прямого удара, σ_2 – эффективное сечение косого удара, σ_3 – эффективное сечение тангенциального удара, σ_4 – эффективное сечение неупругого удара и т.д.

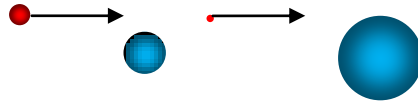


Рис.8.3. Эффективное сечение рассеяния

Сумма отдельных эффективных сечений называется полным эффективным сечением рассеяния:

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4 + \dots \quad (8.10)$$

8.2.3. Электронно-атомные столкновения

Неупругие электронно-атомные столкновения могут привести к возбуждению или ионизации нейтрального атома. При этом атому необходимо сообщить энергию $W \geq qU_e$, или $W \geq qU_i$, где U_e и U_i – соответственно потенциалы возбуждения и ионизации.

Можно рассчитать, какой энергией должна обладать налетающая на атом частица, чтобы произошла передача необходимой энергии атому. Исходная энергия почти полностью идет на возбуждение или ионизацию атома при неупругом ударе в случае, когда масса налетающей частицы много меньше массы атома. Это соответствует случаю электронно-атомного неупругого столкновения, когда атом практически неподвижен в лабораторной системе координат.

На рис.8.4 приведен качественный вид сечений возбуждения ($\sigma_{\text{возб.эл.}}$) и ионизации ($\sigma_{\text{ион.эл.}}$) для столкновения электронов с

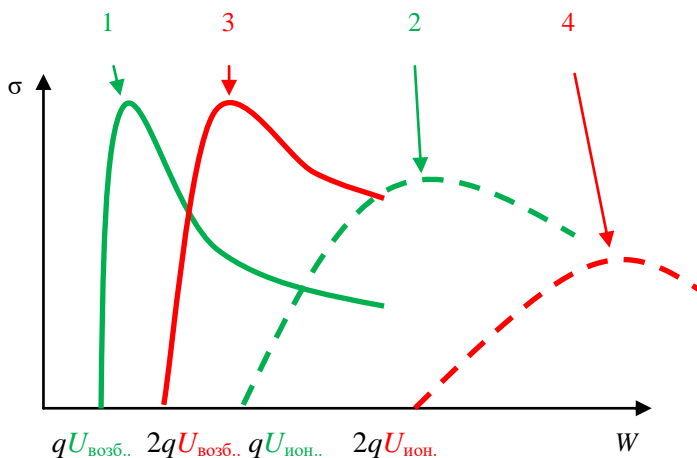


Рис.8.4. Зависимости сечений возбуждения и ионизации от энергии бомбардирующей частицы для электрона: 1 – $\sigma_{\text{возб.эл.}} = f(W)$, 2 – $\sigma_{\text{ион.эл.}} = f(W)$; для иона: 3 – $\sigma_{\text{возб.ион.}} = f(W)$, 4 – $\sigma_{\text{ион.ион.}} = f(W)$

атомами. Из рисунка видно, что пока энергия электрона не достигла энергии, соответствующей первому резонансному уровню поглощения энергии, возможно лишь упругое соударение. После того как энергия налетающего электрона превысит потенциал возбуждения $qU_{\text{возб.}}$, вероятность возбуждения резко возрастает (увеличивается сечение рассеяния возбуждения $\sigma_{\text{возб.эл.}}$), а затем при дальнейшем увеличении энергии снова снижается (кривая 1). Это объясняется тем, что при увеличении кинетической энергии возрастает скорость электрона, а время взаимодействия сокращается. Аналогично объясняется ход кривой 2, соответствующей изменению сечения рассеяния ионизации электроном $\sigma_{\text{ион.эл.}}$.

8.2.4. Столкновения ионов с нейтральными атомами

Обычно ионы и нейтральные атомы обладают примерно равными массами ($m_i \approx m_a$). Поэтому в случае неупругого столкновения не более половины энергии иона может пойти на возбуждение или ионизацию нейтрального атома. При этом ион должен обладать кинетической энергией для возбуждения $2qU_{\text{возб}}$ и ионизации $2qU_{\text{ион}}$ атома, примерно в два раза большей,

по сравнению с энергиями возбуждения и ионизации атома быстрым электроном. Зависимости сечения рассеяния возбуждения ($\sigma_{\text{возб.ион.}}$) и ионизации ($\sigma_{\text{ион.ион.}}$) при столкновении ионов с атомами приведены на рис.8.4 кривые 3 и 4 соответственно.

Следует отметить, что скорости тяжелых частиц и, соответственно, кинетические энергии в газе обычно невелики. Поэтому процесс ионизации при столкновении тяжелых частиц в газовом разряде не играет существенной роли.

8.2.5. Столкновения нейтральных частиц

Ионизация, возникающая при соударениях нейтральных частиц в газах, становится заметной при очень высоких температурах.

8.2.6. Ионизирующее действие фотонов

Чтобы квант света мог ионизировать нейтральный атом, его энергия должна быть

$$h\nu \geq qU_i. \quad (8.11)$$

Граничная длина волны (красная граница фотоэффекта) определяется из условия

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{ch}{qU_i} = \frac{1235}{U_i} \text{ [нм]}, \quad (8.12)$$

где U_i – потенциал ионизации в вольтах.

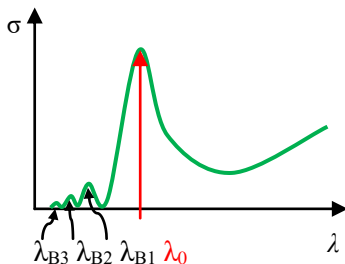


Рис.8.5. Зависимости сечений возбуждения и ионизации от длины волны фотона

При освещении газа светом с различными длинами волн (рис.8.5) максимальная вероятность фотоионизации наблюдается на длине волны λ_0 , здесь имеет место резонансное поглощение. Резонансные максимумы на кривой при $\lambda > \lambda_0$ совпадают с потенциалами возбужденных состояний атомов и определяются уравнением

$$h\nu \geq qU_B, \quad (8.13)$$

где U_B – потенциал возбуждения атома.

8.2.7. Образование отрицательных ионов

Если электрон встречается с нейтральным атомом, то существует зависящая от энергии электрона и свойств газа вероятность того, что электрон “прилипает” к атому. Схема взаимодействия записывается в виде

Атом + электрон + $W_{эл}$ = отрицательный ион + $W_W + W_{эл}$, (8.14)
здесь $W_{эл}$ – кинетическая энергия электрона, W_W – работа выхода электрона из атома. Энергия $W_W + W_{эл}$ выделяется в виде излучения.

Образование отрицательных ионов не приводит к изменению числа носителей заряда, однако существенно меняет характер взаимодействия заряженной частицы вследствие существенного изменения ее подвижности (уменьшения от высокой подвижности легкого электрона до низкой подвижности тяжелого отрицательно заряженного иона).

В газовом разряде вероятность образования отрицательных ионов невелика. Образование отрицательных ионов может проявляться при высоком давлении газов. Захват электронов атомами мешает существенному (до энергий ионизации) ускорению электронов, что повышает электрическую прочность газов.

8.3. Электронно-ионная рекомбинация

Наиболее простым видом рекомбинации является взаимодействие электрона и положительно заряженного иона, в результате которого образуется нейтральный атом или молекула, а кинетическая энергия и энергия ионизации выделяется в виде энергии световых квантов:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + qU_i. \quad (8.15)$$

Возможна также ступенчатая рекомбинация, при которой образовавшийся возбужденный нейтральный атом сначала излучает квант энергии

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + q(U_i - U_e) \quad (8.16)$$

и оказывается в возбужденном состоянии, а затем переходит в основное состояние, отдавая избыточную энергию в виде фотона

$$h\nu = qU_e. \quad (8.17)$$

Энергия рекомбинации может быть затрачена на диссоциацию молекулы или вызвать химическую реакцию.

Вероятность описанной электронно-ионной рекомбинации невелика, т.к. время взаимодействия мало вследствие высокой скорости электрона. Для медленных электронов вероятность рекомбинации возрастает.

При больших концентрациях частиц в газе может происходить трехчастичное взаимодействие. При этом возможна безизлучательная рекомбинация, а выделяющаяся энергия переходит в кинетическую энергию частиц.

8.4. Рекомбинация на поверхности

При небольших объемах и небольших давлениях решающую роль в нейтрализации заряженных частиц играют электроды и стенки сосуда. Электроны, бомбардирующие металлический анод, попадают в потенциальную яму анода. Вероятность рекомбинации ионов и электронов возрастает около стенок, куда они приходят в результате диффузии. Положительный ион, достигая поверхности катода, создает около него свое распределение потенциала, как показано на рис.8.6.

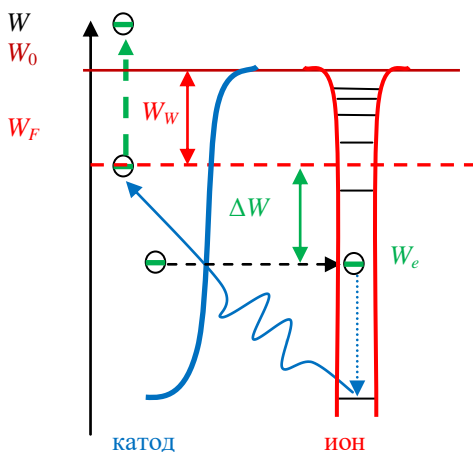


Рис.8.6.Зонная диаграмма процесса нейтрализации иона

Уровни энергии электронов в металле могут совпадать с разрешенными, но не занятыми электронами уровнями энергии иона. При этом электрон металла может за счет туннельного перехода занять свободный уровень в ионе. В результате этого ион покинет поверхность металла уже в виде нейтрально-го атома, возможно, возбужденного. При переходе в основное

состояние атом излучает фотон, или фонон (если он находится на поверхности металла), энергии которых может оказаться достаточно для выбивания вторичного электрона из металла.

8.5. Движение заряженных частиц

Возникновение потока заряженных частиц в газах происходит за счет двух механизмов: дрейфа под действием электрического поля и диффузии за счет градиента концентрации заряженных частиц. В результате плотности электронного и ионного токов будут складываться из двух членов:

$$\vec{J}_e = qn_e\mu_e\vec{E} + qD_e\text{grad}n_e, \quad (8.18)$$

$$\vec{J}_i = qn_i\mu_i\vec{E} - qD_i\text{grad}n_i, \quad (8.19)$$

где n_e и n_i – концентрации, μ_e и μ_i – подвижности, D_e и D_i – коэффициенты диффузии электронов и ионов.

В связи с большим различием масс электронов и ионов их подвижности и коэффициенты диффузии сильно различаются. Подвижность электронов убывает с увеличением напряженности электрического поля E :

$$\mu_e \sim \frac{1}{\sqrt{E}}, \quad (8.20)$$

а подвижность ионов возрастает:

$$\mu_i \sim E. \quad (8.21)$$

Важную роль в газовом разряде играет амбиполярная диффузия – совместный диффузионный перенос электронов и ионов в направлении уменьшения их концентрации, при котором в каждой точке объема плазмы электронный и ионный потоки равны. Предположим, что в газовом промежутке постоянно возникают электроны и ионы. Они диффундируют к стенкам сосуда, где происходит их рекомбинация. Но поскольку в начале разряда электроны имеют большую скорость диффузии, они первыми достигают стенок сосуда, которые считаются непроводящими. Стационарное состояние устанавливается тогда, когда ток электронов, текущий в образовавшемся тормозящем поле, станет равным току ионов, ускоряемых этим же полем. Тогда суммарная сила тока равна нулю. Предполагаем, что концентрации электронов и ионов равны: $n_e = n_i = n$, хотя практически они

немного различаются (иначе не возникло бы электрического поля). При этом

$$\vec{J}_e = \vec{J}_i, \quad (8.22)$$

$$\vec{J}_e = qn\mu_e\vec{E} + qD_e\text{grad}n, \quad (8.23)$$

$$\vec{J}_i = qn\mu_i\vec{E} - qD_i\text{grad}n. \quad (8.24)$$

Отсюда следует

$$\vec{J}_e = -\vec{J}_i = q \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i \mu_e} \text{grad}n = qD_a \text{grad}n, \quad (8.25)$$

величину D_a называют коэффициентом амбиполярной диффузии.

8.6. Основные уравнения газового разряда

Газовый разряд может быть полностью описан в том случае, если все величины, его характеризующие, заданы как функции координат и времени. Этими величинами являются U , \vec{E} , n_e , n_i , \vec{J}_e и \vec{J}_i . Они могут быть рассчитаны на основании уравнений:

$$\vec{E} = -\text{grad}U, \quad (8.26)$$

$$\text{div}\vec{E} = \frac{q}{\varepsilon_0}(n_i - n_e). \quad (8.27)$$

Затем следует воспользоваться уравнениями для плотностей электронного и ионного токов (8.18) и (8.19):

$$\vec{J}_e = qn_e\mu_e\vec{E} + qD_e\text{grad}n_e, \quad (8.28)$$

$$\vec{J}_i = qn_i\mu_i\vec{E} - qD_i\text{grad}n_i. \quad (8.29)$$

Уравнение сохранения заряда имеет вид

$$\text{div}\vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (8.30)$$

Плотность заряда ρ в заданной области пространства может изменяться, если ток втекает или вытекает из этой области. Если электроны и ионы рассматривать по отдельности, то изменение во времени их концентраций может быть следствием или протекания тока, или процессов генерации – рекомбинации электронно-ионных пар. Если ограничиться рассмотрением процесса однократной ионизации, то, введя n^* – число электронов и ионов, дополнительно возникающих в единицу времени в единице объема, получим

$$q \frac{\partial n_e}{\partial t} = \operatorname{div} \vec{J}_e + qn^*, \quad (8.31)$$

$$q \frac{\partial n_i}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{J}_i + qn^*. \quad (8.32)$$

Пусть за единицу времени через единицу сечения газоразрядного промежутка проходят $\frac{\vec{J}_e}{q}$ электронов и $\frac{\vec{J}_i}{q}$ ионов. Если α – число пар электрон-ион, создаваемых электроном, а β – число пар электрон-ион, создаваемых ионом на единице пути, то избыточное число электронов, появляющихся в единице объема, равно $\alpha \frac{\vec{J}_e}{q} + \beta \frac{\vec{J}_i}{q}$. При рекомбинации в единице объема за единицу времени исчезает $r \cdot n_e \cdot n_i$ число электрон-ионных пар, где r – коэффициент рекомбинации. Тогда

$$qn^* = \alpha J_e + \beta J_i - rqn_en_i. \quad (8.33)$$

ГАЗОВЫЕ РАЗРЯДЫ

9.1. Виды разрядов в газе

Газовые разряды подразделяются на самостоятельные, для возникновения и поддержания которых необходимо наличие только электрического поля, и несамостоятельные, для которых необходимо наличие как электрического поля, так и вспомогательного источника заряженных частиц в разрядном промежутке.

Газовые разряды бывают стационарными и импульсными. Основные виды газовых разрядов приведены на рис.9.1.

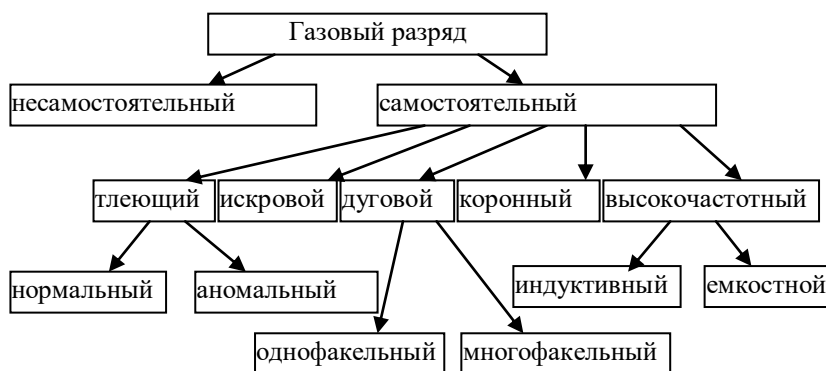


Рис.9.1. Основные виды газовых разрядов

Схема установки для изучения газовых разрядов приведена на рис.9.2,*а*, обобщенная ВАХ газового разряда – на рис.9.3.

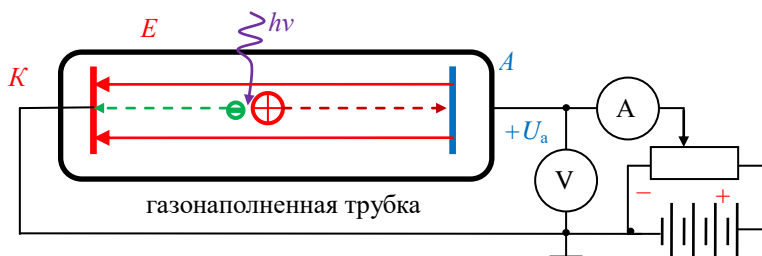


Рис.9.2. Схема установки для изучения газового разряда

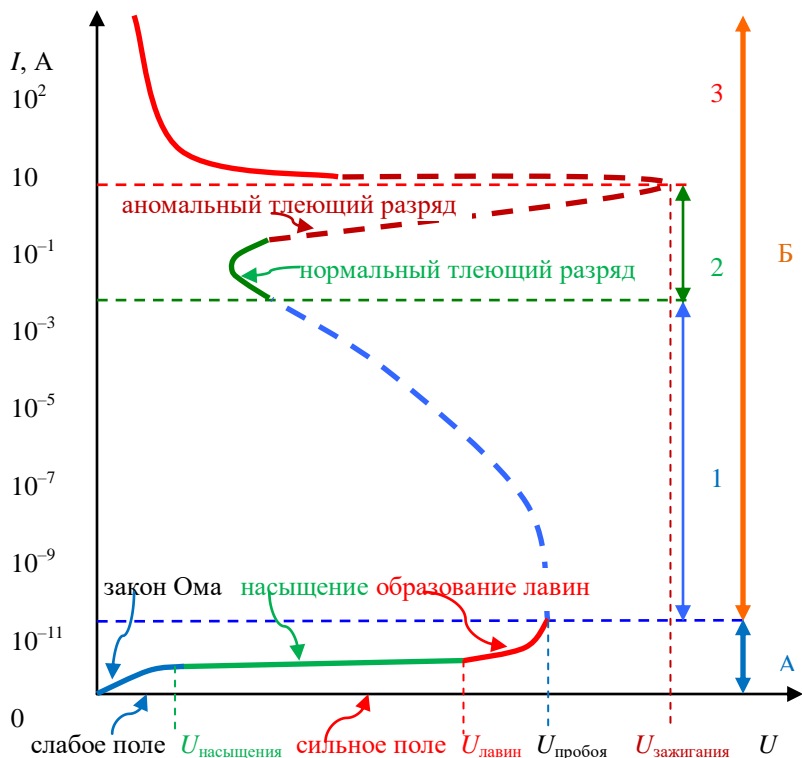


Рис.9.3. Обобщенная ВАХ газового разряда: А – несамостоятельный; Б – самостоятельный: 1 – переходная зона, 2 – тлеющий, 3 – дуговой разряды

В нормальном состоянии газы состоят из электрически нейтральных молекул и атомов и, следовательно, не могут проводить электрический ток. Поэтому газы являются хорошими электрическими изоляторами. Однако газы, например воздух, все-таки обладают малой электрической проводимостью. Эта проводимость вызвана ионизацией нейтральных молекул излучением радиоактивных веществ, имеющихся на поверхности земли, а также космическими лучами. Равновесная концентрация свободных электронов и ионов не превышает нескольких десятков пар в кубическом сантиметре. Для того чтобы воздух стал заметно проводить электрический ток, его надо подвергнуть воздействию интенсивных ионизаторов.

В газах происходят два процесса генерации пар: электрон – положительный ион и обратный процесс их рекомбинации. При постоянной интенсивности внешнего ионизатора в объеме газа устанавливается равновесное состояние, при котором число пар ионов, возникающих под действием ионизатора за одну секунду в единице объема, равно числу пар рекомбинировавших ионов. При этом скорость ионизации равна скорости рекомбинации:

$$V_{\text{ген}} = V_{\text{рек}}. \quad (9.1)$$

Ионизованный газ способен проводить электрический ток. Ток в газах возникает за счет встречного движения ионов и свободных электронов под действием электрического поля или наличия градиента концентрации свободных электронов и ионов. Явление прохождения электрического тока через газ называется газовым разрядом. Газовые разряды можно разделить на два вида: несамостоятельный и самостоятельный.

9.2. Несамостоятельный газовый разряд

Несамостоятельным газовым разрядом называется такой разряд, который возможен только под действием внешнего ионизатора и при наличии электрического поля.

Рассмотрим физические процессы, происходящие при несамостоятельном газовом разряде. Введем ряд обозначений: N_0 – число молекул газа в исследуемом объеме V , концентрация молекул $n_0 = N_0/V$. Часть молекул ионизирована. Обозначим число ионов одного знака через N ; их концентрация $n = N/V$. Далее, обозначим через Δn_i – число пар электрон-ион, возникающих под действием ионизатора за одну секунду в единице объема газа.

Наряду с процессом ионизации в газе происходит рекомбинация ионов. Вероятность встречи двух ионов разных знаков пропорциональна концентрации заряженных частиц n . Следовательно, число пар частиц, рекомбинирующих за секунду в единице объема, пропорционально n^2 :

$$\Delta n_r = r n^2, \quad (9.2)$$

где r – коэффициент рекомбинации.

В состоянии равновесия число возникающих ионов в единице объема равно числу рекомбинирующих:

$$\Delta n_i = \Delta n_r = rn^2. \quad (9.3)$$

Отсюда для равновесной концентрации ионов (числа пар заряженных частиц в единице объема) получается следующее выражение:

$$n = \sqrt{\frac{\Delta n_i}{r}}. \quad (9.4)$$

При подаче небольшого напряжения U на анод (см. рис.9.2) в промежутке между анодом и катодом возникает электрическое поле E . Под действием поля положительные ионы дрейфуют к катоду, а электроны и отрицательно заряженные ионы к аноду и во внешней цепи возникает электрический ток. Пусть из единицы объема уходит каждую секунду Δn_j пар заряженных частиц, тогда условие равновесия можно представить в виде

$$\Delta n_i = \Delta n_r + \Delta n_j. \quad (9.5)$$

В случае слабого поля энергия, которую получает электрон на средней длине свободного пробега λ , недостаточна для ионизации нейтральной молекулы газа $qE\lambda < W_i$; электроны имеют малые скорости, время их взаимодействия с нейтральными молекулами велико, что повышает вероятность их захвата и образования отрицательных ионов. Можно предположить, что при малых полях токи и процессы рекомбинации будут происходить в основном с участием положительно и отрицательно заряженных ионов, обладающих примерно равной массой и, как следствие, примерно равной подвижностью $\mu_+ \sim \mu_-$. В слабых полях концентрации ионов, создающих ток во внешней цепи, много меньше концентрации рекомбинирующих ионов: $\Delta n_j \ll \Delta n_r$. В цепи будет протекать слабый ток I . Плотность тока J по величине пропорциональна концентрации носителей n , заряду q , переносимому каждым носителем, и скорости направленного движения положительных и отрицательных ионов \vec{v}_+ и \vec{v}_- :

$$\vec{J} = qn(\vec{v}_+ + \vec{v}_-) = qn(\mu_+ \vec{E} + \mu_- \vec{E}) = qn(\mu_+ + \mu_-) \vec{E}. \quad (9.6)$$

С учетом равновесной концентрации ионов в слабом поле (9.4) получаем

$$\vec{J} = q \sqrt{\frac{\Delta n_i}{r}} (\mu_+ + \mu_-) \vec{E}. \quad (9.7)$$

В малых полях подвижности ионов не зависят от напряженности электрического поля и уравнение (9.7) представляет собой закон Ома в дифференциальной форме:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (9.8)$$

где $\sigma = q \sqrt{\frac{\Delta n_i}{r}} (\mu_+ + \mu_-)$ – удельная электропроводность газа.

Поэтому ВАХ газового разряда в слабых электрических полях имеет линейный участок (см. рис.9.3).

В сильном электрическом поле, пока выполняется условие $qE\lambda < W_i$ и ударной ионизации еще нет, время пролета ионами газоразрядного промежутка становится меньше времени жизни ионов. Поэтому все ионы, производимые ионизатором, участвуют в создании тока и под действием электрического поля уходят на электроды. А так как число генерируемых ионизатором ионов в единицу времени Δn_i не зависит от напряженности поля, то плотность тока будет определяться только величиной Δn_i и не будет зависеть от E . Другими словами, с дальнейшим увеличением приложенного напряжения ток перестает расти и остается постоянным. Максимальное значение тока, при котором все образующиеся ионы уходят к электродам, носит название тока насыщения.

Дальнейшее увеличение напряженности поля ведет к образованию лавины электронов (рис.9.4), когда возникшие под действием ионизатора электроны приобретают на длине свободного пробега энергию, достаточную для ударной ионизации молекул

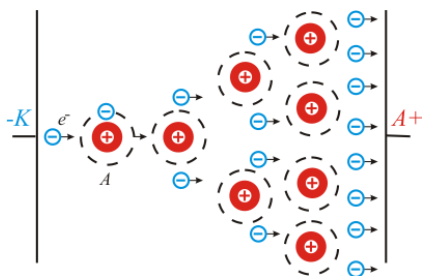


Рис. 9.4. Образование лавины электронов и ионов

газа $qE\lambda \geq W_i$. Возникшие при этом вторичные электроны, разогнавшись, в свою очередь производят ионизацию и т. д. – происходит лавинообразное размножение первичных ионов и электронов, созданных внешним ионизатором, и усиление разрядного тока.

Пусть электрон на единице длины пути создает

α выбитых электронов, тогда n электронов, находящихся на расстоянии x от катода, создадут на участке пути dx

$$dn = \alpha n dx \quad (9.9)$$

новых электронов. Коэффициент α , вероятность образования новых электронов, пропорционален числу соударений, которое прямо пропорционально давлению p ; кроме того, он зависит от энергии электрона, соударяющегося с нейтральной частицей, которая пропорциональна $E\lambda$. Средняя длина свободного пробега обратно пропорциональна давлению, поэтому

$$\alpha = pf\left(\frac{E}{p}\right). \quad (9.10)$$

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

$$n = n_0 \exp(\alpha x), \quad (9.11)$$

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

$$n_a = n_0 \exp(\alpha d) \quad (9.12)$$

электронов.

Если каждый электрон, появившийся под действием внешнего ионизатора, возникает на поверхности катода, как это происходит при освещении фотокатода, то ток во внешней цепи

$$I_a = I_0 \exp(\alpha d). \quad (9.13)$$

Здесь $\exp(\alpha d)$ называется внутренним коэффициентом усиления и его величина в газонаполненных фотоэлементах может достигать 10. (Давление газа в газонаполненных фотоэлементах настолько мало, что длина свободного пробега электрона близка к расстоянию между анодом и катодом. При этом электрон на пути к аноду может совершить только несколько актов ионизации.)

Полученные результаты можно изобразить графически в виде вольт-амперной характеристики несамостоятельного газового разряда (см. рис. 9.3, интервал А).

Таким образом: для несамостоятельного разряда при малых плотностях тока, т.е. когда основную роль в исчезновении зарядов из газоразрядного промежутка играет процесс рекомбинации, имеет место закон Ома $\vec{j} = \sigma \vec{E}$; при больших полях $E \geq E_{\text{нас}}$ ($U > U_{\text{насыщения}}$) закон Ома не выполняется – наступает

явление насыщения, а при полях, превышающих $E_{\text{лавины}} (U > U_{\text{лавины}})$, возникает лавина зарядов, обуславливающая значительное увеличение плотности тока.

9.3. Самостоятельный газовый разряд

Рассмотренный выше процесс возникновения и образования лавин за счет ударной ионизации не утрачивает характера несамостоятельного разряда, т.к. в случае прекращения действия внешнего ионизатора разряд быстро исчезает.

Однако возникновение и образование лавины зарядов не ограничивается процессом ударной ионизации. При дальнейшем, сравнительно небольшом увеличении анодного напряжения, положительные ионы на средней длине свободного пробега иона λ_+ , которая меньше средней длины свободного пробега электронов λ , приобретают энергию $qE\lambda_+ \geq W_w$, где W_w – работа выхода электрона из материала катода, и, ударяясь о катод, выбивают из него вторичные электроны, что делает разряд самоподдерживающимся. Если $qE\lambda_+ \geq 2W_i$, то при столкновении с нейтральными частицами газа может происходить их ионизация. В уравнение подставлена удвоенная энергия ($2W_i$), т.к. при неупругом столкновении частиц с одинаковой массой не более половины кинетической энергии налетающей частицы может быть преобразовано в другие виды энергии (см. 8.2.1).

Обозначим через γ вероятность выбивания ионом вторичного электрона из катода. Она зависит от энергии, получаемой ионом на средней длине свободного пробега, которая, в свою очередь, обратно пропорциональна давлению $\lambda_+ \sim 1/p$. Таким образом,

$$\gamma = \psi\left(\frac{E}{p}\right). \quad (9.14)$$

Выходящий из катода электрон приводит к появлению ионов.

$$\exp(\alpha d) - 1 \quad (9.15)$$

Эти ионы, достигая катода, выбивают из него

$$\gamma [\exp(\alpha d) - 1] \quad (9.16)$$

электронов. Если

$$\gamma [\exp(\alpha d) - 1] \geq 1, \quad (9.17)$$

то разряд оказывается самостоятельным, а уравнение (9.17) – уравнением зажигания газового разряда. В случае знака $>$ сила тока непрерывно возрастает, в случае знака $=$ процесс протекает стационарно.

На основании уравнения зажигания самостоятельного разряда (9.17), а также условий (9.10) и (9.14) можно записать

$$\psi\left(\frac{E_{\text{зж}}}{p}\right)\left\{\exp p\left[f\left(\frac{E_{\text{зж}}}{p}\right)\right]d-1\right\}\geq 1. \quad (9.18)$$

Используя приближение плоского конденсатора $E_{\text{зж}} = U_{\text{зж}}/d$, получим

$$\psi\left(\frac{U_{\text{зж}}}{pd}\right)\left\{\exp\left[f\left(\frac{U_{\text{зж}}}{pd}\right)\right]pd-1\right\}\geq 1. \quad (9.19)$$

Последнее уравнение показывает зависимость напряжения зажигания газового разряда $U_{\text{зж}}$ от произведения pd . Это закон Пашена, согласно которому два разрядных промежутка, заполненные одним и тем же газом с одинаковыми электродами и имеющие одно и то же произведение давления p на расстояние между электродами d , имеют одно и то же напряжение зажигания $U_{\text{зж}}$. Закон Пашена перестает выполняться как для очень больших, так и для очень малых значений произведения pd . Пробой газа при очень высоком давлении или очень большом расстоянии между электродами, а также в случае высокого вакуума происходит иным путем.

На рис.9.5 показаны основные процессы, происходящие при самостоятельном газовом разряде:

1. Ударная ионизация нейтральных частиц ускоренными электронами (электронные лавины).

2. Вторичная ионно-электронная эмиссия из катода.

3. Ударное возбуждение нейтральных частиц ионами с последующим испусканием фотонов при снятии возбуждения.

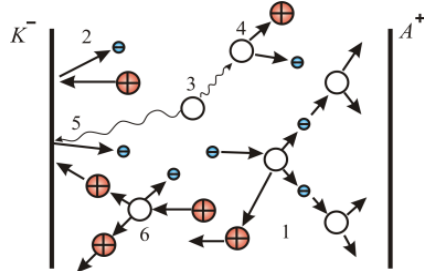


Рис.9.5. Основные процессы образования заряженных частиц при самостоятельном газовом разряде

4. Фотоионизация нейтральных частиц.
5. Вторичная фотонно-электронная эмиссия из катода.
6. Ударная ионизация нейтральных частиц ускоренными ионами (ионные лавины).

9.4. Тлеющий разряд

9.4.1. Физические процессы в тлеющем разряде

Тлеющий разряд – один из видов стационарного самостоятельного электрического разряда в газах. Формируется, как правило, при низком давлении газа и малом токе. При увеличении проходящего тока превращается в дуговой разряд.

В отличие от нестационарных (импульсных) электрических разрядов в газах, основные характеристики тлеющего разряда остаются относительно стабильными во времени. Типичным примером тлеющего разряда является свечение неоновой лампы, рекламных трубок, ртутных ламп “дневного света”.

На рис.9.6 представлен внешний вид газоразрядной трубки с тлеющим разрядом и распределение потенциала U , напряженности электрического поля E , пространственного заряда ρ , электронной I_e и ионной I_i , составляющих силы тока I вдоль трубки.

В газовом разряде существуют области низкой и высокой проводимости. Область низкой проводимости сосредоточена вблизи катода, и на ней наблюдается большое падение напряжения. При изменении расстояния между электродами размеры области катодного падения напряжения не изменяются до тех пор, пока ее длина меньше расстояния между катодом и анодом. Область высокой проводимости (плазменный столб) располагается ближе к аноду, и ее размеры при сближении электродов уменьшаются. В этой области наблюдается слабое изменение потенциала и напряженность электрического поля невелика.

Область катодного падения напряжения состоит из чередующихся темной и светлой областей. В темном Астоновом пространстве имеется избыточный отрицательный объемный заряд, образованный медленными электронами, выбитыми с катода в результате ионно-электронной эмиссии. Однако их кинетическая энергия еще недостаточна для возбуждения нейтральных атомов или молекул газа. Дальнейшее ускорение электро-

нов в сильном ускоряющем поле и неупругие столкновения приводят к возбуждению нейтральных молекул газа. Возбуждение снимается в результате излучения кванта света. Так возникает область катодного свечения. В области катодного свечения и следующей за ней области темного катодного пространства имеется избыточный положительный ионный заряд. Последующее ускорение электронов происходит в убывающем электрическом поле темного катодного пространства, на выходе из которого электроны ускоряются до энергий, необходимых для ионизации нейтральных молекул газа. В результате ионизации возникает высокопроводящая светящаяся плазма, которая может разделяться на чередующиеся участки – страты. Вначале расположен участок с преобладанием медленных электронов, образовавшихся в результате ионизации нейтральных молекул газа и торможения бомбардирующих электронов. Наличие большого числа медленных электронов увеличивает вероятность возбуждения нейтральных молекул. Снятие возбуждения сопровождается излучением фотонов, что приводит к образованию отрицательного светящегося столба. Заторможенные электроны медленно набирают энергию и при неупругих столкновениях возбуждают и ионизируют нейтральные частицы в области положительного светящегося плазменного столба. Между областями отрицательного и положительного светящегося столба может наблюдаться область темного Фарадеева пространства. За счет граничных эффектов в конце положительного светящегося столба может создаваться область с повышенной интенсивностью свечения – область анодного свечения. За ней следует область анодного темного пространства, проводимость которой невелика. Это приводит к появлению падения напряжения и возникновению ускоряющего электрического поля. Ускоренные этим полем электроны приобретают дополнительную энергию, что способствует возникновению вторичной электрон-электронной эмиссии с анода. Медленные вторичные электроны образуют небольшой отрицательный объемный заряд вблизи анода.

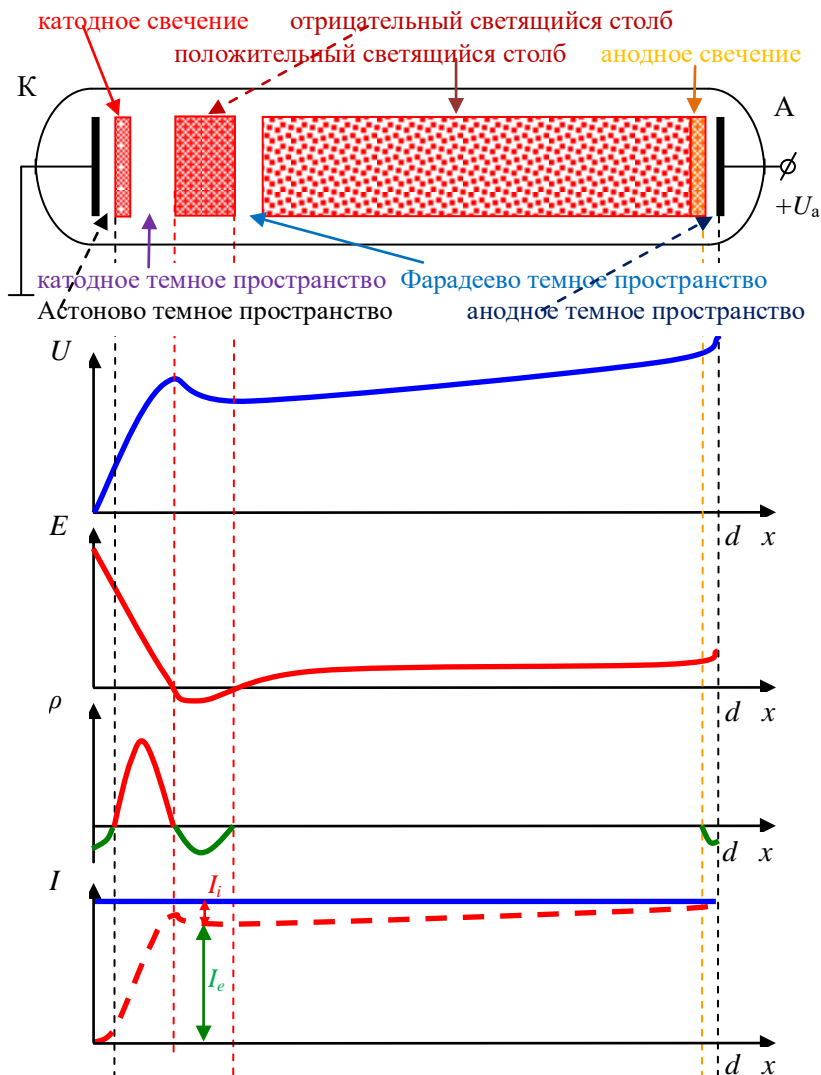


Рис.9.6. Внешний вид газоразрядной трубки и распределение потенциала U , напряженности электрического поля E , пространственного заряда ρ , электронной I_e и ионной I_i , составляющих силы тока I вдоль трубки

Электрический ток в газоразрядном промежутке образован направленным движением электронов и ионов, образующих его

электронную и ионную компоненты. Электронная компонента тока преобладает в области плазменного столба, а ионная – в области катодного падения напряжения.

Фотография тлеющего газового разряда приведена на рис.9.7.



Рис.9.7. Фотография тлеющего газового разряда



Рис.9.8. Увеличенный фрагмент фотографии тлеющего газового разряда

Ее увеличенный фрагмент с указанием чередующихся темных и светящихся областей см. на рис.9.8.

9.4.2. Основные виды тлеющего разряда

Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда в линейном масштабе представлена на рис.9.9,а. На ней выделяют две области: нормального (Б-В) и аномального (В-Г) тлеющего разряда. На рисунке также показана переходная область (А-Б).

ВАХ нормального тлеющего разряда в координатах $I(U)$ строго вертикальна (участок Б-В), на этом основан принцип действия стабилитрона тлеющего разряда (рис.9.9,б).

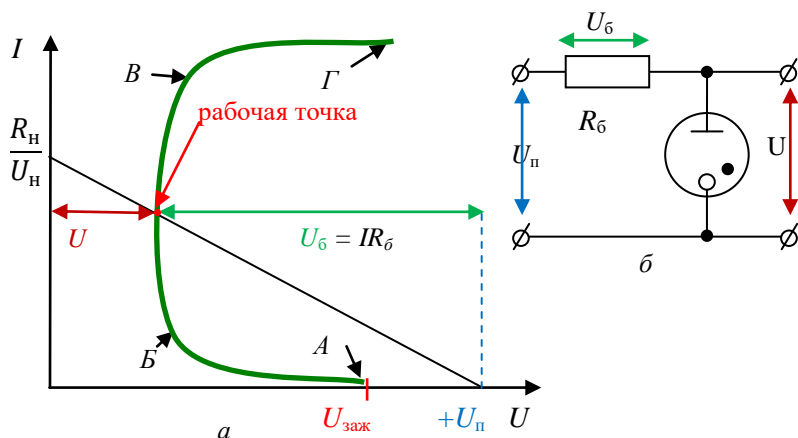


Рис.9.9. ВАХ тлеющего разряда в линейном масштабе – *а*; схема включения газоразрядного стабилитрона – *б*

Катодное свечение покрывает только часть поверхности катода. При этом площадь катода, покрытая свечением $S_{\text{св}}$, пропорциональна току, т.е.

$$S_{\text{св}} \sim I/J_n, \quad (9.22)$$

где J_n – нормальная плотность тока на катоде остается постоянной.

Аномальный тлеющий разряд соответствует возрастающему участку В-Г на рис.9.10,*а*. Он возникает, когда катодное свечение полностью покрывает поверхность катода и плотность тока на катоде превышает нормальную $J_A > J_n$. Аномальный тлеющий разряд используется в газоразрядных устройствах индикации.

Тлеющий газовый разряд вызывает излучение видимого света, спектр которого зависит от использованного газа (см. табл. 9.1).

Табл.9.1. Спектр излучения газовых разрядов

Газ	Цвет	Примечания
Гелий	Бело-оранжевый; при некоторых условиях может иметь серый, зеленовато-голубой или голубой оттенок	Используется художниками для специального освещения

Продолжение табл.9.1

Газ	Цвет	Примечания
Неон	Красно-оранжевый	Яркое свечение. Часто используется в неоновых рекламных знаках и неоновых лампах
Аргон	Фиолетово-голубой	Часто применяется совместно с парами ртути
Криптон	Сероватый, тусклый, грязно-белый. Может быть зеленоватым. В разрядах высокого напряжения яркий синевато-белый	Используется художниками для специального освещения
Ксенон	Сероватый или синевато-серый тусклый белый, в разрядах высокого напряжения в высоких пиковых потоках, очень яркий синевато-зелёный	Используется во ксеноновых фотовспышках, лампах подсветки индикаторов, ксеноновых дуговых лампах, а также художниками для специального освещения
Радон	Синий цвет	Не может быть использован из-за отсутствия стабильных изотопов
Азот	Аналогично аргону, тусклее, с оттенком розового. В разрядах высокого напряжения, яркий сине-белый, блее аргона	
Кислород	Бледный фиолетово-лиловый, тусклее аргона	
Водород	Бледно-лиловый в разрядах низкого напряжения, розовато-красный при разрядах более 10 миллиампер	
Водяной пар	Аналогично водороду. Менее яркое свечение	
Диоксид азота	Слабый синевато-белый, в разрядах низкого напряжения ярче ксенона	

Окончание табл.9.1

Газ	Цвет	Примечания
Пары ртути	Светло-голубой, интенсивное ультрафиолетовое излучение	В сочетании с люминофорами используется для получения света разных цветов. Широко используется в ртутных газоразрядных лампах
Пары натрия	Ярко-жёлтый	Широко используется в натриевых газоразрядных лампах

Внешний вид газоразрядных трубок с различным цветом свечения представлен на рис.9.10.



Гелий

Неон

Аргон

Криптон

Ксенон

Рис.9.10. Внешний вид газоразрядных трубок

9.5. Дуговой разряд

При дальнейшем увеличении силы тока аномального тлеющего разряда происходит резкое падение напряжения на газоразрядном промежутке, сопровождающееся существенным (на порядки) увеличением силы тока. Аномальный тлеющий разряд переходит в дуговой. При этом качественно изменяется характер процессов эмиссии электронов с катода. Вторичная ионно-электронная эмиссия по-прежнему имеет место, но ее вклад в электронную эмиссию невелик по сравнению с другими возникающими видами электронных эмиссий. Так, за счет существенного разогрева материала катода повышается энергия свободных электронов в материале катода, возникает термоэлектронная эмиссия и повышается вероятность возникновения автоэлектронной эмиссии на локальных неоднородностях катода. Большие плотности тока автоэлектронной эмиссии приводят к быстрому локальному повышению температуры на участке вблизи острия микрон неоднородности и возникновению взрыв-

ной эмиссии, сопровождающейся разрушением микронеоднородности с одновременным созданием новых. Далее процесс повторяется.

Описанный механизм образования дугового разряда подтверждается хаотичным характером движения светящегося катодного пятна (рис.9.11), что характерно для взрывной эмиссии. Температура светящегося пятна обычно имеет порядок 10^3 К. Температура плазменной дуги может достигать $10^4 \div 10^5$ К. При таких температурах за счет конвекции газа дуга прогибается вверх (рис.9.12).

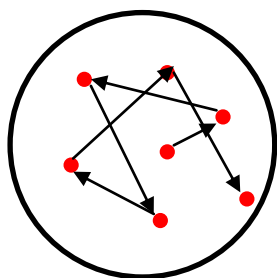


Рис.9.11. Хаотичное движение пятна по поверхности катода

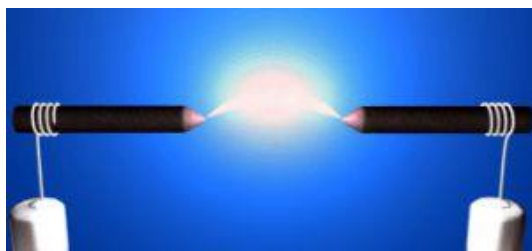


Рис.9.12. Дуговой разряд

На аноде также наблюдается хаотично перемещающееся по поверхности светящееся пятно, но его размеры больше, а частота перемещений меньше, что связано с меньшим разогревом анода.

Вольт-амперная характеристика дугового разряда приведена на рис.9.13. Она имеет три основных участка: 1 – падающего напряжения, 2 – постоянного напряжения и 3 – возрастающего напряжения. Первый участок соответствует неустойчивому, а второй и третий участки –

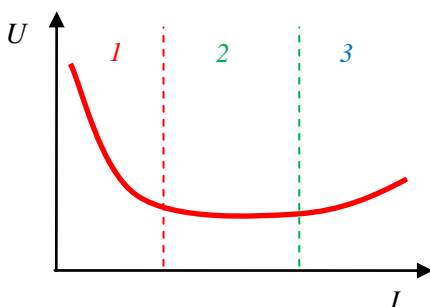


Рис.9.13. Вольт-амперная характеристика дугового разряда

устойчивому режиму горения дугового разряда.

Простейший способ зажигания дугового разряда – соприкосновение электродов анода и катода. В точке локального касания протекают большие плотности тока либо возникает искра, которые (при достаточной мощности источника питания) и инициируют зажигание дугового разряда. Затем электроды можно развести, т.к. высокая проводимость плазменного столба создает условия для протекания токов, больших как по величине, так и по плотности. При силе тока больше нескольких сотен ампер однофакельный дуговой разряд превращается в многофакельный.

Если изменять расстояния между электродами нежелательно, то для пробоя газового промежутка используют дополнительный разряд, например искровой высоковольтный импульсный разряд.

Обычно для изготовления катодов дугового разряда используют материалы, обладающие малой работой выхода и большой плотностью тока эмиссии. Для повышения напряженности электрического поля и создания лучших условий автоэлектронной эмиссии электроды делают заостренными. На рис.9.12 приведен внешний вид однофакельного дугового разряда.

Дуговой разряд горит в большинстве газов и газовых смесей, находящихся под давлением меньше, порядка или больше атмосферного. Он может протекать не только при постоянном, но и при переменном напряжении между электродами. Однако полупериод переменного напряжения обычно намного больше времени установления дугового разряда, что позволяет рассматривать каждый электрод в течение одного полупериода как катод, а в следующем полупериоде – как анод. Отличительными особенностями всех форм дугового разряда (тесно связанными с характером эмиссии электронов из катода в этом типе разряда) являются малая величина катодного падения напряжения и высокая плотность тока на катоде. Катодное падение напряжения обычно порядка ионизационного потенциала рабочего газа или ещё ниже ($1 \div 10$ В); плотность тока на катоде составляет $10^2 \div 10^7$ А/см². При столь большой плотности тока его сила в дуговом разряде обычно также велика – порядка $1 \div 10$ А и выше, а в мно-

гофакельных дуговых разрядах достигает многих сотен и тысяч ампер. Однако существуют и дуговые разряды с малой силой тока (например, дуговой разряд с ртутным катодом может гореть при токах 0.1 А и ниже).

Основные области применения дугового разряда: электросварка, плавление металлов в электрических печах, мощные источники света, например в прожекторах, а также исследовательские цели, спектральный анализ и т.д.

9.6. Искровой разряд

Искровой разряд представляет собой пучок ярких, быстро исчезающих или сменяющих друг друга нитевидных, часто сильно разветвленных полосок – искровых каналов (рис.9.14). Эти каналы заполнены плазмой, в состав которой в мощном искровом разряде входят не только ионы исходного газа, но и ионы вещества электродов, интенсивно испаряющегося под действием разряда. Механизм формирования искровых каналов (и, следовательно, возникновения искрового разряда) объясняется стримерной теорией электрического пробоя газов. Согласно этой теории из электронных лавин, возникающих в электрическом поле разрядного промежутка, при определенных условиях образуются стримеры – тускло светящиеся тонкие разветвленные каналы, которые содержат ионизированные атомы газа и отщепленные от них свободные электроны. Среди них можно выделить т. н. лидер – слабо светящийся разряд, “прокладывающий” путь для основного разряда. Он, двигаясь от одного электрода к другому, перекрывает разрядный промежуток и соединяет электроды непрерывным проводящим каналом. Затем по проложенному пути проходит главный разряд, сопровождаемый резким возрастанием силы тока и количества выделяющейся энергии. Каждый канал быстро расширяется, в результате чего на его границах возникает ударная волна. Совокупность ударных волн от расширяющихся искровых каналов порождает звук, воспринимаемый как “треск” искры, в случае молнии (рис.9.15,а) – гром.

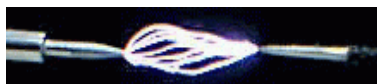


Рис. 9.14. Искровой разряд

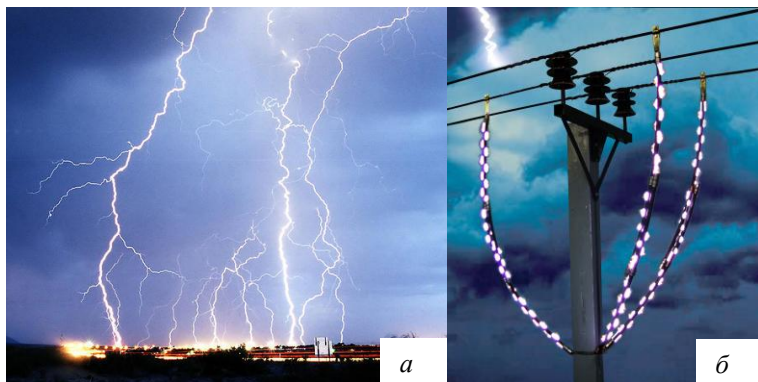


Рис.9.15. Искровой разряд: *а* – молния, *б* – в газовом разряднике

Максимальная сила тока в мощном искровом разряде может достигать значений порядка нескольких сотен тысяч ампер. Основные области применения искрового газового разряда: инициация взрывов (свечи зажигания в автомобилях), защита линий электропередач от перенапряжений, например при ударе молнии (рис.9.15,б).

9.7. Коронный разряд

Коронный разряд является разновидностью тлеющего и возникает при резко выраженной неоднородности электрического поля вблизи одного или обоих электродов. Подобные поля формируются у электродов с очень большой кривизной поверхности (острия, тонкие провода). При коронном разряде эти электроды окружены характерным свечением, получившим название короны, или коронирующего слоя (рис.9.16). Примыкающая к короне несветящаяся (“тёмная”) область межэлектродного пространства называется внешней зоной. Корона иногда появляется на высоких остроконечных предметах (“огни святого Эльма” – рис.9.17), вокруг проводов линий электропередач и т. д.

Коронный разряд может иметь место при различных давлениях газа в разрядном промежутке, но наиболее отчётливо он проявляется при давлениях не ниже атмосферного. Разряд начинается, когда напряженность поля вблизи поверхности одного

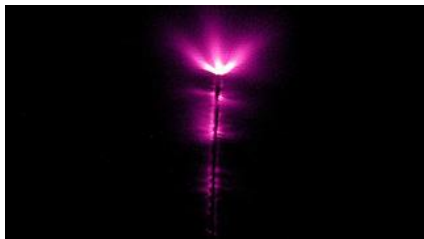


Рис.9.16. Коронный разряд

Рис.9.17. Коронный разряд – “огни святого Эльма” на концах мачт парусного судна



из электродов достигает критической величины, что обычно происходит при напряжениях между электродами порядка тысяч – десятков тысяч вольт. Ток коронного разряда пропорционален разности потенциалов U и подвижности образующихся в разряде ионов газа, он обычно невелик и составляет доли миллиампер на 1 см длины коронирующего электрода. При повышении U яркость и толщина коронирующих слоев растут. Когда U достигает разности потенциалов “искрового перекрытия”, коронный разряд переходит в искровой.

Если коронирует только анод, корона называется положительной. В этом случае первичные электроны высвобождаются на внешней границе коронирующего слоя в результате фотоионизации газа фотонами, испускаемыми внутри короны. Ускоряясь в поле анода, эти электроны ударно возбуждают атомы и ионы газа и в актах ударной ионизации порождают электронные лавины. Во внешней зоне носителями тока являются положительные ионы, образуемый ими положительный пространственный заряд ограничивает ток коронного разряда.

В отрицательной короне положительные ионы, ускоренные сильным полем вблизи коронирующего катода, выбивают из него электроны (ионно-электронная эмиссия). Вылетев из катода, электроны ударно ионизуют газ, порождая лавины и обеспечивая воспроизводство положительных ионов. В чистых

электроположительных газах ток во внешней зоне переносится электронами, а в присутствии электроотрицательных газов – отрицательными ионами, возникающими при “слипании” электронов и нейтральных молекул газа. Эти электроны или ионы образуют во внешней зоне отрицательный пространственный заряд, ограничивающий ток коронного разряда.

В двуполярной короне коронируют оба электрода. Процессы в коронирующих слоях аналогичны описанным; во внешней зоне ток переносится встречными потоками положительных ионов и электронов (или отрицательных ионов).

При периодическом изменении полярности электродов (коронный разряд переменного тока) малоподвижные тяжёлые ионы во внешней зоне не успевают достичь электродов за время одного полупериода и возникают колебания пространственного заряда. Коронный разряд на частотах порядка 100 кГц и выше называется высокочастотной короной.

В коронном разряде электрическая энергия преобразуется главным образом в тепловую – в соударениях ионы отдают энергию своего движения нейтральным молекулам газа. Этот механизм вызывает значительные потери энергии на высоковольтных линиях передач. Полезное применение коронный разряд нашёл в процессах очистки воздуха от пыли в электрических фильтрах, электрической окраски (в частности, для нанесения порошковых покрытий), а также при регистрации ионизирующего излучения (счетчики Гейгера).

9.8. Высокочастотный и СВЧ-разряды

Высокочастотный разряд (диапазон частот от единиц МГц до единиц ГГц) бывает двух типов: индукционный и ёмкостный. Безэлектродный высокочастотный индукционный разряд обычно зажигают внутри диэлектрической трубки, вставленной в катушку (индуктор), по виткам которой пропускается высокочастотный ток (рис.9.18). В этом случае переменное поле индуцирует в газоразрядной плазме кольцевые вихревые электрическое поле и токи.

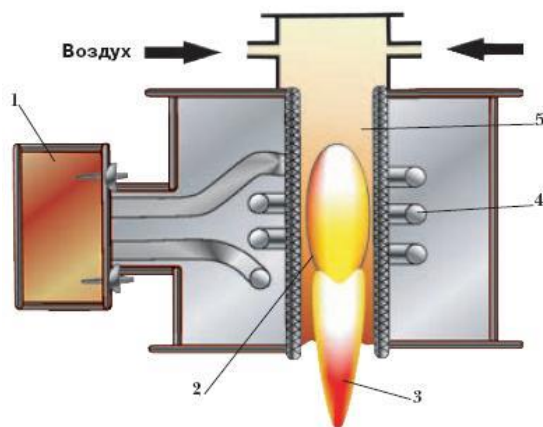


Рис.9.18. Схема устройства для возбуждения высокочастотного индукционного разряда: 1 – ВЧ-генератор, 2 – ВЧ-разряд, 3 – плазма, 4 – катушка индуктора

Высокочастотный емкостной разряд при низких и средних давлениях ($p \sim 10^{-1} \div 10^2$ тор) обычно зажигают, подавая высокочастотное напряжение на плоские электроды. Электроды могут быть “внутренними” оголенными (рис.9.19,*а*) либо изолированными от плазмы диэлектриком (рис.9.19,*б*), в т.ч. и стенкой кюветы (во втором случае разряд считается “безэлектродным” с наружными электродами).

В плазменной области газоразрядного промежутка находятся малоподвижные атомы и ионы газа. На их фоне легкие подвижные электроны совершают дрейфовые колебания. Когда электроны касаются металлических электродов (в схеме с внут-

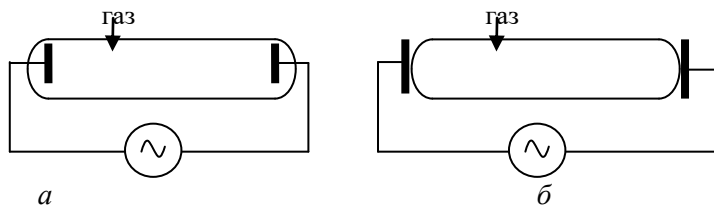


Рис.9.19. Схема установки для исследования высокочастотного емкостного газового разряда с электродами: *а* – внешними, *б* – внутренними

ренными электродами) часть из них уходит во внешнюю цепь, при этом ионы у противоположного электрода оказываются периодически нескомпенсированными, как показано на рис.9.20. В

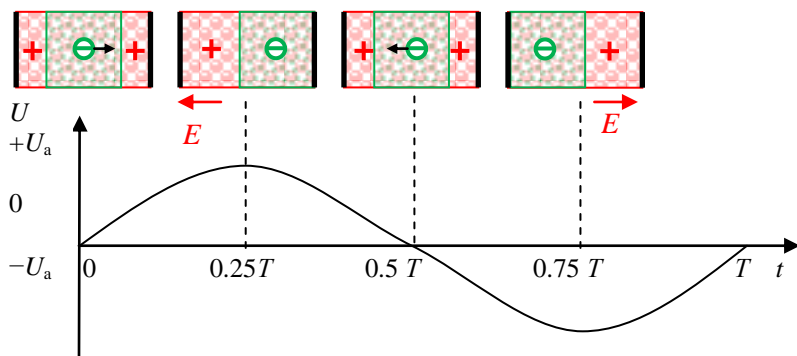


Рис.9.20. Схема колебаний объемного заряда в плазме высокочастотного емкостного разряда

области положительного объемного заряда возникает падение напряжения и электрическое поле, направленное к электроду. Таким образом, в разрядной трубке в первый полупериод ВЧ напряжения создается тлеющий разряд с катодом слева и анодом справа, а в другой полупериод катод и анод меняются местами. Это приводит к образованию двух областей темного катодного пространства (рис.9.21).

свещающаяся плазменная область



катодное темное пространство

Рис.9.21 Фотография высокочастотного емкостного газового разряда в схеме с внутренними электродами

Аналогичную структуру имеет высокочастотный емкостной разряд в схеме с внешним расположением электродов (рис.9.22). Особенностью такого разряда является накопление объемного заряда в подэлектродной области, который не может уйти во внешнюю цепь. Это используется при создании плазменных панелей.



Рис.9.22. Фотография высокочастотного емкостного газового разряда в схеме с внешними электродами

СВЧ-разряды зажигают в резонаторах, при этом газ находится в диэлектрической трубке, пересекающей резонатор. Внешний вид индукционного СВЧ-разряда показан на рис.9.23.



Рис.9.23. Фотография высокочастотного индуктивного газового разряда

9.9. Плазменные панели

Основой плазменных панелей являются газонаполненные ячейки. Обычно они наполнены инертными газами, например ксеноном или другими газами, излучающими при тлеющем разряде в ультрафиолетовом диапазоне. Плазменная панель образуется сотнями тысяч маленьких ячеек, сжатых между двумя стеклянными панелями (рис.9.24). Между панелями по обеим сторо-

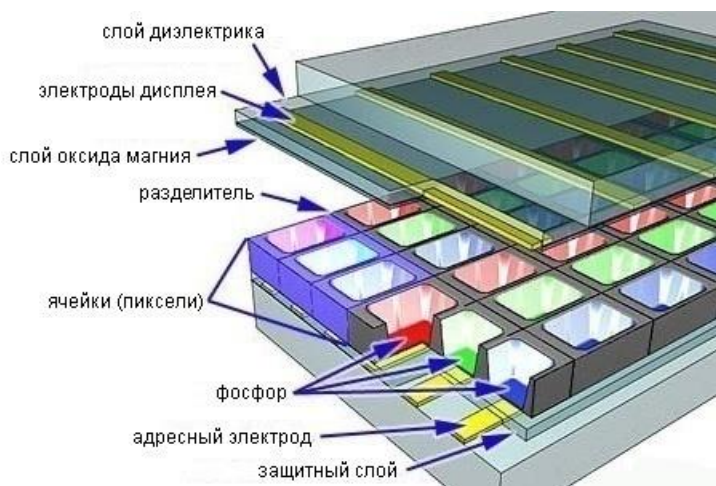


Рис.9.24. Конструкция плазменной панели

нам ячеек расположены также длинные электроды. Непрозрачные “адресные” электроды находятся за ячейками, вдоль задней стеклянной панели.

Прозрачные электроды дисплея покрыты диэлектриком и защитной пленкой оксида магния (MgO). Они располагаются над ячейками, вдоль передней стеклянной панели.

Обе “сетки” электродов перекрывают весь дисплей. Электроды дисплея выстроены в горизонтальные ряды вдоль экрана, а адресные электроды расположены вертикальными колонками. Как видно на рис.9.24, вертикальные и горизонтальные электроды формируют базовую сетку.

Пиксели в плазменной панели состоят из трех ячеек-субпикселей (рис.9.25), каждая из которых имеет свое покрытие

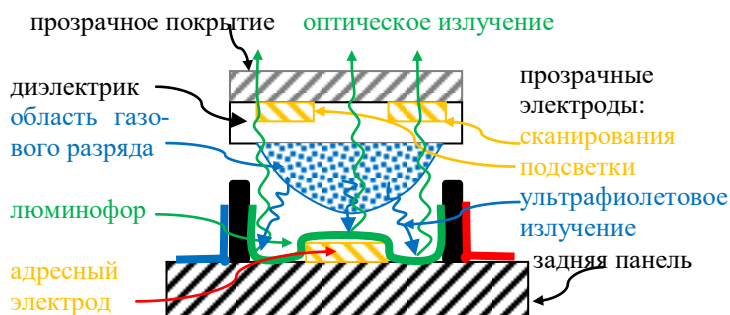


Рис.9.25. Конструкция субпикселя

– из красного, зеленого или синего люминофора. Субпиксель является устройством с динамическим управлением импульсами напряжения. В нем используется схема высокочастотного емкостного разряда с тремя внешними электродами сканирования, подсветки и адресации. Она работает следующим образом: вначале происходит инициализация. При этом на электроде адресации напряжение отсутствует, а на электрод сканирования относительно электрода подсветки подается ступенчатонарастающий импульс напряжения. Происходит пробой газоразрядного промежутка вблизи диэлектрика и под электродами сканирования и подсветки накаливаются объемные положительный и отрицательный заряды и возникают внутренние электрические поля (подробно описано в 9.8). На следующем этапе – адресации происходит подготовка субпикселя к подсвечиванию. На шину адресации подается положительный импульс $+75\text{ В}$, на шину сканирования – отрицательный -75 В , на шине подсветки устанавливается напряжение $+150\text{ В}$, что меньше напряжения пробоя газа. Напряжение на адресном электроде искивляет силовые линии электрического поля вниз, тем самым смещая область образования плазмы вглубь субпикселя. Затем происходит подсветка, при этом на шину сканирования подается положительный, а на шину подсветки отрицательный импульс напряжения величиной 190 В . Напряженности внешнего и внутреннего электрических полей складываются, и происходит высокочастотный емкостной пробой газоразрядного промежутка. Смена полярности импульсов на электродах сканирования и подсветки приво-

дит к повторному пробою. Ультрафиолетовое излучение газового разряда облучает поверхность субпикселя, возбуждая атомы люминофора. Электроны в атомах люминофора переходят на более высокие энергетические уровни, а затем при обратных переходах испускаются фотоны видимого света. Видимый свет выходит наружу через прозрачные покрытия с малым ослаблением.

Для того чтобы ионизировать газ в отдельной ячейке, компьютер плазменного дисплея подает напряжения на те электроды, которые на ней пересекаются. Частота обращения к каждой ячейке субпикселя может достигать нескольких тысяч раз в секунду. Полноцветное полутоновое изображение создается за счет изменения частоты газовых разрядов в каждом субпикселе.

Готовые плазменные панели получают тонкими. Отдельные панели можно объединять в большие экраны. Изображение на плазменной панели выходит ярким и слабо зависит от угла просмотра.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ТВЕРДЫМИ ТЕЛАМИ

10.1. Рассеяние электронов в твердом теле

Взаимодействие потока электронов с твердыми телами происходит в результате их упругих и неупругих столкновений с атомами кристаллической решетки. На рис.10.1 представлена схема, иллюстрирующая ослабление электронного пучка с интенсивностью I_0 при прохождении через твердое тело толщиной dx . Как и раньше (гл. 8), электроны считаются точечными частицами, а рассеивающие частицы имеют микроскопическое сечение рассеяния σ . Уменьшение первоначальной интенсивности пропорционально концентрации рассеивающих частиц N и толщине слоя dx :

$$-dI = \sigma IN dx. \quad (10.1)$$

Причиной выхода электрона из пучка могут быть различные процессы упругого и неупругого рассеяния или поглощения. В общем случае справедливо соотношение

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 + \dots, \quad (10.2)$$

где σ_1 , σ_2 и т.д. – сечения рассеяния отдельных элементарных процессов. Введем величину $\Sigma = \sigma N$ – макроскопическое эффективное сечение рассеяния. Тогда

$$-dI = I \Sigma dx. \quad (10.3)$$

Интегрируя уравнение (10.3) по толщине слоя x , получим

$$\begin{aligned} \int_{I_0}^I \frac{dI}{I} &= -\Sigma \int_0^x dx \\ \ln I - \ln I_0 &= -\Sigma x, \\ \ln \frac{I}{I_0} &= -\Sigma x, \end{aligned}$$

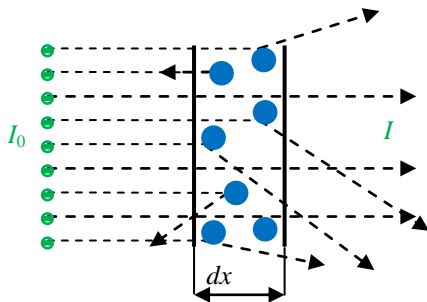


Рис.10.1. Ослабление электронного пучка при прохождении через твердое тело толщиной dx

$$I = I_0 \exp(-\Sigma x). \quad (10.4)$$

Макроскопическое эффективное сечение рассеяния связано со средней длиной свободного пробега электрона соотношением

$$\Sigma = \frac{1}{\lambda}. \quad (10.5)$$

Отсюда

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right). \quad (10.6)$$

Каждому элементарному процессу соответствует своя длина свободного пробега λ_1, λ_2 и т.д., так что

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_1} + \dots \quad (10.7)$$

В твердых телах большой толщины $x > \lambda$ имеет место существенное изменение направления движения электронов в результате многократного рассеяния (рис.10.2).

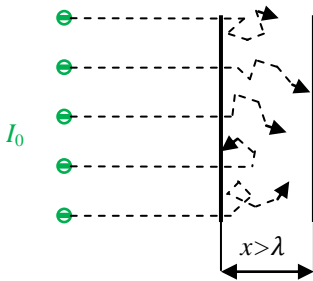


Рис.10.2. Многократное рассеяние электронов в твердом теле

10.2. Потери энергии электронами

При взаимодействии с твердыми телами бомбардирующие электроны обычно теряют часть своей энергии, хотя в некоторых случаях их энергия может увеличиваться.

Специфика взаимодействия электронов с частицами твердого тела связана с малой массой электрона сопоставительно с массой атома. Это приводит к относительно большому изменению импульса электрона при каждом его столкновении с частицами среды и вызывает заметное изменение направления движения электрона и появлению электромагнитного радиационного излучения. Потери энергии электронами являются суммой потерь энергии при упругих и неупругих ударах, которые в основном определяются потерями на возбуждение, ионизацию и радиационными потерями. Существуют и другие виды потерь, например на диссоциацию молекул.

Соотношение потерь определяется многими факторами: энергией электронов, углом падения, структурой твердого тела. На рис.10.3 схематично указаны процессы, возникающие при

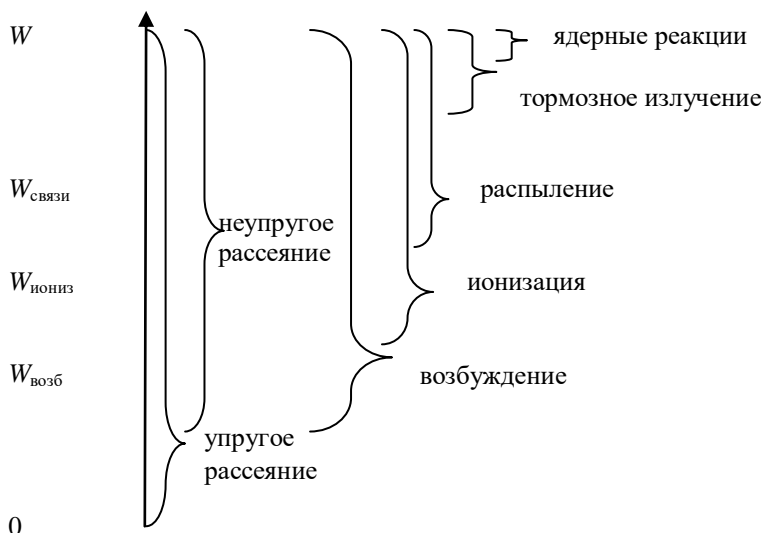


Рис.10.3. Взаимодействие электронов с твердыми телами

взаимодействии электронов с твердыми телами по мере увеличения его энергии. При энергиях электронов меньше энергии возбуждения имеет место упругое рассеяние электрона и захват электронов на ловушках или рекомбинация с дырками.

В области низких энергий ($W < 1$ МэВ) основной вклад в потери энергии вносят потери энергии на разогрев, возбуждение (переход электронов в зоне проводимости на более высокие уровни энергии) и ионизацию (образование электронно-дырочных пар, в том числе с глубокорасположенных уровней энергии). Также имеет место электронно-ионная эмиссия (электронное распыление материала мишени), связанная с выбиванием примесных и собственных атомов. В области высоких энергий ($W > 100$ МэВ) преобладают радиационные потери. В промежуточной области необходимо учесть вклад всех процессов.

Особенностью взаимодействия электронов высоких энергий с твердыми телами является образование каскадных ливней

в результате двухступенчатого процесса: образования γ -квантов с последующим образованием электрон-позитронной пары (рис.10.4). При этом число электронов в ливне вначале быстро

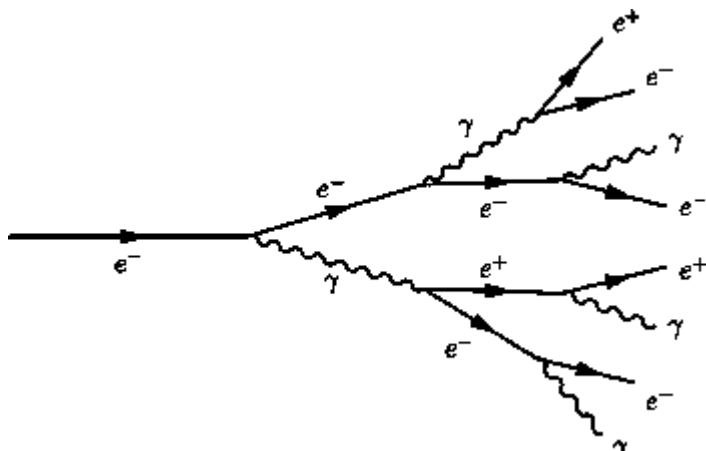


Рис.10.4. Каскадный ливень, вызванный высокоэнергичным электроном

растет, а затем по мере развития каскада энергия, приходящаяся на один электрон, уменьшается. Соответственно уменьшается и энергия фотона, после того как она уменьшится настолько, что фотоны не смогут рождать электрон-позитронные пары, ливень прекращается. Число частиц в ливне для высокоэнергичных электронов может достигать 10^6 .

10.3. Вторичная электронная эмиссия

При бомбардировке твердого тела электронным пучком наблюдается вторичная эмиссия электронов. Эмитированные электроны состоят из упруго- и неупругоотраженных первичных электронов и вновь образовавшихся истинно вторичных электронов.

Вводится коэффициент вторичной эмиссии:

$$\eta = \frac{N_{\text{вт}}}{N_{\text{пад}}} = \frac{N_{\text{упр}} + N_{\text{неупр}} + N_{\text{ист втор}}}{N_{\text{пад}}}. \quad (10.8)$$

где $N_{\text{пад}}$ – число первичных электронов, а $N_{\text{вт}}$ – число вторичных электронов, которые, в свою очередь, состоят из $N_{\text{упр}}$, $N_{\text{неупр}}$ и $N_{\text{ист втор}}$ электронов.

Если ввести коэффициенты упругого $R_{\text{упр}} = \frac{N_{\text{упр}}}{N_{\text{пад}}}$, неупругого $R_{\text{неупр}} = \frac{N_{\text{неупр}}}{N_{\text{пад}}}$ отражений и истинно вторичной эмиссии $\Delta = \frac{N_{\text{ист втор}}}{N_{\text{пад}}}$, то становится очевидным, что $R_{\text{упр}} + R_{\text{неупр}} \leq 1$, а Δ

может быть меньше порядка или больше единицы. Быстрый первичный электрон с энергией W , много большей работы выхода электрона из твердого тела W_w , может в результате многократных соударений выбить несколько медленных вторичных электронов. При благоприятных условиях каскад вторичных соударений может породить внутри среды до $10^2 \div 10^3$ вторичных электронов (но не все из них покинут мишень). На рис.10.5 приведена качественная зависимость $\Delta = f(W)$.

Если переданная $W_{\text{пер}}$ энергия больше или равна работе выхода W_w , то электрон может выйти из металла. При росте энергии каждый первичный электрон может выбить несколько вторичных и число выходящих электронов увеличивается. При

дальнейшем увеличении энергии быстрые первичные электроны проникают глубоко в мишень и передают там часть своей энергии вторичным электронам, которые по пути к поверхности испытывают многократные соударения и растрачивают часть энергии, что приводит к уменьшению вторичной электронной эмиссии. Максимум Δ наблюдается, как правило, в районе $300 \div 400$ эВ. Таким образом, коэффициент вторичной эмиссии η может изменяться в широких пределах в зависимости от условий эксперимента.

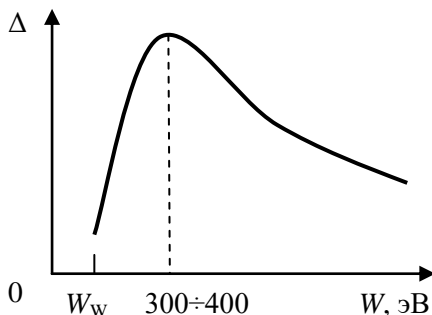


Рис.10.5. Зависимость коэффициента истинно вторичной электронной эмиссии от энергии первичных электронов

10.4. Энергетический спектр вторичных электронов

На рис.10.6 представлена типичная картина энергетического спектра вторичных электронов. На нем можно условно выделить три области: I – область медленных истинно вторичных электронов, II – область неупругоотраженных электронов и III – область упруго- и квазиупругоотраженных электронов.

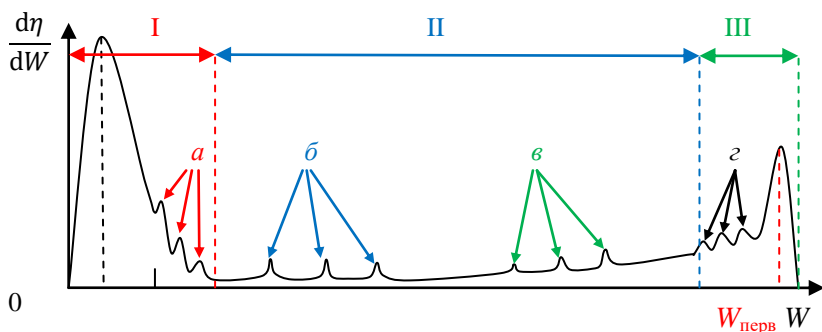


Рис.10.6. Энергетический спектр вторичных электронов. Область: I – истинно вторичные электроны, II – неупруго- и III – упругоотраженные первичные электроны. Тонкая структура: а – рассеяние на дефектах кристаллической решетки, б – оже-пики, в – ионизационные пики, з – пики характеристических потерь

Истинно вторичные электроны эмитируют в результате трехэтапного процесса: генерация первичными электронами пар электрон-дырка, диффузия возбужденных электронов к поверхности и выход за пределы твердого тела. Столкновительные потери энергии при движении электронов к поверхности приводят к тому, что эмитированные истинно вторичные электроны имеют небольшие энергии: $0 \div 50$ эВ. Их спектр имеет максимум в районе $1 \div 10$ эВ в зависимости от состава мишени. В области I наблюдается тонкая структура, связанная с резонансным рассеянием медленных электронов на дефектах кристаллической решетки.

В области неупругого рассеяния II также наблюдается тонкая структура, образованная оже-пиками и ионизационными пиками.

Возникновение оже-электронов схематически показано на рис.10.7. Первичный электрон (1), обладающий энергией

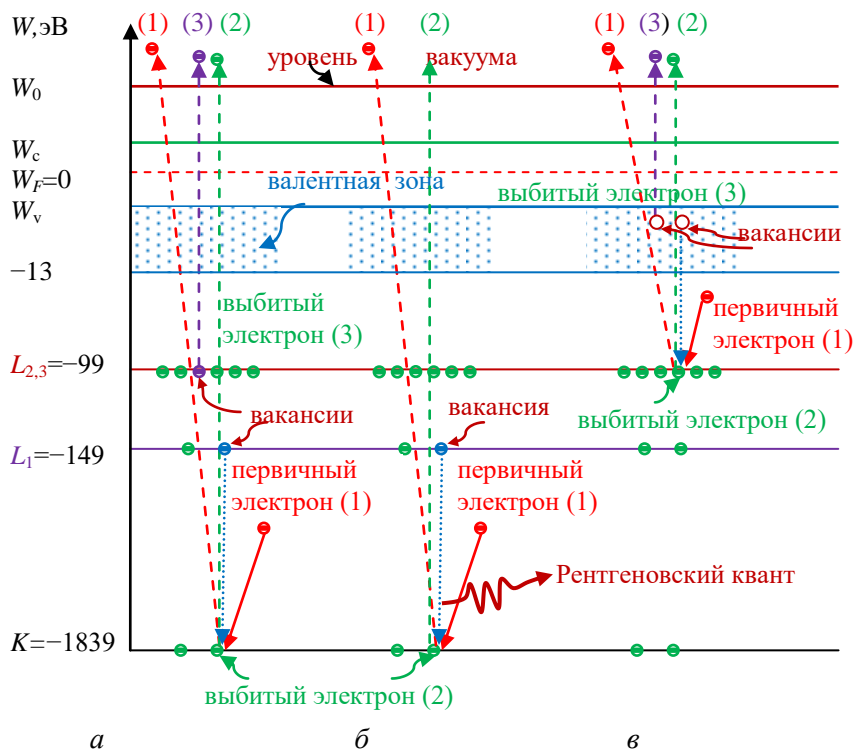


Рис.10.7. Схема: *a* – оже-эмиссии ($KL_1L_{2,3}$), *б* – рентгеновской флуоресценции, *в* – оже- эмиссии ($L_{2,3}VV$)

$2 \div 10$ кэВ, выбивает электрон (2) с глубокого уровня, после чего оба электрона покидают атом (рис.10.7,*a*) При этом на K -уровне возникает электронная вакансия. Эта вакансия заполняется электроном с более высокого L_1 -уровня. Ионизированный атом оказывается в сильно возбужденном состоянии и быстро релаксирует в более низкое энергетическое состояние в результате одного из двух возможных процессов: *a* – оже-эмиссии (безызлучательного перехода) с испусканием электрона (3), *б* – рентгеновской флуоресценции (излучательного перехода), показанных на рис.10.7,*a* и *б* соответственно. Рентгеновская флуорес-

ценция и оже-эмиссия являются конкурирующими процессами. Для низкоэнергетических переходов ($W < 500$ эВ) и, в особенности, для легких элементов рентгеновская флуоресценция незначительна, и оже-эмиссия преобладает. Только при энергиях порядка 2000 эВ выход рентгеновской флуоресценции становится сравнимым с интенсивностью оже-эмиссии.

В ходе оже-процесса атом находится в возбужденном ионизированном состоянии: в начальном состоянии атом содержит одну электронную вакансию, а в финальном – две электронные вакансии. В сумме в процессе участвуют три электрона, что означает, что оже-переход может иметь место во всех элементах периодической таблицы, за исключением H и He, у которых меньше чем три электрона на атом.

Номенклатура для записи оже-переходов использует запись, принятую в рентгеновской спектроскопии, и указывает уровни, вовлеченные в процесс. Например, переход, показанный на рис.10.7,а, обозначается как $KL_1L_{2,3}$. Если оже-процесс происходит в твердом теле и в нем участвуют валентные электроны, то обозначения уровней в атоме заменяются символом V (валентная зона). В качестве примера на рис.10.7,б показан $L_{2,3}VV$ оже-переход.

Оже-переход характеризуется в основном энергетическим положением исходной электронной вакансии и положением двух вакансий в финальном состоянии. Вследствие этого кинетическая энергия $W_{KL_1L_{2,3}}$ испущенного электрона в примере, показанном на рис.10.7,а, может быть оценена из энергии связи уровней, вовлеченных в процесс, в виде

$$W_{KL_1L_{2,3}} = W_K - W_{L_1} - W_{L_{2,3}} - \Delta W_F, \quad (10.9)$$

где $\Delta W_F = W_0 - W_F$ – термодинамическая работа выхода материала.

Следует отметить, что выражение дает грубую оценку, так как в нем не учитывается то, что испускание электрона происходит из иона, а не из нейтрального атома. Ионизация атомов приводит к смещению электронных уровней вниз, что, естественно, влияет на энергию испускаемых оже-электронов.

Высокая поверхностная чувствительность, возможность получения количественной информации и простота использования привели к тому, что метод оже-спектроскопии широко ис-

пользуется в исследовательских лабораториях, а также в химической промышленности, металлургии и микроэлектронике.

Оже-пики и ионизационные пики соответствуют потерям энергии первичных электронов на дискретные возбуждения. При изменении энергии первичных электронов их спектр не изменяется, что позволяет анализировать химический состав вещества, находящегося на поверхности мишени и вблизи нее.

В области III имеется максимум, совпадающий с энергией первичных электронов, который образован упругоотраженными электронами. Его величина может составлять порядка 10% общего числа электронов в спектре. Небольшая часть электронов имеет энергию, превышающую энергию первичных электронов, что объясняется передачей при столкновении части энергии колебаний кристаллической решетки бомбардирующему электрону. На спектре квазиупругоотраженных электронов также наблюдается тонкая структура – пики характеристических потерь энергии (ε) на рис.10.6. Она соответствует энергиям квазиупругоотраженных электронов, потративших часть энергии на дискретные возбуждения. При изменении энергии первичных электронов пики характеристических потерь смещаются.

Энергетические спектры и угловые распределения вторичных электронов содержат подробную информацию об основных микроскопических характеристиках поверхности мишени – составе, структуре и электронном строении.

10.5. Электронно-ионная эмиссия

Электронно-ионная эмиссия обычно происходит с поверхности бомбардируемой электронами мишени. Если мишень металлическая, то ее теплопроводность высокая и передаваемая при столкновении энергия первичных электронов быстро распределяется по объему металла электронами проводимости, что приводит к его разогреву. Если бомбардирующий пучок электронов достаточно интенсивный, то металл может разогреться до температуры плавления и даже испарения. Это явление используется при электронной плавке и сварке металлов.

Теплопроводность полупроводников и диэлектриков относительно невелика, в этом случае наблюдается вторичная электронно-ионная эмиссия. Примесные атомы, расположенные на

поверхности полупроводников и диэлектриков, имеют энергию связи $W_{\text{св.прим}}$ меньшую, чем энергия связи собственных атомов, расположенных в узлах кристаллической решетки $W_{\text{св.атом}}$. При интенсивной электронной бомбардировке происходит разогрев поверхности и испарение атомов примеси. Так производится электронная очистка поверхности от примесей. При повышении энергии падающих электронов и плотности электронного потока может происходить распыление собственных атомов.

Электронная бомбардировка может вызвать химическое разложение или изменение структуры вещества, например полимеров. Продукты разложения могут продиффундировать к поверхности и покинуть вещество в результате термодесорбции.

10.6. Электронно-фотонная эмиссия

При торможении быстрых электронов с энергией W на ионах кристаллической решетки происходит испускание (эмиссия) фотонов. При этом формируется непрерывный спектр излучения с энергией $h\nu$ от 0 до W . На непрерывный спектр накладывается линейчатая структура, соответствующая фотореком-

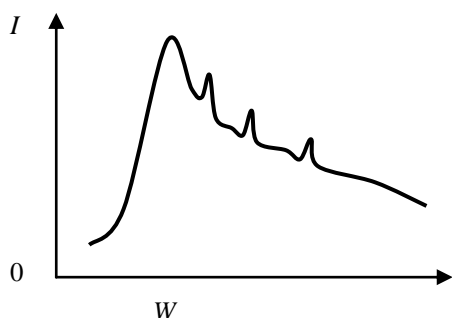


Рис.10.8. Спектр рентгеновского излучения

бинации электронов с дырками во внутренних оболочках атомов (рис.10.8). Тонкая структура спектра энергии фотонов характеризует внутренние электронные оболочки атомов; она индивидуальна для различных химических элементов, что позволяет проводить их анализ.

10.7. Като�люминесценция

Люминесценцией называется испускание веществом неравновесного оптического излучения, избыточного над равновесным тепловым излучением. Люминесцировать могут многие вещества, если каким-либо образом возбудить их электроны

в состояния с более высокой энергией. При обратном переходе в исходное состояние электрон может отдать избыточную энергию в виде кванта света. Такие вещества называются люминофорами. В зависимости от источника возбуждения люминесценцию называют фотолюминесценцией (источник возбуждения – коротковолновое оптическое излучение), электролюминесценцией (источник возбуждения – постоянное или переменное электрическое поле), хемилюминесценцией (источник возбуждения – химические реакции), триболюминесценцией (источник возбуждения – механическое действие при трении), катодолюминесценцией (источник возбуждения – энергичный электронный пучок).

Различают два вида люминесценции – флюоресценцию и фосфоресценцию. При флюоресценции высвечивание происходит не более чем через $10^{-9} \div 10^{-8}$ после возбуждения электрона, т. е. практически мгновенно. При фосфоресценции высвечивание происходит с временной задержкой, достигающей в некоторых случаях десятков минут. Самым известным представителем фосфоресцирующих веществ является белый фосфор, способный после облучения ультрафиолетовым излучением длительно светиться зеленоватым светом. Вещества, обладающие подобным свойством, получили название фосфоров. По физической природе они относятся к широкозонным полупроводникам.

Флюоресценция возникает следующим образом (рис.10.9,а): первичный электрон выбивает электрон из валентной зоны в зону проводимости (1), в результате возникают дырка и возбужденный электрон. Электрон в зоне проводимости теряет энергию в результате соударений и опускается на уровень дна зоны проводимости (4). Оказавшись вблизи атома акцепторной примеси (электронной ловушки), электрон падает на ее уровень, при этом испускается квант света с энергией $h\nu = W_c - W_a$. Дырка диффундирует (2) по объему полупроводника и, оказавшись вблизи ловушки с захваченным электроном, заполняется электроном (3), в результате ловушка освобождается. Таким образом, флюоресценция происходит с малой задержкой порядка среднего времени диффузии электрона в зоне проводимости до места расположения примесного атома.

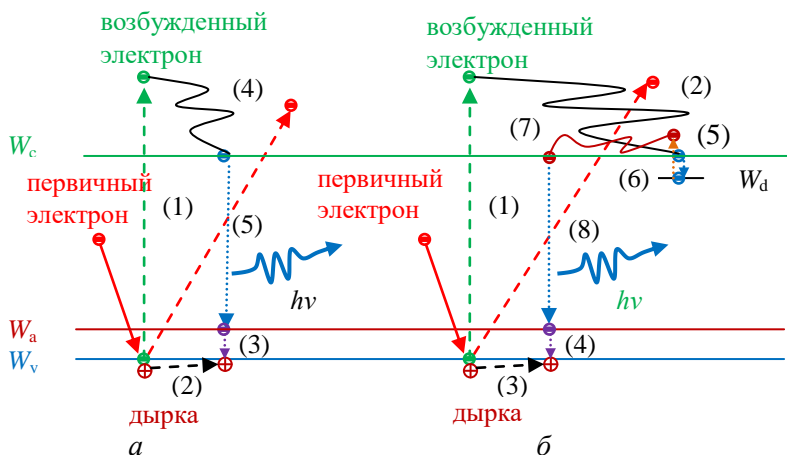


Рис.10.9. Схема: а – флюоресценции, б – фосфоресценции

При фосфоресценции (рис.10.9,б) происходит временный захват электрона проводимости ловушкой (5). Ловушка некоторое время удерживает захваченный электрон, затем тепловое движение снова выбрасывает его в зону проводимости (6). Электрон диффундирует в зоне проводимости (7), оказывается вблизи атома акцепторной примеси и падает на его свободный уровень с испусканием кванта света (8). Временная задержка фосфоресценции в основном определяется длительностью удержания электрона на уровне ловушки, которая определяется энергией связи (глубиной потенциальной ямы, ловушки $W_{cb} = W_c - W_d$) и тепловой энергией kT . Ловушками могут выступать примесные атомы либо дефекты кристаллической структуры.

Наиболее изучены и широко применяются следующие фосфоры: соединения $A^{II}B^{VI}$ (ZnS , $ZnSe$, CdS , $CdSe$, $ZnTe$, $CdTe$) и их твёрдые растворы; $CaWO_4$; виллемит Zn_2SiO_4 ; оксиды редкоземельных элементов Y_2O_3 , Lu_2O_3 , Eu_2O_3 и их твёрдые растворы.

10.8. Эффект каналирования

Каналирование заряженных частиц в кристаллах – движение частиц вдоль “каналов”, образованных параллельными друг другу рядами атомов. При этом частицы испытывают скольльзящие столкновения (импульс почти не меняется) с рядами атомов, удерживающих их в этих “каналах” (рис.10.10).

За счет эффекта каналирования электроны могут проникать в твердое тело на глубину, существенно превышающую среднее расстояние свободного пробега.

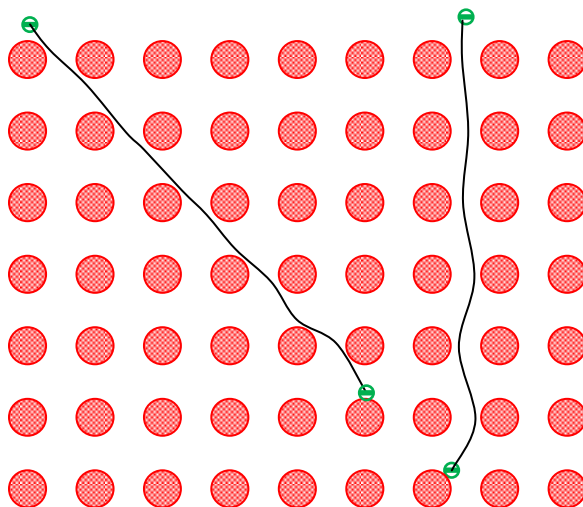


Рис.10.10. Схема каналирования электронов

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНОВ С ТВЕРДЫМИ ТЕЛАМИ

Особенности взаимодействия ионов с твердыми телами определяются существенно большей, на несколько порядков, массой ионов по сравнению с массой электронов. При упругих ударах кинетическая энергия иона передается атомам твердого тела. В результате происходят смещения атомов из узлов кристаллической решетки с образованием дефектов, распыление (эмиссия с поверхности твердого тела атомов и ионов) и генерация фононов. При неупругих столкновениях наблюдается возбуждение электронов путем межзонных и внутризонных переходов, ионно-электронная эмиссия, радиационная проводимость, ионно-фотонная эмиссия. При очень больших энергиях возможны ядерные реакции.

11.1. Аккомодация

При малых энергиях первичных ионов (меньших, чем энергия связи атомов в кристаллической решетке, $W_{\text{перв}} \ll W_{\text{св}}$) происходит взаимодействие падающего иона с решеткой, возможны упругое и неупругое рассеяние, физическая адсорбция с малыми энергиями связи, образование прочной хемосорбционной связи и т.д. Проникновение ионов вглубь решетки возможно лишь за счет процессов диффузии.

На рис.11.1 схематично представлены процессы упругого и неупругого отражения медленных ионов от поверхности твердого тела. Угол отражения упругоотраженных ионов приблизительно равен углу падения. При неупругом отражении падающие ионы “залипают” на поверхности твердого тела на некоторое время, а затем испаряются. Ионы, адсорбированные на поверхности твердого тела, имеют малую энергию связи

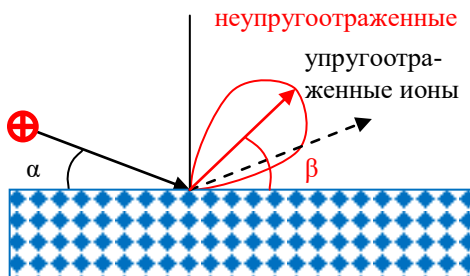


Рис.11.1. Рассеяние медленных ионов

$W_{\text{св. адатомов}}$, меньшую или порядка тепловой энергии kT , и могут испариться (десорбироваться) в виде ионов или нейтральных атомов. Диаграмма направленности испарившихся частиц имеет вид лепестка, как показано на рис.11.1. В общем случае максимум отражения (угол β) не совпадает с направлением упругого отражения (угол α). Это объясняется тем, что бомбардирующие частицы частично передают либо получают энергию при взаимодействии с кристаллической решеткой.

Адаомы (атомы, адсорбированные на поверхности твердого тела), слабо связанные с кристаллической решеткой, могут медленно перемещаться (диффундировать) по поверхности. На локальных, линейных или объемных неоднородностях (микровпадинах, микровыступах, ступеньках, уголковых и винтовых дислокациях и т.д.) они могут закрепиться в потенциальной яме с образованием более прочной связи. Это и есть явление аккомодации (приспособления) адатомов на поверхности твердого тела. Следует отметить, что по дефектам кристаллической решетки (границам зерен для поликристаллов, трещинам, дислокациям и междоузлиям в монокристаллах) адатомы могут диффундировать в глубину твердого тела, становясь атомами внедрения. Отдельные адатомы на поверхности кристалла могут собираться в пятна или даже покрывать всю поверхность.

По характеру взаимодействия адатомов с поверхностью твердого тела различают физическую и химическую адсорбцию. Физическая адсорбция происходит за счет Ван-дер-Ваальсовского взаимодействия (адсорбция инертных газов на металлах, кислорода и азота на активированном угле и т.д.), при этом происходит поляризация адатомов и образование диполь-дипольной связи (рис.11.2,а). Энергия связи физической адсорбции невелика по сравнению с энергией связи атомов в кристаллической решетке.

Химическая адсорбция (хемосорбция) происходит с образованием химических связей. Выделяют гомополярную (ковалентную) связь, когда адатом остается квазинейтральным, например водород на никеле (рис.11.2,б), и гетерополярную (ионную) с ионизацией адатома. При гетерополярной связи возможно образование акцепторной или донорной связи (рис.11.2,в).

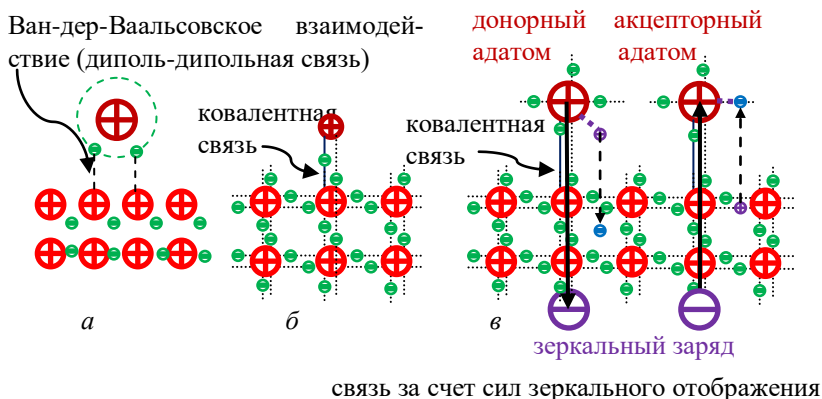


Рис.11.2. Адсорбция: *а* – физическая; химическая: *б* – гомополярная, *в* – гетерополярная

11.2. Потенциальная ионно-электронная эмиссия

При взаимодействии потока медленных ионов (или возбужденных атомов) с поверхностью твердого тела возможна электронная (ионно-электронная) эмиссия, при этом используется потенциальная энергия иона. Коэффициент потенциальной ионно-электронной эмиссии

$$\gamma = N_e/N_i, \quad (11.1)$$

где N_i – число падающих ионов, а N_e – число вторичных электронов.

Первый механизм потенциальной эмиссии связан с оже-нейтрализацией – туннелированием электрона металла (1) через потенциальный барьер на низкорасположенный W_i свободный уровень иона (рис.11.3,*а*). Если высвободившаяся энергия больше работы выхода электрона $\Delta W = W_F - W_i \geq W_w$, то один из электронов металла (2) эмитируется в свободное пространство с кинетической энергией $W_{кин} = \Delta W - W_w$, а ион превращается в нейтральный атом.

Второй механизм – оже-деактивация возбужденного нейтрального атома при его взаимодействии с поверхностью металла (рис.11.3,*б*). В этом случае происходит туннелирование

При десорбции адатома он может покинуть поверхность в виде нейтрального атома либо в виде положительно или отрицательно заряженного иона. Соотношение ионизированных и нейтральных частиц зависит от многих факторов: различия энергии ионизации атомов твердого тела и адатома, работы выхода атома с поверхности, температуры, наличия внешнего электрического поля, структуры поверхности.

Для количественной оценки степени ионизации эмитируемых частиц используют коэффициент ионизации

$$\beta' = n_i / n = n_i / (n_a + n_i), \quad (11.2)$$

где полное число эмитированных частиц n равно сумме эмитированных нейтральных n_a и ионизированных n_i частиц.

У ряда атомов и молекул устойчиво состояние с лишним электроном – отрицательный ион. При эмиссии таких атомов существует вероятность заполнения этого уровня электроном твердого тела. Тогда эмитируемый поток частиц состоит из нейтральных и отрицательно заряженных ионов.

Испарение собственных атомов происходит аналогично испарению примесных атомов, но требует затрат больших энергий ($W_{\text{перв}} > W_{\text{св}}$), где $W_{\text{св}}$, энергия связи атомов кристаллической решетки, существенно больше энергии связи примесных атомов.

11.4. Эмиссии при взаимодействии быстрых ионов с поверхностью

Распыление твёрдых тел – это разрушение твёрдых тел под действием бомбардировки их поверхности заряженными и нейтральными частицами (атомами, ионами, нейтронами, электронами и др.) и фотонами.

При бомбардировке твердого тела потоком быстрых ионов эмитируют вторичные ионы и атомы, причем как выбитые из решетки (распыленные), так и отраженные в результате упругого и неупругого рассеяния, а также электроны.

Явление распыления впервые наблюдали на катодах газоразрядных трубок, поэтому его иногда называют катодным распылением. Эмиссия атомных частиц характеризуется коэффициентами рассеяния η и распыления γ :

$$\eta = N'_i / N_i, \quad \gamma = N_2 / N_i, \quad (11.3)$$

здесь N_i , N'_i и N_2 – число падающих, отраженных и выбитых из мишени частиц соответственно. Для характеристики ионизационного состава вторичных частиц N_2 используют коэффициенты вторичной эмиссии:

$$K^+ = N^+_i / N_i, \quad K^- = N^-_i / N_i, \quad K^0 = N^0 / N_i; \quad (11.4)$$

здесь N^+_i , N^-_i , N^0 , – число вторично выбитых положительных, отрицательных и нейтральных частиц.

Следует отметить, что основная часть энергии бомбардирующих ионов тратится на создание точечных дефектов и лишь малая часть – на эмиссию частиц, сопровождающих этот процесс.

11.5. Механизмы распыления

Существует три основных механизма распыления: столкновительное (физическое или ионное), электронное и химическое. Столкновительное распыление связано с передачей части кинетической энергии от падающей частицы атомам твердого тела вследствие упругих столкновений. Электронное распыление происходит в результате неупругих столкновений (бомбардирующих частиц: атомов, ионов, электронов или фотонов) с атомами мишени, в результате которых изменяется температура тела и происходит возбуждение и ионизация атомов, что в конечном итоге приводит к распылению материала мишени. Химическое распыление обусловлено химической реакцией падающей частицы с атомами твердого тела с образованием на поверхности летучих соединений. Существуют и совместные виды распылений.

11.5.1. Столкновительное распыление

На рис.11.4 схематично представлены основные процессы, происходящие при столкновительном распылении:

1) Режим прямого распыления возникает при бомбардировке мишеней легкими ионами с энергией $W_{\text{перв}}$ порядка энергии связи атомов кристаллической решетки $W_{\text{св}}$ и скользящего падения ионов на мишень. Протяженность каскадов соударений невелика, и значительный вклад в распыление вносят первично выбитые атомы с поверхности мишени.

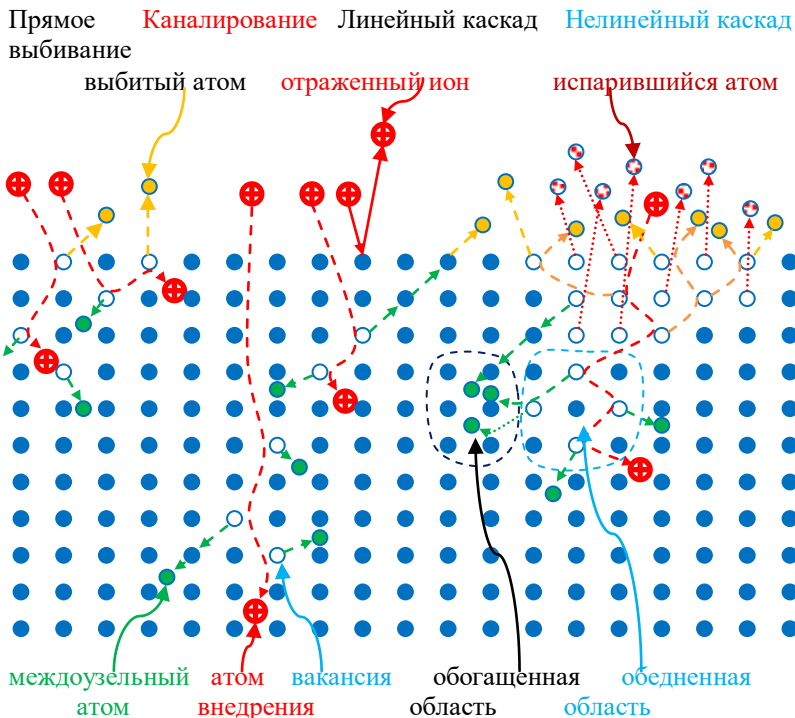


Рис.11.4. Процессы распыления

2) Режим линейных каскадов характерен для всех ионов, кроме самых тяжелых с энергией $W_{\text{перв}} \gg W_{\text{св}}$, и для нейтронов. Плотность распределения атомов, выбитых из мест в решетке, невелика, так что преобладают столкновения движущихся и неподвижных атомов мишени.

3) Режим нелинейных каскадов (тепловой пик) возникает при бомбардировке мишени тяжелыми ионами или молекулярными ионами. Концентрация атомов отдачи настолько высока, что большинство атомов внутри объема теплового пика находится в движении и может испариться.

В результате столкновительного распыления в мишени образуются поверхностные и объемные дефекты: вакансии, междоузельные атомы, области, обогащенные и обедненные атомами, и атомы внедрения.

Следует отметить, что часть бомбардирующих ионов проникает глубоко в мишени по каналам, образованным параллельными друг другу рядами атомов. При этом частицы испытывают скользящие столкновения с рядами атомов, удерживающих их в этих каналах. Это приводит к образованию атомов внедрения в глубине мишени и называется эффектом каналирования.

Расстояние, проходимое ионом в канале, может в несколько раз превышать среднюю длину пробега иона в мишени, что позволяет имплантировать примеси на большую глубину.

На рис.11.5 приведена зависимость коэффициента распыления γ от энергии первичных ионов. При примерном равенстве масс бомбардирующих ионов и атомов кристаллической решетки ион при ударе может передать атому не более половины своей кинетической энергии $W_{\text{перв}}$. Если $W_{\text{перв}} \geq 2W_{\text{св}}$, начинается распыление атомов кристаллической решетки. С ростом энергии падающего иона число вторичных выбитых атомов вначале растет, проходит через максимум, а затем спадает. Это можно объяснить следующим образом: быстрые ионы проникают глубоко в мишень и выбивают там атомы, которые по пути к поверхности теряют энергию в результате многократных соударений и остаются в междоузлиях, образуя дефекты кристаллической решетки.

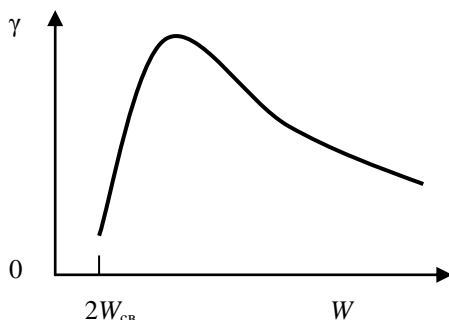


Рис.11.5. Зависимость коэффициента распыления γ от энергии первичных

Величина коэффициента распыления γ зависит от условий эксперимента: химического состава и структуры мишени, химического состава, энергии, угла падения бомбардирующей частицы и других факторов, например от температуры, если она близка к температуре плавления вещества мишени.

Энергетический спектр вторичных ионов приведен на рис.11.6. Энергетическое распределение распылённых частиц $N'_i = f(W)$ широкое. Среди распылённых частиц имеются части-

цы как с тепловыми энергиями $W \sim kT$, так и с энергиями $W \sim W_{\text{перв}}$. Для линейных каскадов наблюдается один пик с максимумом в районе $W_{\text{max}} \sim 1 \div 10$ эВ (рис.11.6,а). Для нелинейного каскада имеет место два пика, первый – соответствует режиму испарения, второй – столкновительному распылению (рис.11.6,б).

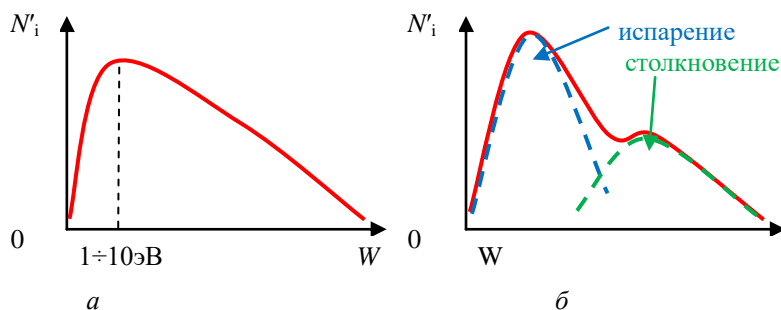


Рис.11.6. Энергетический спектр вторичных ионов: а – линейный каскад, б – нелинейный каскад

11.5.2. Электронное распыление

При бомбардировке твердого тела быстрыми ионами в результате неупругого удара может происходить возбуждение атомов кристалла с образованием экситонов. Под экситоном понимают возбуждение в кристалле обусловленное появлением связанной пары электрон-дырка. Экситон, будучи электрически нейтральным, может перемещаться по кристаллу, не создавая тока. Движение экситонов вызывает перенос энергии в кристаллической решетке. Достигнув поверхности кристалла, экситон может разрушиться, при этом высвободившаяся энергия расходуется на разрыв ковалентных связей поверхностного атома с кристаллом. При этом может происходить эмиссия атомов и молекул. Наблюдается для диэлектриков (щёлочно-галогенидные соединения, органические соединения, отвердевшие газы, лёд, большие биомолекулы), а также для ряда полупроводниковых соединений. Коэффициенты K могут достигать значений $\sim 10^3 \div 10^4$ ат./ион. Энергетическая зависимость K имеет максимум в области максимума неупругих потерь энергии (электрон-

ное торможение). Наблюдается либо прямая пропорциональная, либо более сильная, вплоть до квадратичной, зависимость K от потери энергии на единицу пути торможения.

Величина K не зависит от T вплоть до определенной пороговой температуры, после чего наблюдается рост K при приближении к температуре, при которой происходит либо сублимация (переход из твердого состояния в газообразное, минуя жидкую фазу) мишени, либо разрыв молекулярных связей. Энергетические распределения распылённых частиц значительно более узкие, максимум наблюдается при энергиях, существенно более низких, чем в случае столкновительного распыления.

11.5.3. Химическое распыление

Химическое распыление (радиационно-стимулированное травление) происходит при одновременном воздействии на поверхность мишени потока ионов и тепловых молекул химически активного вещества, дающего при реакции с атомами твердого тела летучие соединения. При одновременном действии обоих факторов возможен синергетический эффект – многократное ускорение уноса массы по сравнению с суммой скоростей химического травления и столкновительного распыления.

Этапы химического травления: адсорбция, образование продуктов реакции и их десорбция. Возможны и другие промежуточные процессы: диффузия промежуточных соединений и реагентов по поверхности и приповерхностному слою. Поток ионов ускоряет проведение одного из этих этапов. Наиболее вероятная причина синергетического эффекта – усиление травления из-за появления на поверхности радиационных дефектов (разрыв связей, образование вакансий, дефектов внедрения и т.д.).

Иногда ионная бомбардировка приводит к замедлению травления, возможно, вследствие разрушения сложных летучих соединений с образованием нелетучих компонентов.

Распыление используется для получения атомно-чистых поверхностей, тонких плёнок, анализа поверхностей, при ионно-лучевой и ионно-плазменной обработке поверхностей. Распыление лежит в основе ионно-плазменных способов травления материалов для целей микроэлектроники, играет важную роль в

космическом материаловедении, акустике, в ядерных реакторах (распыление под действием нейтронов), термоядерных устройств и др.

11.6. Кинетическая ионно-электронная эмиссия

Кинетическая ионно-электронная эмиссия связана с ударной ионизацией атомов мишени. При этом могут эмитироваться вторичные электроны как из твердого тела, так и из бомбардирующих его частиц. Некоторое количество вторичных электронов создается быстрыми атомами отдачи. Количественно ионно-электронная эмиссия характеризуется коэффициентом

$$\gamma_e = N_e / N_i, \quad (11.5)$$

где N_e – число эмитированных электронов, а N_i – число падающих ионов.

Для каждой пары ион–мишень существует пороговое значение $W_{кр}$, ниже которого ионно-электронная эмиссия практически отсутствует, затем γ_e

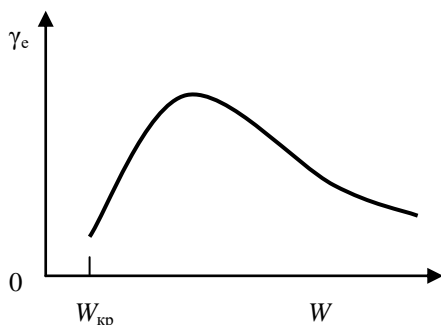


Рис.11.7. Зависимость коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии γ от энергии первичных ионов

растет, проходит через максимум, а затем падает (рис.11.7). При энергии бомбардирующих частиц меньше $W_{кр}$ небольшая электронная эмиссия возможна в результате многоступенчатой передачи энергии от нескольких бомбар-

дирующих частиц.

Распределение эмитированных электронов по энергиям имеет максимум и протяжённый спад, на котором выделяются пики и ступеньки, связанные с оже-переходами в соударяющихся частицах и другими процессами (рис.11.8). На анализе этих особенностей спектров основана ионная оже-спектроскопия поверхности твёрдого тела.

Ион-электронная эмиссия играет существенную роль в работе ряда электронных газоразрядных приборов, в которых источником электронов является катод, бомбардируемый ионами. В некоторых случаях процесс ионно-электронной эмиссии создает основное количество электронов в объеме прибора.

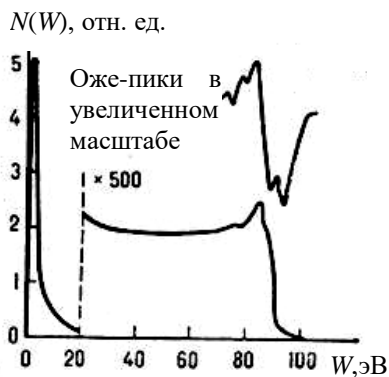


Рис.11.8. Энергетический спектр вторичной ионно-электронной эмиссии

11.8. Радиационные дефекты

Радиационные дефекты – это дефекты кристаллической структуры, образующиеся при их облучении потоками частиц или квантов электромагнитного излучения. Энергия, переданная мишени, может привести к разрыву межатомных связей и смещению атомов с образованием первичного радиационного дефекта (пары Френкеля) – вакансии и межузельного атома.

Электромагнитное излучение (оптические фотоны, γ -кванты, рентгеновские кванты) непосредственно возбуждает электронную систему кристалла, и лишь на следующем этапе включаются различные механизмы смещения атомов. Это взаимодействие атомов с электронами, энергия которых достаточна для смещения атома; смещение ионизированного электронным ударом атома из-за электрического отталкивания от одноимённо заряженного близко расположенного примесного иона; смещение соседних одновременно ионизированных атомов и др. Возможно также смещение атомов из-за отдачи при фотоядерных реакциях.

При нейтронном облучении налетающая частица смещает атом в том случае, если передаёт ему в упругих соударениях (без возбуждения электронной системы) энергию W , превышающую некоторую пороговую $W_{\text{п}}$. Типичные значения $W_{\text{п}}$ со-

ставляют $10\div 80$ эВ. Вылет из ядра продуктов ядерных реакций, инициируемых нейтронами, также может вызвать смещение атомов в результате отдачи. Облучение заряженными частицами (электронами, позитронами, протонами, ионами) сопровождается как неупругой (передача энергии электрона), так и упругой передачей энергии атомам мишени. Соответственно образование радиационных дефектов при таких воздействиях протекает по механизмам, характерным для облучения как нейтронами, так и электромагнитными квантами.

Образование радиационных дефектов при передаче энергии электронам возможно главным образом в диэлектриках и полупроводниках. В металлах энергия, “растроченная” радиацией на возбуждение атомарных электронов, преимущественно превращается в тепло, не создавая дефектов структуры.

Если энергия, которой обладает первичный смещённый в междоузлие атом, значительно превосходит $W_{\text{п}}$, такой атом в свою очередь может при движении генерировать пары Френкеля вблизи своей траектории и т. д. Результатом каскада соударений является образование дефектных разупорядоченных областей – радиационных кластеров с характерным линейным размером $\sim 10^{-6}\div 10^{-5}$ см. При ионной имплантации (энергия ионов $\sim 10^2$ кэВ) локализация кластеров в тонких слоях, определяемых пробегом ионов ($\sim 10^{-4}$ см), ведёт к образованию слоев с большей концентрацией дефектов.

Во многих случаях образование пар Френкеля и кластеров является лишь первой стадией формирования устойчивых радиационных дефектов. После возникновения вакансии и междоузельные атомы частично рекомбинируют, частично начинают движение по мишени, вступая в так называемые квазихимические реакции друг с другом и с другими дефектами структуры мишени (примесными атомами, дислокациями или границами раздела фаз).

Типы и концентрация устойчивых радиационных дефектов определяются как условиями облучения, так и свойствами самих твёрдых тел. При этом для лёгких частиц и фотонов не слишком высоких энергий наиболее характерно образование устойчивых точечных дефектов (изолированные вакансии или междоузельные атомы, дивакансии, комплексы компонентов пары Френке-

ля с примесными атомами и т. п.). При облучении нейтронами устойчивый кластер представляет собой дивакансионное ядро, окружённое примесно-дефектными комплексами. При ионной бомбардировке плотность точечных дефектов в кластере больше, чем при нейтронной, и она тем выше, чем больше масса иона. При этом важную роль в формировании устойчивых кластеров играет процесс пространственного разделения вакансий и междоузельных атомов, предшествующий стадии квазихимических реакций. В силу этого устойчивые кластеры, возникающие при ионной бомбардировке, имеют более сложную структуру и состоят из вакансионных комплексов с различным числом вакансий, примесно-дефектных комплексов, а также атомов внедрённой примеси. При облучении кристаллов тяжёлыми ионами устойчивые кластеры представляют собой локальные аморфные области.

Радиационные дефекты являются метастабильными образованиями, их концентрацию и природу можно изменить нагревом (термический отжиг дефектов). Такая термообработка иногда может сопровождаться полным восстановлением исходной структуры. В то же время в зависимости от условий отжига (температура, скорость ее изменения, время, газовая среда, характер возбуждения электронной системы атомов и дефектов) квазихимические реакции могут сопровождаться появлением новых типов дефектов. Например, типичный для технологии микроэлектроники отжиг бездислокационного Si, имплантированного большими дозами ионов фосфора, сопровождается образованием дислокаций, плотность которых особенно высока, если нагрев осуществляется в окислительной атмосфере. При термическом отжиге радиационные дефекты приобретают энергию, достаточную для разрыва связи между ними, миграции освободившихся частиц и протекания реакций с их участием.

В качестве источника энергии при отжиге иногда служит облучение (радиационный отжиг). При этом механизмы радиационного отжига могут быть обусловлены как повышением температуры мишени (радиационный разогрев), так и реакциями взаимодействия рождающихся компонентов пар Френкеля с ранее образовавшимися радиационными дефектами. Примером радиационного отжига является стимулированная ионами кри-

сталлизация, благодаря которой аморфный слой, образующийся в кристаллических полупроводниках в результате ионной бомбардировки, вновь кристаллизуется при продолжении облучения.

11.8. Эффекты больших доз

При длительной ионной бомбардировке на поверхности кристалла в результате распыления образуется сложный рельеф в виде ямок травления и пирамидок, зависящий от типа и ориентации кристаллографических осей (рис.11.9). Причиной образо-

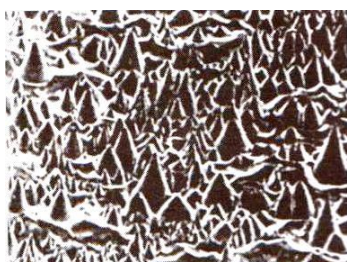


Рис.11.9. Рельеф поверхности после длительной ионной бомбардировки

вания такого рельефа является зависимость коэффициента распыления γ от угла падения пучка относительно кристаллографических осей. В результате наиболее устойчивыми к распылению являются определенные грани. Другой возможный механизм

образования рельефа связан с различными значениями γ для материала тела и поверхностных включений. Если часть поверхности кристалла закрыта примесью (маской) с меньшим γ , то происходит образование конуса с окружающей его канавкой, как показано на рис.11.10.

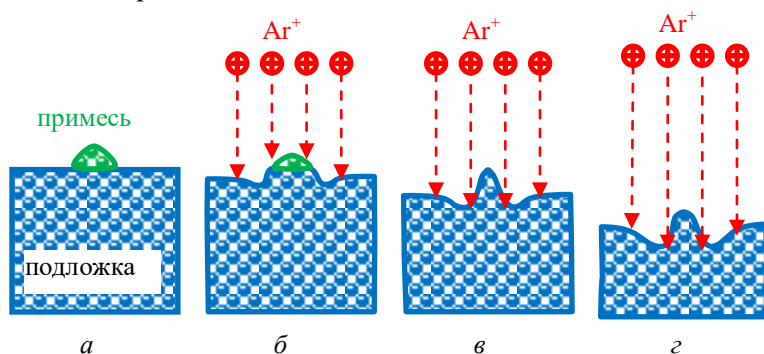


Рис.11.10. Формирование конуса и канавки: *а* – нанесение примеси; *б, в, г* – бомбардировка ионами Ar^+ с увеличивающейся дозой

Если в ходе распыления меняется угол падения, например при вращении наклонной мишени, то рельеф не образуется, а наоборот, сглаживаются имеющиеся неоднородности за счет перепыления вещества со стенок ям на дно и миграции атомов по поверхности.

В случае низкоэнергетических ионов, когда в результате соударений поверхностным атомам передается энергия, недостаточная для выбивания атомов из кристаллической решетки, но превышающая энергию связи атомов поверхностных дефектов (ступенек, атомов и т.п.), происходит полировка поверхности кристалла на атомарном уровне.

При бомбардировке поверхности ионами тугоплавких веществ с малой энергией, порядка 50 эВ, коэффициент распыления $\gamma \ll 1$, и при невысоких температурах подложки происходит рост пленки с высокой адгезией, гладкой на атомарном уровне поверхностью и правильной структурой. Это связано с тем, что для дефектообразования в кристалле энергии не хватает, а для инициирования движения дефектов к поверхности ее достаточно.

При воздействии на металл быстрых ионов инертных газов при малом коэффициенте распыления могут быть достигнуты высокие концентрации примесей порядка 10^{23} см^{-3} , при которых образуются пузырьки газа, разрыв которых приводит к шелушению поверхности металла (блистеринг, рис.11.11).

Столкновительное и особенно химическое распыление зависит от состава мишени, это позволяет при использовании мас-

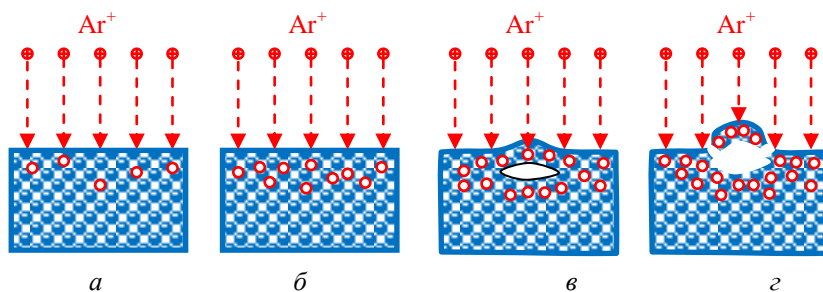


Рис.11.11. Стадии распухания мишени: *а* – ионная имплантация Ar и образование пузырьков, *б* – увеличение концентрации пузырьков, *в* – образование пузыря, *г* – отрыв пузыря

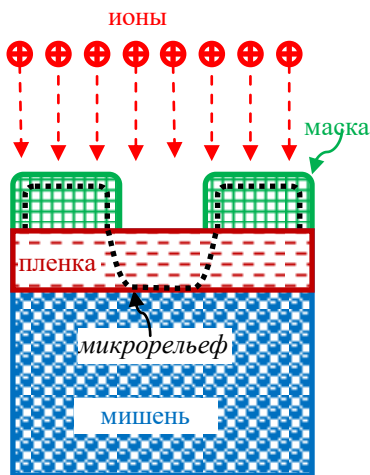


Рис.11.13. Мишень с нанесенной на нее пленкой при ионной обработке материалов

ки получить микрорельефы микронных и субмикронных размеров (рис.11.13).

Имплантация ионов в полупроводники создает слои нужного рельефа в глубину с заданной поверхностной конфигурацией. Дефекты структуры, образующиеся в большом количестве при воздействии ионных потоков, вызывают распухание мишени (рис.11.12) с последующим отрывом (отшелушиванием). Диффузия междоузельных атомов по микропорам на поверхность приводит к изгибу тонких пленок.

11.10. Устройства распыления

11.10.1. Диодное распыление

Диодная установка для напыления состоит из двух плоских электродов, расположенных параллельно и отстоящих друг от друга на расстоянии 5-15 см (рис.11.14). Катод изготавливают из напыляемого материала и подключают к отрицательному полюсу высоковольтного блока питания. Анод обычно заземляется. На нем располагается мишень (например, одна или несколько подложек интегральных микросхем), на которую производится напыление. Из камеры откачивается воздух, и в нее поступает инертный газ, обычно аргон, давление которого контролируется манометром P и составляет порядка 10^{-3} Па. На катод подается высокое напряжение $-3 \div 5$ кВ, и возникает тлеющий разряд в аргоне. Положительные ионы аргона, ускоренные в прикатодной области, бомбардируют и распыляют поверхность катода – напыляемого материала. Поток распыленных нейтральных атомов осаждается на мишени в виде тонкой пленки.

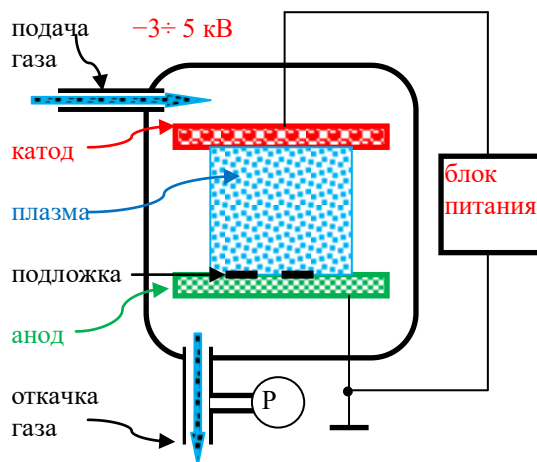


Рис.11.14. Схема диодного распыления

Размер темного катодного пространства определяет минимальное расстояние между катодом и анодом, которое обычно составляет $3 \div 5$ см. Увеличение этого расстояния более чем 15 см нецелесообразно, т.к. при этом возрастает напряжение пробоя.

Преимуществами установки диодного распыления являются: большая площадь распыляемого катода, что позволяет осаждать равномерные по толщине пленки на подложках больших размеров и одновременно изготавливать большое количество изделий. Большая толщина распыляемого материала катода дает возможность длительного напыления без замены катода, что облегчает автоматизацию технологического процесса. Диодное распыление обеспечивает высокую адгезию осаждаемой пленки к подложке.

Недостатками метода являются: невозможность напыления диэлектрических материалов; незначительные скорости осаждения, порядка 0.01 мкм/мин, что связано с низкой плотностью ионного тока на катоде; невысокий вакуум; интенсивная электронная бомбардировка анода и размещенных на нем подложек вызывает их перегрев и радиационные дефекты в структуре. Относительно высокое давление аргона, необходимое для поддержания тлеющего разряда, приводит к загрязнению осаждаемых пленок инородными газовыми примесями и изменяет направле-

ние движения осаждаемых атомов в результате соударений с молекулами остаточного неионизированного газа. Все это ограничивает применение метода. Метод диодного распыления в основном используется для напыления тонких пленок сложного состава в исследовательских целях и для мелкосерийного производства.

11.10.2. Триодное распыление

В методе триодного распыления используется дополнительный внешний ионизатор газа – нить накаливания и второй анод, находящийся под напряжением $+100\text{ В}$ (рис.11.15). Это позволяет существенно, до 10^{-1} Па , снизить давление газа и увеличить ионный ток до нескольких ампер. Скорость распыления существенно повышается. Скорость осаждения покрытий может достигать 2 мкм/мин . Для предотвращения перегрева анода и катода используют систему водяного охлаждения.

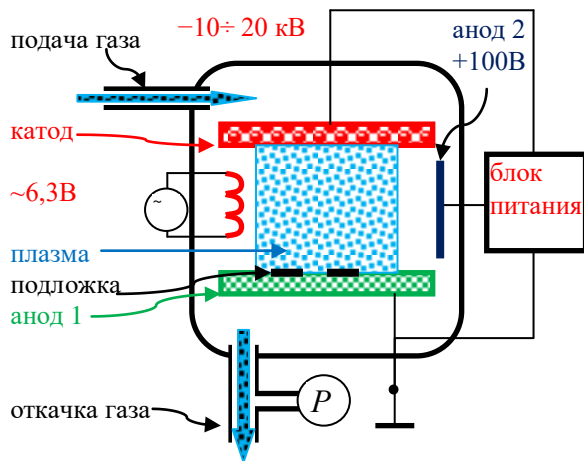


Рис.11.15. Схема триодного распыления

11.10.3. Магнетронное распыление

Схема установки магнетронного распыления представлена на рис.11.16. Она состоит из корпуса с интегрированным магнитопроводом и каналами циркуляции охлаждающей воды, сменного распыляемого катода, вакуумной камеры с системой пода-

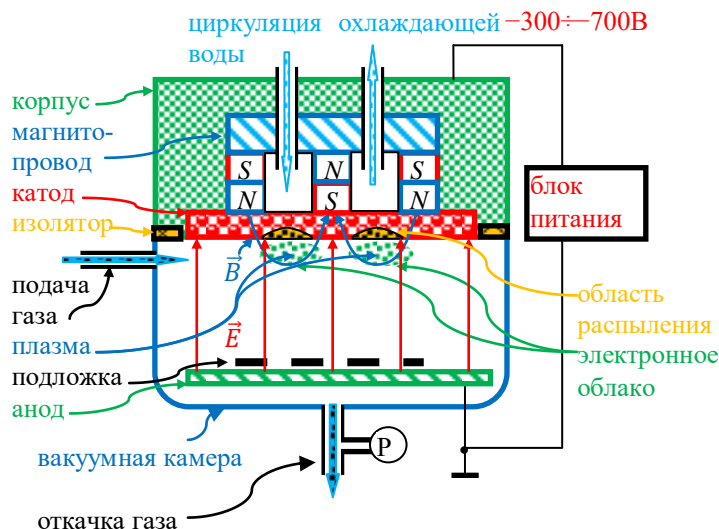


Рис.11.16. Схема магнетронного распыления

чи и откачки газов, в которой размещается анод с подложкой, на которую осаждается тонкая пленка. Корпус и колпак вакуумной камеры плотно соединяются через уплотнительную изолирующую прокладку. Отрицательное напряжение $-300 \div 700$ В подается с блока питания на катод, анод обычно заземлен.

В вакуумной камере находится инертный газ, обычно аргон, под низким давлением $P = 0.01 \div 1$ Па. Электроны, эмитированные с катода в результате термоэлектронной или вторичной ионно-электронной эмиссии, в скрещенных электрическом и магнитном полях движутся по циклоидам, образуя вращающиеся электронное облако с максимальной плотностью объемного заряда вблизи катода. Электроны обладают достаточной энергией для ионизации атомов аргона, поэтому над поверхностью катода образуется кольцеобразный слой плазмы. Положительные ионы, образующиеся в разряде, ускоряются в направлении катода, бомбардируют его поверхность, выбивая из неё частицы материала. Покидающие поверхность катода частицы осаждаются в виде плёнки на подложке или осаждаются на стенках рабочей вакуумной камеры.

Магнетронное распыление, в отличие от обычного диодного распыления, позволяет получать высокую плотность ионного тока и высокие скорости распыления, до 3.6 мкм/мин, при относительно низких давлениях. Магнетронные распылители могут осаждать тонкие пленки на одной или нескольких подложках.

При использовании высокочастотного магнетронного распыления можно напылять на мишени диэлектрические пленки.

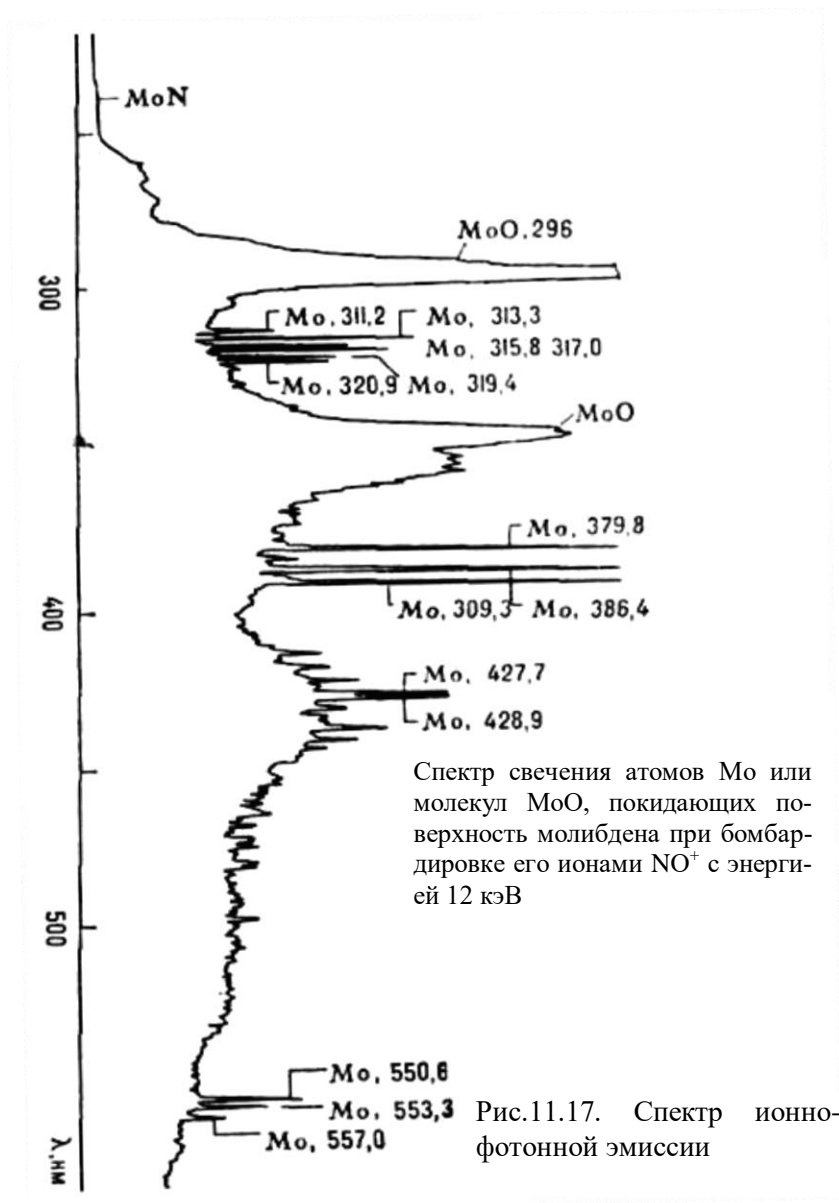
11.11. Ионно-фотонная эмиссия

Ионно-фотонная эмиссия – испускание фотонов при ионной бомбардировке твёрдого тела. Происходит в результате снятия электронного возбуждения в атомах и молекулах, возникшего при торможении ионов или их нейтрализации. Излучать могут как частицы в объёме твёрдого тела (ионолюминесценция), так и покидающие поверхность возбуждённые атомы, молекулы и ионы мишени (ионно-фотонная эмиссия). В последнем случае излучение происходит на различных расстояниях от поверхности, определяемых скоростью частиц и временем жизни в определенном возбуждённом состоянии. Над поверхностью образуется светящийся ореол, что позволяет легко отделить это свечение от ионолюминесценции. В спектрах ионно-фотонной эмиссии наблюдаются линии атомов, ионов и молекулярные полосы (рис.11.17), а в отдельных случаях и квазинепрерывное излучение. Наиболее интенсивными в спектрах являются, как правило, линии распылённых атомов.

Количественно ионно-фотонная эмиссия характеризуется коэффициентом эмиссии или выходом $h = N_{\phi}/N_i$, где N_i – число падающих ионов, N_{ϕ} – число образовавшихся фотонов. Для наиболее интенсивных спектральных переходов $h \sim 10^{-3} \div 10^{-7}$ фотонов/ион для чистых металлов и может быть значительно выше для окислов металлов или диэлектриков.

Явление ионно-фотонной эмиссии лежит в основе метода ионно-фотонной спектроскопии для диагностики поверхности. Анализ спектров излучения позволяет определить не только элементный состав поверхности, но и её электронную структуру и характер взаимодействия поверхностных атомов, а также даёт уникальные сведения о динамике электронных переходов в

приповерхностной области материала в условиях облучения его ионным пучком (в процессе радиационных повреждений).



Список рекомендуемой литературы

Обязательная

1. Сушков А. Д. Вакуумная электроника. Физико-технические основы: учеб. для студ. вузов. СПб.; М.; Краснодар: Лань, 2004. 464 с.
2. Протасов Ю. С., Чувашиов С.Н. Твердотельная электроника: учеб. пособие для студ. вузов, обучающихся по напр. “Техн. физика”. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2003. 480 с.
3. Щука А. А. Электроника: учеб. пособие для студ. вузов, обучающихся по напр. 654100 “Электроника и микроэлектроника”/ под ред. А. С. Сигова. СПб.: БХВ-СПб, 2006. 800 с.

Дополнительная

1. Лебедев А.Н., Шальнов В. Основы физики и техники ускорителей: учеб. пособие для физ. спец. вузов: в 3 т. Т. 1. Ускорители заряженных частиц. М.: Энергоиздат, 1981. 192 с.
2. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ: учеб. для вузов по спец. “Электронные приборы” Т. 2. Электровакуумные приборы СВЧ/ ред. Н. Д. Девятков. Изд. 2-е, перераб. и доп. М.: Высш. шк., 1972. 375 с.
3. Швилкин Б. Н. Газовая электроника и физика плазмы в задачах: для физ. спец. вузов. М.: Наука, 1978. 160 с.
4. К. Шимони. Физическая электроника: пер. с нем./ под ред. В.И.Раховского. М.: Энергия, 1977. 607 с.
5. Коломенский А. А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц: учеб. пособие для физ. спец. вузов. М.: Изд-во МГУ, 1980. 302 с.
6. Терехов В. А. Задачник по электронным приборам: для втузов. М.: Энергоатомиздат, 1983. 278с.