

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Ивановский государственный химико-технологический университет

В.И. Светцов

ВАКУУМНАЯ И ПЛАЗМЕННАЯ
ЭЛЕКТРОНИКА

Учебное пособие

Рекомендовано учебно-методическим объединением по химико-технологическому образованию в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений по специальности 251000 – «Химическая технология материалов и изделий электронной техники»

Иваново 2003

УДК 621.38

Вакуумная и плазменная электроника: Учеб. пособие / В. И. Светцов;
Иван. гос. хим.-технол. ун-т. Иваново, 2003. 172 с. ISBN 5-230-01605-1

Учебное пособие «Вакуумная и плазменная электроника» предназначено для студентов специальности 251000 «Химическая технология монокристаллов, материалов и изделий электронной техники», изучающих дисциплину «Физическая электроника и электронные приборы» и студентов, обучающихся по направлению 550700 «Электроника и микроэлектроника» при изучении дисциплины «Вакуумная и плазменная электроника».

Печатается по решению редакционно-издательского совета Ивановского государственного химико-технологического университета.

Рецензенты:

кафедра электроники и микроэлектронных систем Ивановского государственного энергетического университета;
кандидат химических наук С.С. Галактионов (Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева).

Рекомендовано учебно-методическим объединением по химико-технологическому образованию в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений по специальности 251000 – «Химическая технология материалов и изделий электронной техники».

ISBN 5-230-01605-1

© Ивановский государственный
химико-технологический
университет, 2003

ПРЕДИСЛОВИЕ

Изучение физики явлений и физических основ работы приборов вакуумной и газоразрядной электроники является необходимым элементом подготовки инженеров - технологов электронной техники.

Данное пособие предназначено для студентов специальности 251000 "Химическая технология монокристаллов, материалов и изделий электронной техники", изучающих дисциплину "Физическая электроника и электронные приборы" и студентов, обучающихся по направлению 550700 "Электроника и микроэлектроника" при изучении дисциплины "Вакуумная и плазменная электроника". Пособие может быть полезно и для студентов других приборных и технологических специальностей, а так же практических инженеров.

Учебное пособие подготовлено на основе курса лекций, читаемых автором студентам специальности 251000 и направления 550700. Оно включает два основных раздела, каждый из которых сопровождается контрольными вопросами и набором заданий и задач для практических занятий и самостоятельной работы. При подготовке пособия использована учебная и монографическая литература, список которой приведен, а так же периодические издания по электронной технике.

Авторы выражают благодарность Д.И. Балашову за подготовку справочного раздела, рисунков и оформление рукописи.

Часть I. ВАКУУМНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Глава 1. ЭМИССИОННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

1.1. Электрон и его свойства. Электроны в твердом теле.

Электрон является стабильной элементарной частицей с массой покоя $9.1 \cdot 10^{-31}$ кг и зарядом $1.6 \cdot 10^{-19}$ К. На электрон, движущийся в электромагнитном поле, действует сила Лоренца

$$F = \frac{e}{c} [H \times v] + eE \quad (1.1)$$

где e - заряд электрона, c - скорость света, v , H и E векторы скорости электрона и напряжённости магнитного и электрического полей.

При движении электрона в направлении, перпендикулярном силовым линиям однородного магнитного поля, действующая на него сила пропорциональна произведению модулей скорости электрона и напряжённости магнитного поля.

Электрон, прошедший разность потенциалов U , приобретает в электрическом поле энергию

$$U \cdot e = \frac{mv^2}{2} \quad (1.2)$$

При высоких значениях ускоряющих напряжений необходимо учитывать зависимость массы движущегося электрона от скорости:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.3)$$

где m_0 - масса покоящегося электрона,
 c - скорость света,
 v - скорость движения электрона.

Электрон, как и любая материальная частица, в общем случае обладает не только корпускулярными, но и волновыми свойствами, связь между ними описывается уравнением Де Бройля:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2eUm}} \quad (1.4)$$

где: λ - длина волны электрона;
 h - постоянная Планка;
 U - ускоряющее напряжение.

Волновые свойства электрона проявляются в том случае, если его движение ограничено областью пространства, линейные размеры которого соизмеримы с длиной волны электрона. Проявление волновых свойств делает невозможным описание движения электронов законами классической механики, так как электрону в этом случае не могут быть приписаны точные

значения координаты и импульса. Неопределенность этих величин связана между собой соотношением Гейзенберга, согласно которому произведение неточности в определении координаты частицы на неточность в определении ее импульса есть конечная величина порядка постоянной Планка:

$$m \cdot \Delta v \cdot \Delta x = \Delta p \cdot \Delta x \cong h \quad (1.5)$$

где Δv , Δx , Δp - неопределенности в значениях скорости, координаты и импульса частицы.

Отметим, что речь идет не о погрешностях эксперимента, а о принципиальной невозможности одновременно и точно знать и координату и импульс частицы. Соотношение Гейзенберга может быть использовано для определения условий проявления волновых свойств электронов. Из соотношения неопределенностей легко показать, что при описании движения электронов в вакууме с вполне приемлемой точностью волновыми свойствами электрона можно пренебречь, тогда как описание движения электронов в атоме возможно только на основе квантовомеханических представлений.

В твёрдом теле энергетические уровни отдельных электронов размываются в зоны разрешённых состояний, отделённые друг от друга запрещённой зоной (рис. 1.1).

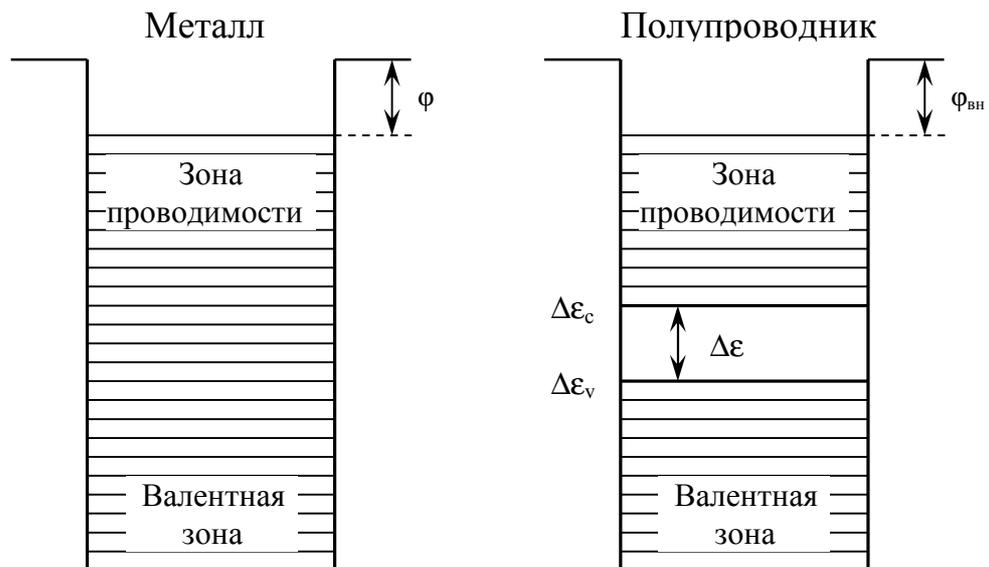


Рис. 1.1. Зонная структура металлов и полупроводников

В полупроводниках ширина запрещённой зоны сравнительно невелика и электроны, получая энергию извне, могут переходить из заполненной зоны в зону проводимости.

В металле заполненная зона и зона проводимости перекрываются и электроны можно рассматривать как свободные.

Энергетическое распределение электронов в металлах и полупроводниках описывается уравнением Ферми-Дирака:

$$\frac{dn_{\varepsilon}}{d\varepsilon} = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\exp\left\{\frac{(\varepsilon - \varepsilon_F)}{kT}\right\} + 1} \quad (1.6)$$

Из анализа уравнения (1.6) следует, что уровень Ферми в полупроводниках располагается в середине запрещённой зоны. В металлах уровень Ферми - это верхний заполненный уровень при 0 К. Величина энергии Ферми зависит только от концентрации электронов в металле:

$$\varepsilon_F = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3} \quad (1.7)$$

и для большинства металлов составляет от 5 до 10 эВ.

1.2. Эмиссионная электроника

Как видно из рис. 1.1, для перевода электрона из твердого тела в вакуум необходимо сообщить ему дополнительную энергию, которая носит название работы выхода. Работа выхода электронов из металла определяется разностью полной энергии потенциального барьера и энергией уровня Ферми. Для полупроводников полная работа выхода электронов складывается из внешней работы выхода и энергетической полуширины запрещённой зоны. В зависимости от способа подвода дополнительной энергии различают термо-, фото-, вторичную, авто и экзоэлектронную эмиссии.

1.2.1. Термоэлектронная эмиссия

Зависимость плотности термоэлектронного тока от температуры металла описывается уравнением Ричардсона-Дэшмана:

$$j = A_0 D T^2 \exp\left(\frac{-e\phi}{kT}\right) \quad (1.8)$$

где $A_0 = \frac{4\pi emk^2}{h^3}$ - постоянная Зоммерфельда;

D - средний коэффициент прозрачности потенциального барьера для электронов, энергия которых достаточна для его преодоления. Для большинства металлов величина D близка к 0.5.

j - плотность тока термоэлектронной эмиссии;

ϕ - работа выхода электронов из металла.

Рассмотрим термодинамический вывод уравнения Ричардсона-Дэшмана. Для этого уподобим процесс испускания электронов металлом процессу испарения. Зависимость константы равновесия испарения от температуры описывается уравнением:

$$\frac{d \ln K}{dT} = - \frac{\lambda}{RT^2} \quad (1.9)$$

в котором K - константа равновесия процесса испарения;
 R - универсальная газовая постоянная;
 λ - теплота испарения.

Теплота испарения зависит от температуры в соответствии с уравнением:

$$d\lambda/dT = C_p - c_p \quad (1.10)$$

Для интегрирования уравнения (1.10) необходимо определить теплоемкость электронного газа в металле (c_p) и вне его (C_p). Теплоемкость электронного газа вне металла C_p может быть принята равной теплоемкости идеального одноатомного газа, которая составляет $5/2R$. Теплоемкость электронного газа в металле c_p согласно классической теории может быть принята равной $3/2R$. Исходя из квантово-механических представлений тепло воспринимают только те электроны, которые находятся вблизи уровня Ферми на глубине порядка kT . Доля таких электронов невелика (около 1 - 2%), поэтому теплоемкостью электронного газа в металле можно пренебречь и принять ее равной нулю.

Таким образом, решение уравнения (1.10) будет различным в зависимости от принятой модели. Полагая, что теплоемкость электронов в металле равна нулю (квантово-механическая модель), получим:

$$\lambda = \lambda_0 + 5/2RT \quad (1.11)$$

Подставляя (1.11) в (1.9) и проведя интегрирование в пределах от 0 до T , получим:

$$K_p = CT^{5/2} \exp(-\lambda_0/RT) \quad (1.12)$$

где C - постоянная интегрирования.

В данном уравнении константа равновесия равна давлению насыщенного электронного пара P . Используя уравнения кинетической теории газов

($P = nkT$, $N = 1/4nv$ и $v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$), найдем выражение для плотности потока электронов с поверхности металла N :

$$N = B \cdot T^2 \exp(-\lambda_0/RT) \quad (1.13)$$

Выражая плотность тока электронов j как произведение eN и заменив λ_0/R на ϕ/k , получим уравнение Ричардсона-Дэшмана в виде:

$$j = AT^2 \exp\left(\frac{-e\phi}{kT}\right) \quad (1.14)$$

Проведя аналогичные преобразования в предположении, что теплоемкость электронов в металле равна $3/2R$ (классическая модель), придем к уравнению, полученному Ричардсоном на основе классических представлений:

$$j = AT^{1/2} \exp\left(\frac{-e\phi}{kT}\right) \quad (1.15)$$

Таким образом, значение показателя степени при температуре в предэкспоненциальном множителе зависит от выбора модели эмиттера.

Величина работы выхода электронов из металла зависит от температуры. Эта зависимость связана с влиянием температуры на энергию уровня Ферми. При увеличении температуры концентрация электронов в металле, а, следовательно, и энергия уровня Ферми, уменьшаются, а работа выхода электронов из металла как разность полного потенциального барьера и энергии уровня Ферми возрастает:

$$\phi = \phi_0 + \alpha T \quad (1.16)$$

Температурный коэффициент работы выхода α составляет для большинства металлов $(6-7) \cdot 10^{-5}$ эВ/град.

В электронных приборах возле катода обычно создается внешнее электрическое поле, наличие которого приводит к уменьшению потенциального барьера на границе металл - вакуум, то есть работы выхода электронов из металла уменьшается (эффект Шоттки). Энергетическая схема потенциального барьера на границе металл - вакуум при наличии внешнего поля приведена на рис 1.2.

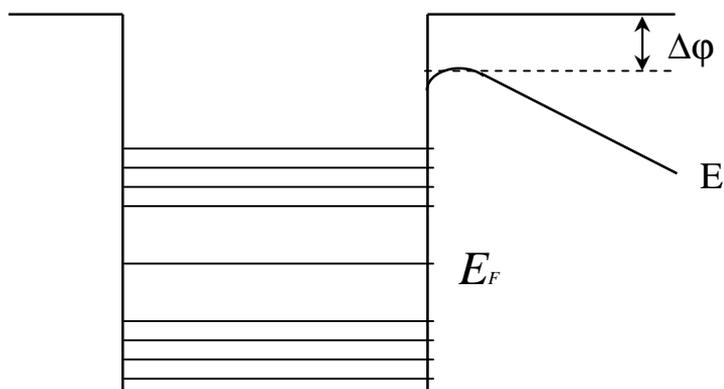


Рис 1.2. Энергетическая схема потенциального барьера на границе металл вакуум при наличии внешнего поля

Уменьшение работы выхода связано с тем, что отпадает работа против сил зеркального отображения справа от максимума и само поле совершает положительную работу:

$$F = eE = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 x_m^2}, \quad x_m = 1/2 \sqrt{\frac{e}{E}} \quad (1.17)$$

где E - напряженность электрического поля.
 x_m - координата максимума на рис. 1.2.

Уменьшение работы выхода электронов из металла может быть найдено из уравнения:

$$\Delta\varphi = \frac{e^2}{2x_m} = \sqrt{e^3 E}, \quad (1.18)$$

а уравнение термоэлектронной эмиссии может быть переписано в виде:

$$j = A_0 D T^{1/2} \exp\left(-\frac{e\varphi - \sqrt{e^3 E}}{kT}\right) \quad (1.19)$$

Влияние эффекта Шоттки на плотность термоэмиссионного тока проявляется реально только в режиме насыщения, когда все электроны, покидающие катод, достигают анода.

Значительные изменения работы выхода электронов наблюдаются при адсорбции атомов или молекул на поверхности эмиттера в результате образования двойного электрического слоя при поляризации или ионизации адсорбированных частиц. Величина изменения работы выхода зависит от дипольного момента p и поверхностной плотности диполей N_d : $\Delta\varphi = 4\pi N_d \cdot p$. Адсорбция электроположительных атомов приводит к уменьшению работы выхода, причем наибольший эффект достигается при наличии 0.7 монослоя адсорбированных частиц (рис. 1.3). При дальнейшем увеличении плотности упаковки начинает сказываться взаимодействие диполей, ослабляющее эффект, а при адсорбции нескольких монослоев работа выхода эмиттера становится равной работе выхода адсорбированного вещества.

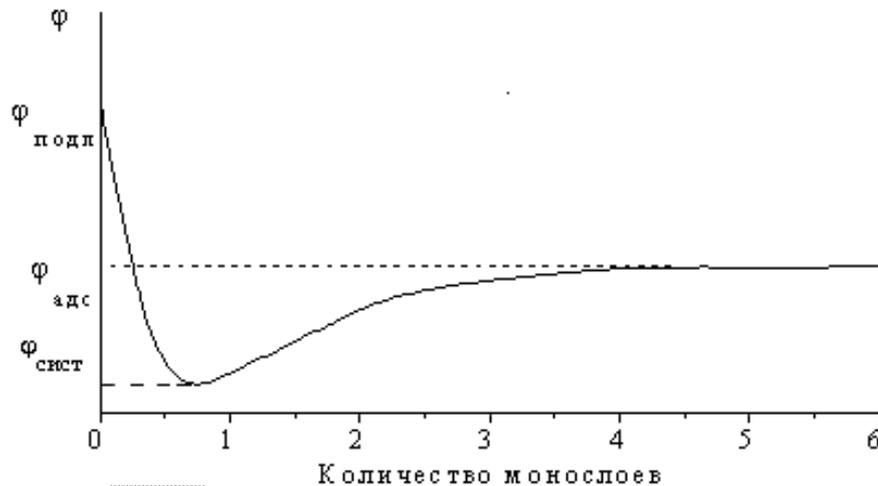


Рис. 1.3. Зависимость работы выхода электронов от количества адсорбированных монослоев

Масштаб изменения величины работы выхода можно видеть из таблицы 1.1.

Таблица 1.1.

Влияние адсорбированных слоёв на работу выхода электронов из вольфрама.

(Указаны минимальные значения работы выхода)

система	ϕ основы, эВ	ϕ примеси, эВ	ϕ системы, эВ
W – Th	4,5	3,4	2,6
W – Ba	4,5	2,5	1,6
W – Cs	4,5	1,9	1,5

1.2.2. Термоэлектронная эмиссия с поверхности полупроводников

Энергетический барьер при переходе электрона с поверхности полупроводника в вакуум (полная работа выхода), как видно из рис. 1.1, складывается из полуширины запрещенной зоны полупроводника и внешней работы выхода:

$$\phi_{\text{полн}} = \Delta E / 2 + \phi_{\text{внешн}} \quad (1.20)$$

Для невырожденного полупроводника можно использовать классическое уравнение Ричардсона (1.15) для описания зависимости плотности эмиссионного тока от температуры. Но следует учитывать, что концентрация электронов в зоне проводимости зависит от температуры:

$$n = cT^{3/4} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) \quad (1.21)$$

Комбинируя это уравнение с уравнением Ричардсона, можно получить:

$$j = AT^{5/4} \exp\left(-\left[\frac{\phi_{\text{полн}} + \Delta E / 2}{kT}\right]\right) \quad (1.22)$$

Отметим, что плотность термоэмиссионного тока определяется в основном температурой в показателе экспоненты. Температура в предэкспоненциальном множителе слабо влияет на величину тока эмиссии.

1.2.3. Термокатоды

Эмиттеры, в которых используется испускание электронов при нагревании твёрдого тела, называются термокатадами. Термокатоды классифицируют по способу нагрева (прямого и косвенного накала) и по виду эмитирующей поверхности (металлические, плёночные, в том числе эффективные, и полупроводниковые). Различные типы термокатодов сравнивают по следующим параметрам:

1. Плотность эмиссионного тока при рабочей температуре;
2. Эффективность, представляющая собой отношение тока эмиссии к мощности, затрачиваемой на разогрев катода;

3. Долговечность.

Наиболее распространенным металлическим катодом является вольфрамовый прямонакальный термокатод. Рабочая температура такого катода составляет 2400-2700 К, эффективность 2-10 мА/Вт, удельная эмиссия до 0.5 А/см². Достоинствами вольфрамового катода являются стабильность эмиссии при высоких напряжениях и устойчивость к электронной и ионной бомбардировке. К недостаткам вольфрамовых катодов следует отнести их низкую термоокислительную устойчивость. От этого недостатка свободны металлические термокатоды на основе иридия.

В плёночных катодах используется эффект уменьшения работы выхода при адсорбции электроположительных атомов. Торированный катод представляет собой вольфрам с плёнкой тория на поверхности. Для улучшения адгезии последней проводят карбидирование вольфрама с образованием промежуточного слоя карбида. Рабочая температура таких катодов 2000-2600 К, удельная эмиссия до 2 А/см², эффективность 50-70 мА/Вт.

К плёночным относится и большая группа так называемых эффективных термокатодов. Примером является металло-капиллярный или L-катод, представляющий собой плёночный катод системы W-Ba, в котором одноатомная плёнка бария на поверхности вольфрамовой губки непрерывно пополняется за счёт поступления бария из специальной камеры с большим запасом активного вещества (рис. 1.4)

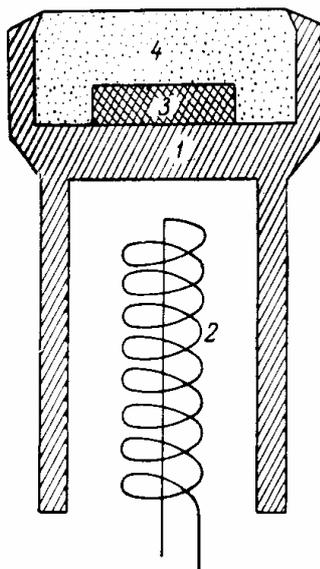


Рис. 1.4. Металлокапиллярный катод:

1 - молибденовый корпус; 2 - подогреватель; 3 - полость с активным веществом; 4 - вольфрамовая губка

При рабочей температуре 1300-1400 К достигается долговечность около 5000 часов при плотности эмиссионного тока 2 А/см².

В металлопористых, прессованных и пропитанных катодах запас активного вещества находится в порах вольфрамовой губки. Удельная эмиссия таких катодов достигает 6 А/см^2 при 1400 К . Недостатком указанных типов катодов является высокая скорость испарения бария.

Основой металлокерамических катодов являются спрессованные порошки вольфрама и оксидов тория и редкоземельных элементов. В рабочем режиме на поверхности создаётся плёнка тория или редкоземельного элемента (чаще всего иттрия). Рабочая температура катода составляет $1500\text{-}1900 \text{ К}$, удельная эмиссия – порядка 0.5 А/см^2 .

Гексаборидные катоды представляют собой соединение бора с редкоземельными элементами. Чаще всего используется гексаборид лантана, наносимый на подложку из молибдена или тантала. Рабочая температура таких катодов - 2900 К , эффективность $30\text{-}50 \text{ мА/Вт}$. Катод малочувствителен к окислению, его основной недостаток - сравнительно малая долговечность (до 1000 часов).

Основным типом полупроводниковых катодов является оксидный катод, представляющий собой смесь оксидов щелочноземельных металлов (Ba, Ca, Sr), активированную барием. Параметры оксидного катода: рабочая температура $900\text{-}1100 \text{ К}$, эффективность около 100 мА/Вт , удельная эмиссия порядка 1 А/см^2 в непрерывном режиме и до 100 А/см^2 в импульсном. С точки зрения полупроводниковой системы рассматривают барий как примесь в полупроводнике BaO, при этом работа выхода катода составляет $1\text{-}1.2 \text{ эВ}$. Оксидный катод находит наибольшее применение в электровакуумных приборах. В частности, он используется в таких массовых приборах, как кинескопы, дисплейные трубки.

1.2.4. Фотоэлектронная эмиссия

Испускание электронов твёрдым телом под действием света называется фотоэлектронной эмиссией или внешним фотоэффектом. Условие возникновения эмиссии

$$h\nu \geq e\phi \quad (1.23)$$

Согласно закону Эйнштейна энергия кванта света расходуется на выбивание электрона из твёрдого тела и сообщение ему кинетической энергии:

$$h\nu = \phi + mv^2/2 \quad (1.24)$$

Граничная частота, соответствующая порогу возникновения фотоэмиссии (красная граница фотоэффекта), соответствует условию $h\nu_0 = \phi$.

Фототок с поверхности твёрдого тела пропорционален интенсивности светового потока (закон Столетова).

К основным параметрам фотокатодов относятся:

1. Интегральная чувствительность (А/Лм) или квантовый выход (число электронов, выбиваемых из катода одним квантом света);

2. Спектральная чувствительность, отражающая зависимость квантового выхода фотокатода от длины волны падающего света. Последняя обычно имеет вид кривой с одним или двумя максимумами.

Металлы как материал фотокатодов, как правило, не используются из-за малого квантового выхода (10^{-4} - 10^{-5} эл/квант) и расположения красной границы фотоэффекта многих металлов в ультрафиолетовой области спектра. Наибольшее распространение в технике получили сложные полупроводниковые системы (сурьмяно-цезиевый, кислородно-цезиевый, мультищелочные фотокатоды).

Кислородно-цезиевый фотокатод отличается широким спектральным диапазоном (200-1100 нм) при сравнительно малом квантовом выходе (0.01-0.03 эл/квант).

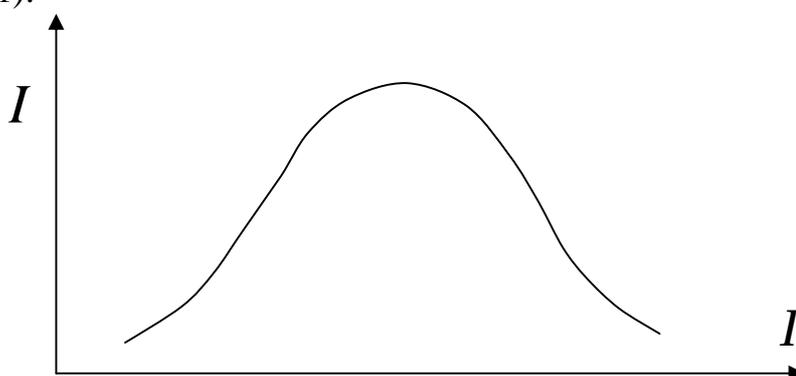


Рис. 1.5. Спектральные характеристики фотокатодов

Сурьмяно-цезиевый фотокатод работает в более узком спектральном диапазоне (200-700 нм), но квантовый выход его достигает 0.3. Существенное расширение спектрального диапазона при высоком квантовом выходе достигнуто в сурьмяно-мультищелочных фотокатодах (200-1000 нм), которые широко используются в современных фотоэлектронных умножителях и других фотоэлектронных приборах.

Спектральную характеристику, близкую к кривой видимости глаза, имеет висмута-серебряно-цезиевый катод.

Перспективными материалами для фотокатодов являются соединения типа A^3B^5 , активированные щелочными металлами ($GaAs-Cs_2O-Cs$; $InAsP-Cs_2O-Cs$), которые имеют высокую чувствительность в инфракрасной области спектра.

Катоды фотоэлектронных приборов конструктивно изготавливают массивными или полупрозрачными. Массивные фотокатоды представляют собой плёнки толщиной до нескольких долей микрометра и освещаются со стороны эмитирующей поверхности. Полупрозрачные фотокатоды имеют толщину 20-30 нм и облучаются светом с тыльной стороны через стеклянную подложку, являющуюся частью оболочки прибора. Толщина полупрозрачного фотокатода подбирается таким образом, чтобы обеспечить максимальное поглощение излучения на такой глубине от эмитирующей

поверхности, при которой значительная часть возбуждённых фотонами электронов может достичь этой поверхности, сохранив энергию, достаточную для выхода в вакуум.

Простейшим прибором, в котором используется явление фотоэлектронной эмиссии, является фотоэлемент, состоящий из фотокатода, анода и вакуумной оболочки. В последнюю входит и подложка фотокатода или оптическое окно. Фотокатоды применяются также в качестве элемента ряда электронных приборов - фотоумножителей, электронно-оптических преобразователей, передающих электронно-лучевых трубок и др.

1.2.5. Вторичная электронная эмиссия

Бомбардировка вещества потоком электронов вызывает испускание вторичных электронов. Отношение числа выбитых и отраженных электронов к числу падающих электронов называется коэффициентом вторичной электронной эмиссии и обозначается σ . Первичные электроны, бомбардирующие поверхность, теряют свою энергию по мере перемещения в твёрдом теле в соответствии с законом Виддингтона:

$$E_x^2 = E_0^2 - \alpha \cdot x \quad (1.25)$$

E_x - энергия электрона, проникшего в глубь вещества на расстояние x ;

α - постоянная Виддингтона;

E_0 - начальная энергия электронов.

Энергия, передаваемая от первичных электронов к вторичным, расходуется последними на перемещение к поверхности твёрдого тела и преодоление потенциального барьера на границе с вакуумом. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии σ от энергии первичных электронов изображена на рис. 1.6.

В реальных приборах ускоряющее напряжение подбирается таким, чтобы обеспечить максимальную величину коэффициента σ . Коэффициент вторичной эмиссии чистых металлов обычно не превышает 2, поэтому их использование в качестве технических эмиттеров нецелесообразно.

Практическое применение находят сложные эмиттеры, для которых коэффициент σ достигает 20.

Широкое распространение в качестве материала вторичных эмиттеров получили сплавы CuMgAl, AlBeSi. Эффективность такого эмиттера определяется тонким слоем оксида щелочноземельного металла (MgO, BeO), создаваемого путём активировки в окислительной среде.

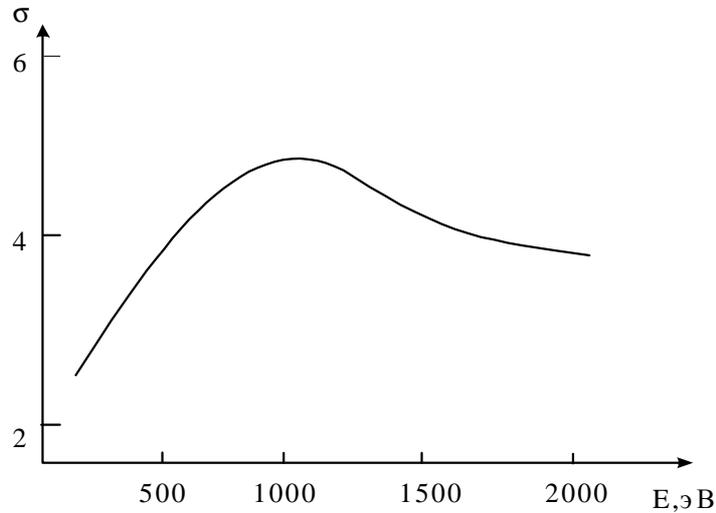
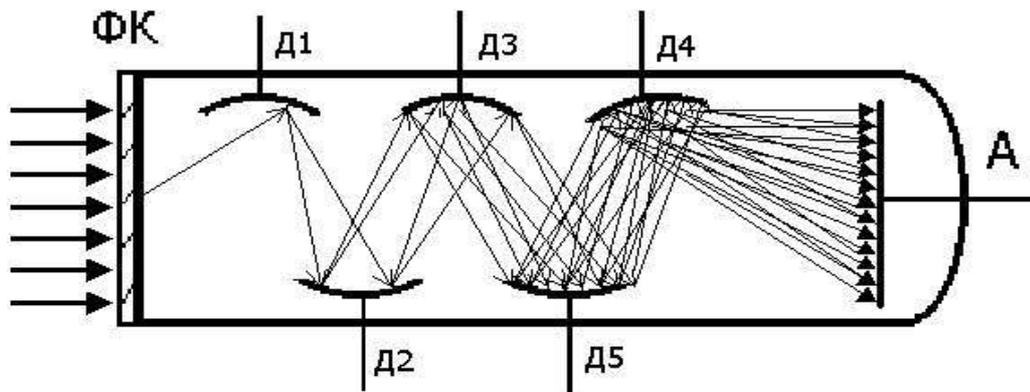


Рис. 1.6. Типичная зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии первичных электронов

Вторичная электронная эмиссия используется в фотоэлектронных умножителях, во вторичных электронных умножителях (ВЭУ) и ряде других приборов.

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ) - это электровакуумные приборы, в которых фототок усиливается посредством вторичной электронной эмиссии. Схематичное изображение ФЭУ приведено на рис. 1.7.



*Рис. 1.7. Принципиальная схема фотоэлектронного умножителя
ФК - фотокатод, Д₁ - Д₅ - диноды, А – анод*

Основными элементами ФЭУ являются катодная камера, умножительная система (вторичный электронный умножитель), анод и баллон. Электроны, эмитируемые фотокатодом, фокусируются и собираются на первом диноде ФЭУ. Каждый динод усиливает ток в σ раз. Если коэффициенты усиления всех каскадов одинаковы, то общий коэффициент усиления ФЭУ равен

$$K = (g \sigma)^n, \quad (1.26)$$

где n - число динодов (обычно от 7 до 14); g - эффективность сбора электронов каждым каскадом усиления (0,7-0,95).

Материал динода обычно имеет $\sigma = 3-8$, что позволяет достичь общего коэффициента усиления от 10^3 до 10^8 . При измерении малых световых потоков важным параметром ФЭУ является темновой ток, величина которого зависит от термоэлектронной эмиссии катода, утечек в приборе и других факторов.

Простейшая система на распределенных динодах представляет собой трубку, внутренняя поверхность которой имеет высокое электрическое сопротивление и выполнена из материала с большим коэффициентом вторичной эмиссии (рис. 1.8).

Фотоэлектроны выбивают из внутренней поверхности трубки вторичные электроны, которые ускоряются внешним полем и попадая на другие участки трубки, выбивают новые электроны. Трубки с отношением длины к диаметру $50 \div 100$ при напряжении $2 \div 2,5$ кВ имеют коэффициент усиления $K = 10^4 \div 10^6$. Канальные системы не требуют внешнего делителя напряжения, имеют простую конструкцию и малые размеры.

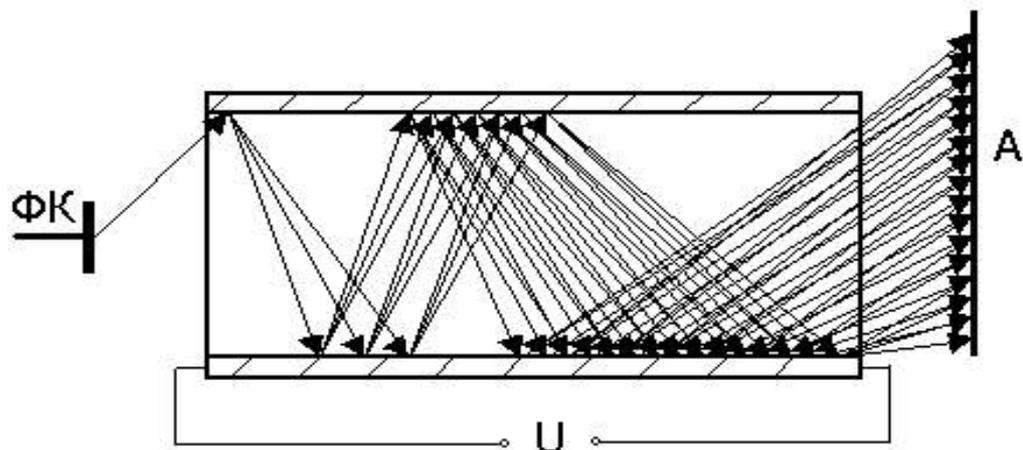


Рис. 1.8. Схема распределенной системы вторичного усиления электронов

1.2.6. Автоэлектронная эмиссия

Автоэлектронная эмиссия возникает при наличии сильного электрического поля. Внешнее электрическое поле приводит не только к снижению, но и к сужению потенциального барьера на границе металл-вакуум (рис. 1.9.) Условием возникновения автоэлектронной эмиссии является соизмеримость ширины потенциального барьера с длиной волны Де Бройля для электронов:

$$d \cong \lambda_D \quad (1.27)$$

Для выполнения этого условия необходима напряженность электрического поля порядка $10^6 - 10^7$ В/см. Такие значения напряженности

поля могут быть достигнуты на остриях или в тонких диэлектрических пленках.

Зависимость плотности тока автоэлектронной эмиссии от напряженности электрического поля описывается уравнением Нордгейма-Фаулера:

$$j_a = A_a E^2 \exp\left(-\frac{B\phi}{E}\right) \quad (1.28)$$

A_a и B - эмиссионные постоянные; E - напряженность электрического поля.

Согласно этому уравнению плотность тока с острия может достигать 10^8 А/см², но ток эмиссии при этом обычно составляет несколько мкА. Автоэлектронная эмиссия с отдельно взятого острия отличается нестабильностью и сопровождается эрозией катода, требует очень высокого вакуума для ее реализации, поэтому ее использование долгое время было ограничено. В связи с успехами микро и нанотехнологий были разработаны матричные автоэлектронные эмиттеры, содержащие в одной ячейке (пикселе) около десяти тысяч острий. Такие эмиттеры могут быть достаточно эффективными в приборах для отображения информации.

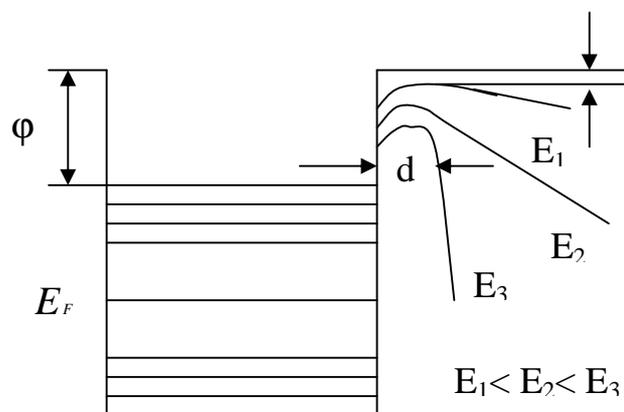


Рис. 1.9. Снижение и сужение потенциального барьера на границе вакуум – проводник под действием внешнего электрического поля

1.2.7. Экзоэлектронная эмиссия

Экзоэлектронная эмиссия возникает под действием механических напряжений и достаточно широко используется при исследовании свойств твердого тела.

Контрольные вопросы

1. Назовите основные свойства электрона.
2. Объясните связь энергии электрона с ускоряющим напряжением.
3. В чем состоит двойственность природы электрона?
4. Сформулируйте принцип неопределенности Гейзенберга.
5. Рассмотрите зонную структуру металла и полупроводника.
6. Объясните, что такое уровень Ферми и укажите его место в зонной структуре металла и полупроводника.
7. Запишите и проведите анализ уравнения Ричардсона-Дешмана.
8. Почему плотность термоэмиссионного тока при наличии внешнего поля возрастает?
9. Как влияет адсорбция атомов и молекул на работу выхода электронов из металла?
10. Сформулируйте основные закономерности фотоэлектронной эмиссии.
11. На что расходуется энергия кванта света при фотоэмиссии?
12. Что называют коэффициентом вторичной электронно-эмиссии и от каких факторов он зависит?
13. Что такое автоэлектронная эмиссия?
14. Назовите основные параметры термокатодов.
15. Чем отличается вольфрамовый катод от карбидированного, пропитанного, оксидного катода?
16. Из каких соображений выбирают рабочую температуру термокатада?
17. Как связан квантовый выход фотокатода с его спектральной чувствительностью?
18. Какими характеристиками и параметрами описываются свойства фотокатодов?
19. Опишите структуру, свойства и основные параметры современных фотокатодов для УФ, видимой и ИК области спектра.
20. Что представляют из себя фотоэлементы? Какие факторы ограничивают предел линейности вольт-амперной характеристики фотоэлемента?
21. Приведите схематическое изображение ФЭУ и поясните принцип его работы.
22. Какие эмиттеры вторичных электронов применяются в ФЭУ?
23. Объясните природу темнового тока ФЭУ и его зависимость от напряжения питания.

Глава 2. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ВАКУУМЕ В РЕЖИМЕ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА. ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ПРИБОРЫ

Поле, действующее на электрон в вакууме, складывается из внешнего поля и поля, создаваемого совокупностью заряженных частиц. Сумма зарядов всех частиц и образует пространственный или объёмный заряд. Пространственный заряд оказывает влияние на движение электронов в условиях, когда плотность тока достаточно велика, а объём пространства, в котором движутся электроны, мал. Движение электронов в режиме объёмного заряда реализуется в приёмно-усилительных и генераторных электронных лампах.

2.1. Диоды

Простейшей электронной лампой с двумя электродами - катодом и анодом - является диод. Рассмотрим распределение потенциалов в плоском диоде (рис. 2.1).

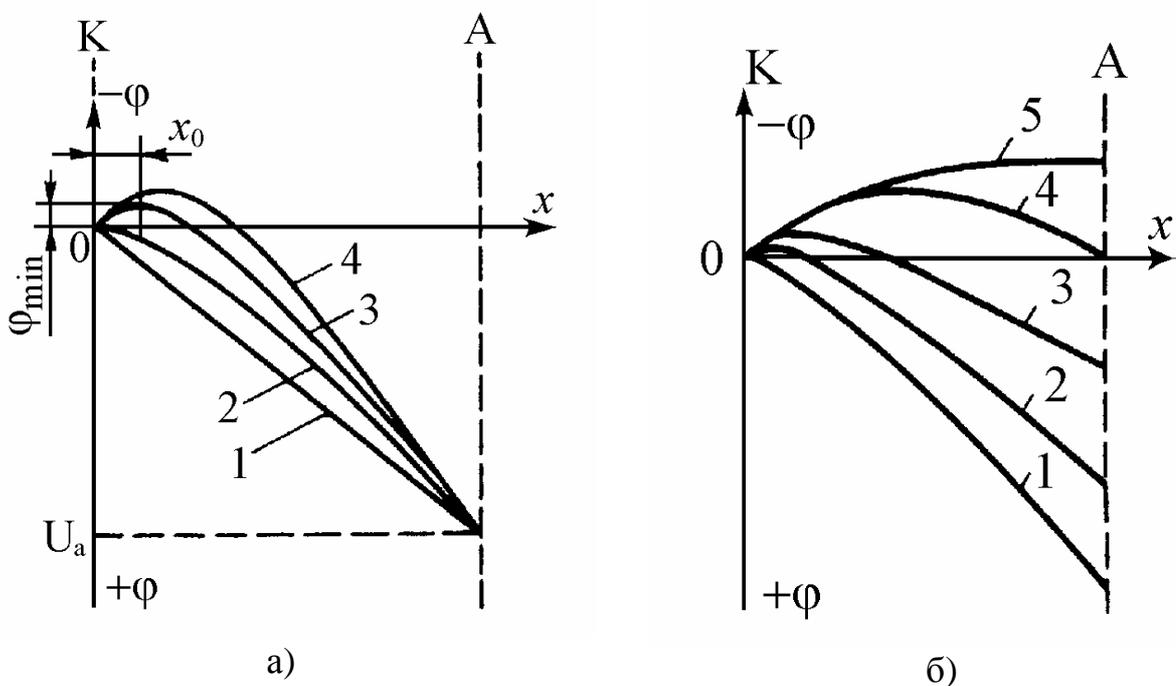


Рис. 2.1. Распределение потенциала в плоском вакуумном диоде:
а) при постоянном анодном напряжении и разных токах эмиссии;
б) при постоянном токе эмиссии и разных анодных напряжениях

При постоянном анодном напряжении и отсутствии эмиссионного тока (рис. 2.4а, кривая 1) распределение потенциала между электродами линейно. Испускание электронов с катода приводит к формированию объёмного отрицательного заряда и пониженного потенциала в каждой точке пространства, причём при достаточно высоком уровне эмиссии возле катода появляется область с отрицательным по отношению к нему потенциалом (рис. 2.1а, кривые 2,3,4). При постоянном токе эмиссии и различных

анодных напряжениях распределение потенциала между электродами показано на рис. 2.1б.

Потенциал в каждой точке пространства связан с плотностью объёмного заряда уравнением Пуассона:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -4\pi\rho \quad (2.1)$$

Пусть в некоторой системе электродов имеется ток, создающий поле пространственного заряда. Согласно уравнению Пуассона возрастание потенциала в n раз вызывает увеличение объёмного заряда тоже в n раз. Поскольку плотность тока равна произведению плотности объёмного заряда на скорость электронов $j = \rho \cdot v$, то увеличение потенциала в n раз вызовет увеличение плотности тока в $n^{3/2}$ раза. Следовательно, связь между плотностью тока и напряжением на электродах должна описываться выражением типа:

$$j = G \cdot U^{3/2}, \quad (2.2)$$

где G - первеанс диода.

Это уравнение описывает вольтамперную характеристику диода в режиме объёмного заряда и называется уравнением трёх вторых. Вывод уравнения трёх вторых для плоского случая проводится при следующих допущениях:

- пренебрегают краевыми эффектами;
- предполагают, что катод находится в минимуме потенциала, т.е. напряжённость поля около катода равна нулю;
- начальные скорости электронов, покидающих катод, полагают равными нулю;

Решение уравнения Пуассона для плоского случая

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = -4\pi\rho \quad \text{даёт} \quad j = G \frac{U^{3/2}}{d^2} \quad (2.3)$$

где d - расстояние между электродами.

Как видно из рис. 2.1, отсчет координаты x следует вести не от катода, а от минимума потенциала x_{\min} . Но в большинстве режимов работы диода расстояние от минимума потенциала до катода x_{\min} много меньше межэлектродного расстояния d , а глубина минимума по абсолютному значению меньше величины анодного напряжения, поэтому для практических расчетов можно полагать $d - x_{\min} \sim d$ и $U_a - U_{\min} \sim U_a$.

Для цилиндрического диода в виде системы коаксиальных цилиндров уравнение Пуассона имеет вид:

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} = -4\pi\rho \quad (2.4)$$

Его решение может быть представлено в том же виде, что и для плоского случая, но с введением поправочного множителя β^2 :

$$I_a = G \frac{U^{3/2}}{\beta^2} \frac{1}{r_a} \quad (2.5)$$

r_a - радиус анода, l - длина системы электродов.

Величина поправки β^2 зависит от отношения радиусов анода и катода и приводится в справочной литературе. Отметим, что в цилиндрических диодах неучет начальной скорости покидающих катод электронов частично компенсирует поправку β^2 и для практических расчетов может быть использовано уравнение:

$$I_a = GU^{3/2} \cdot \frac{1}{r_a} \quad (2.6)$$

Уравнение трёх вторых справедливо только для режима объёмного заряда. При больших анодных напряжениях все электроны, испускаемые катодом, попадают на анод и прибор работает в режиме насыщения. Вид вольт-амперной характеристики вакуумного диода показан на рис. 2.2.

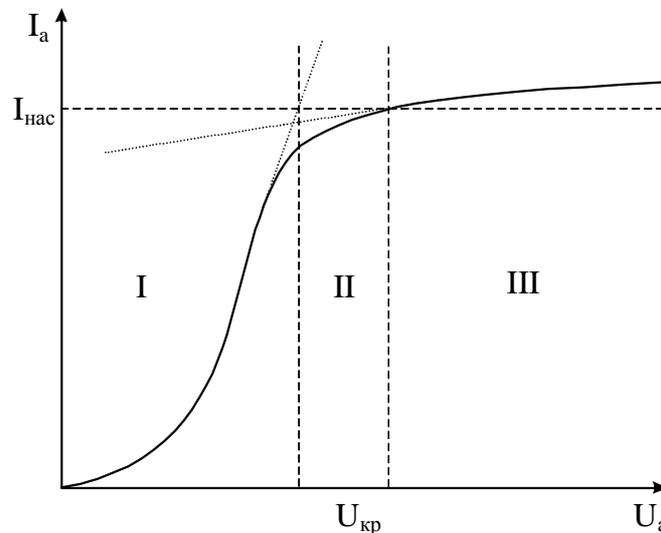


Рис. 2.2. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) вакуумного диода

I - область объёмного заряда; *II* – промежуточная область;

III - режим насыщения

В режиме насыщения наблюдается некоторое возрастание анодного тока, связанное с проявлением эффекта Шоттки.

Рабочими параметрами вакуумного диода являются:

- крутизна вольт-амперной характеристики S ,
- внутреннее сопротивление диода R_i
- междуэлектродная ёмкость;
- наибольшее обратное напряжение;
- максимальная мощность, рассеиваемая анодом.

Вакуумные диоды применяются для выпрямления переменного тока, для детектирования и преобразования ВЧ и СВЧ колебаний.

2.2. Триоды

Триодом называют трёхэлектродный электровакуумный прибор, имеющий катод, анод и сетку. Сетка располагается возле катода, воздействует на объёмный заряд и служит для управления величиной анодного тока в приборе. Схематическое изображение триода и распределение потенциала в нем показано на рис. 2.3.

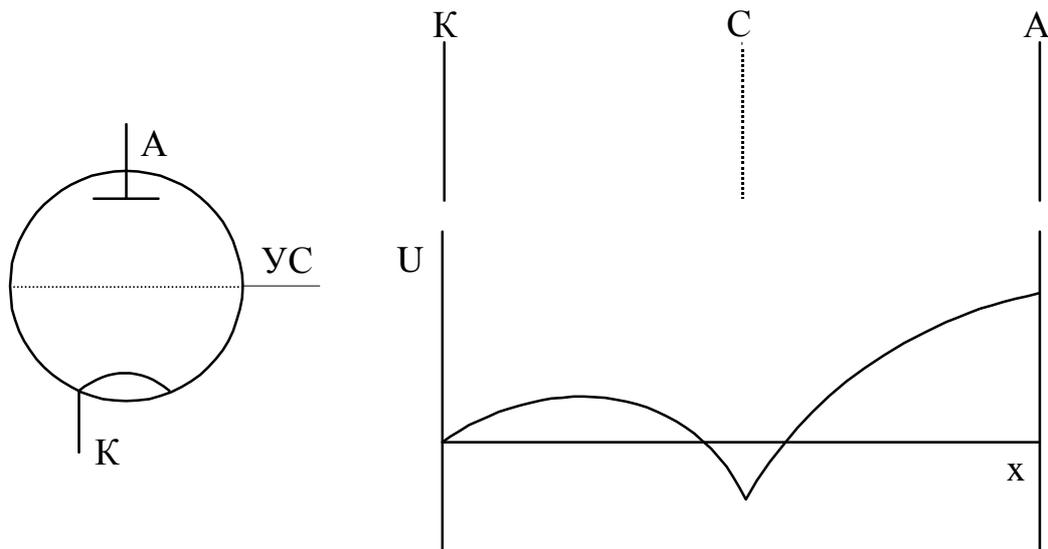


Рис. 2.3. Принципиальная схема вакуумного триода и распределение потенциала в приборе

Для расчета анодного тока в триоде с использованием уравнения трёх вторых, его сводят к эквивалентному диоду с напряжением U_d , называемым действующим. Это напряжение, обеспечивающее ток в эквивалентном диоде, равный току в триоде при напряжении на аноде U_a и напряжении на сетке U_c :

$$U_d = U_c + D U_a \quad (2.7)$$

Величина D называется проницаемостью сетки. Она показывает, во сколько раз слабее воздействие потенциала анода на поле в катодной области триода по сравнению с потенциалом сетки и представляет собой отношение емкостей между анодом и катодом и сеткой и катодом: $D = C_{ак}/C_{ск}$.

Важнейшими характеристиками триода являются зависимости анодного тока от анодного напряжения при различных сеточных напряжениях (анодные характеристики) и зависимости анодного тока от напряжения на сетке при различных анодных напряжениях (анодно-сеточные характеристики) (рис. 2.4.)

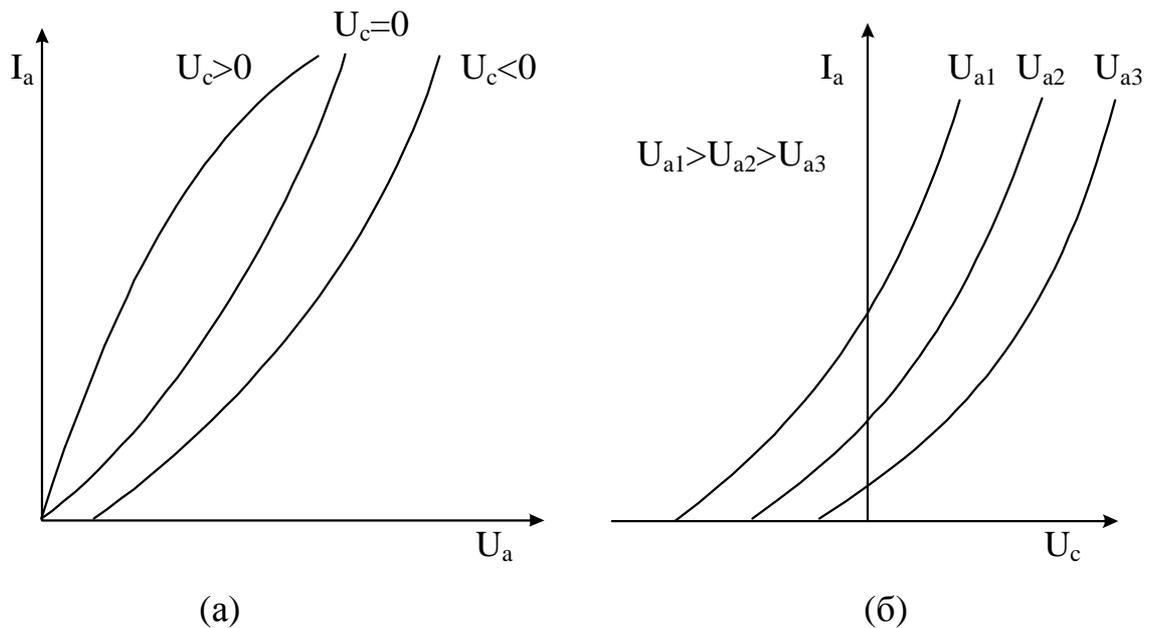


Рис. 2.4. Анодные (а) и анодно-сеточные (б) характеристики триода

Основные параметры триодов:

- крутизна характеристики $S = dI_a/dU_c$,
- внутреннее сопротивление $R_i = dU_a/dI_a$,
- коэффициент усиления $\mu = dU_a/dU_c$.

Связь между параметрами триода можно определить из уравнения для дифференциала полного тока в виде:

$$\mu = R_i S \quad (2.8)$$

Последнее уравнение носит название внутреннего уравнения триода или соотношения Баркгаузена.

Триоды могут применяться как мощные усилители и генераторы в передающих станциях и других промышленных установках. Триоды имеют сравнительно небольшие коэффициенты усиления и значительную проходную ёмкость. Последняя создаёт обратную связь между входной и выходной цепями, что искажает частотные и фазочастотные характеристики триода.

2.3. Многоэлектродные лампы

Недостатки триода могут быть устранены введением в лампу экранирующей сетки, расположенной между управляющей сеткой и анодом. Наличие экранирующей сетки приводит к резкому снижению ёмкости сетка-анод и ослаблению влияния поля анода на потенциал вблизи катода лампы, что приводит к увеличению коэффициента усиления. На экранирующую сетку подаётся положительный потенциал, соизмеримый по значению с потенциалом анода. Соседство двух близкорасположенных положительных электродов вызывает обмен вторичными электронами, в результате чего

может наблюдаться уменьшение анодного тока и возрастание тока на экранирующую сетку. Этот эффект получил название динатронного. Динатронный эффект в тетроде приводит к возникновению паразитной генерации из-за появления на ВАХ участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением, к дополнительному расходу мощности в цепи экранирующей сетки, нелинейным искажением усиливаемого сигнала, увеличению шумов и т.д.

В лучевых тетродах динатронный эффект устраняют путём формирования плотных потоков первичных электронов (лучей), объёмный заряд в которых создаёт потенциальный барьер, препятствующий попаданию вторичных электронов с анода на экранирующую сетку. Лучеобразование в тетроде достигается расположением экранирующей сетки в «электронной тени» управляющей сетки и путем введения в лампу дополнительных лучеобразующих пластин. Схема лучевого тетрода и распределение потенциала в нём иллюстрируется рис. 2.5.

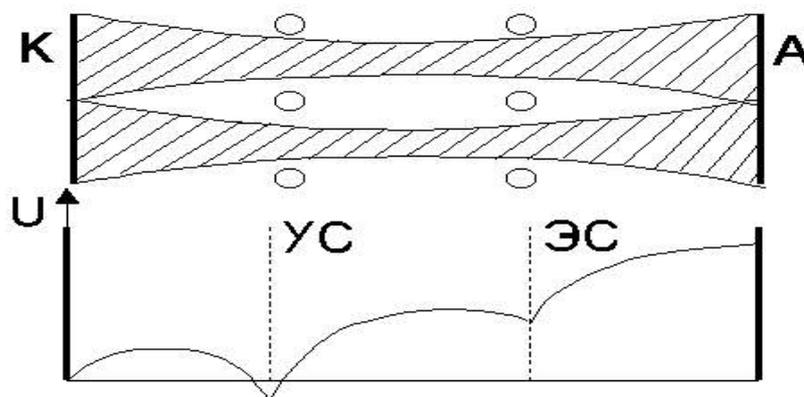


Рис. 2.5. Распределение потенциала в лучевом тетроде

В пентоде динатронный эффект устраняется путём введения между экранирующей сеткой и анодом дополнительной защитной сетки, соединённой с катодом (рис. 2.6).

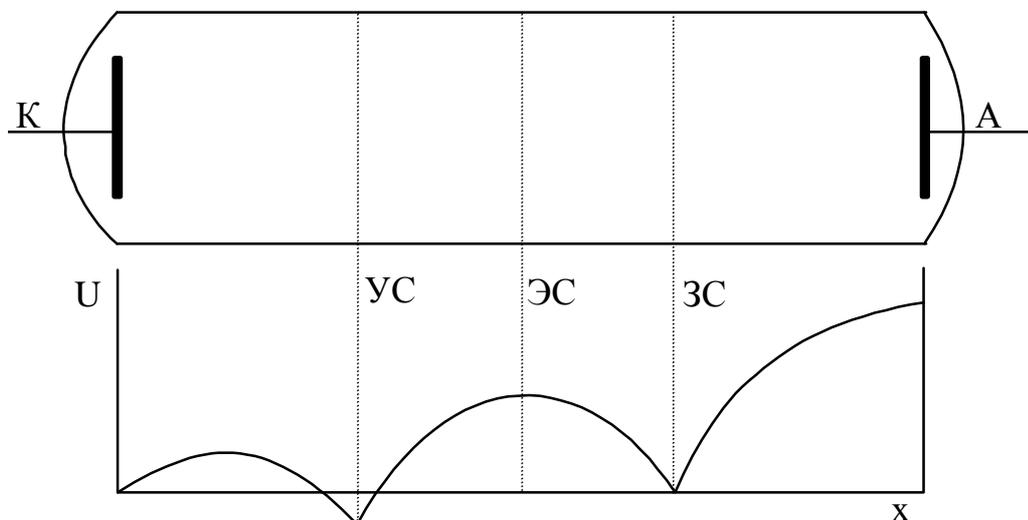


Рис.2.6. Схема пентода и распределение потенциала в нем

Примеры анодно-сеточных и анодных характеристик пентодов приведены на рис. 2.7.

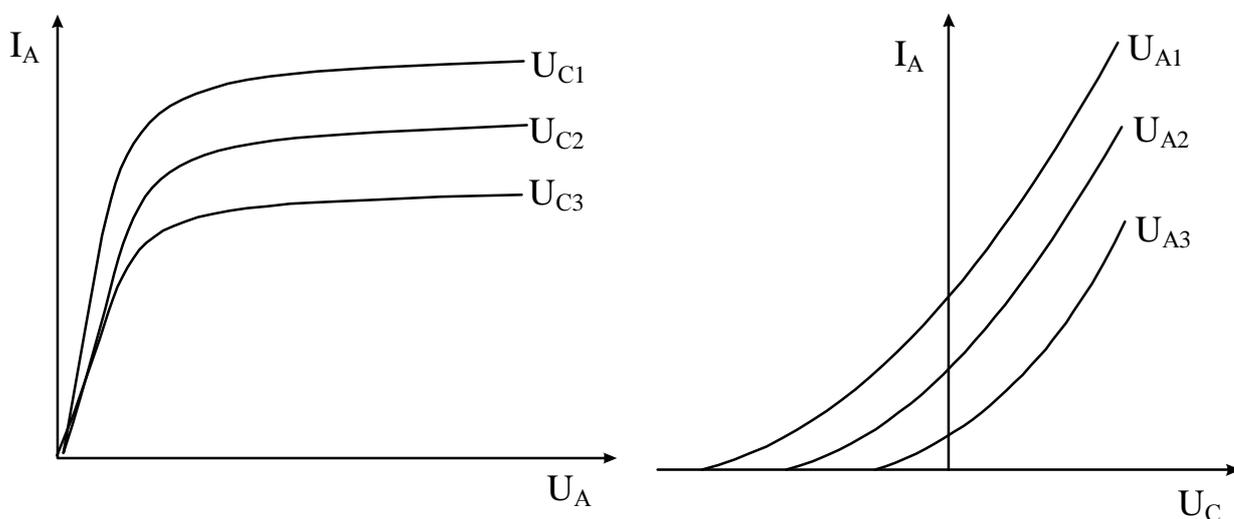


Рис. 2.7. Характеристики пентодов:

а) Анодные характеристики

б) Анодно-сеточные характеристики

Для описания движения электронов в тетрадах и пентодах так же можно использовать уравнение трёх вторых с введением действующего напряжения.

Многоэлектродные лампы характеризуются теми же параметрами, что и триоды. Крутизна лучевых тетродов составляет 3-30 мА/В, пентодов 1-70 мА/В, внутреннее сопротивление составляет от десятков КОм до единиц МОм, а коэффициент усиления пентодов достигает нескольких тысяч.

2.4. Особенности многоэлектродных ламп различного назначения

Высокочастотные пентоды с малым значением проходной ёмкости используются в усилителях высокой частоты. Лампы с удлинённой характеристикой применяются для выравнивания исходных сигналов различной амплитуды за счёт переменной крутизны анодно-сеточной характеристики, что достигается использованием управляющей сетки с переменным шагом намотки.

Многоэлектродные лампы с двойным управлением применяются для преобразования частоты сигналов. В этих лампах имеется две управляющие сетки - обычно первая и третья. К ним относятся гексоды, гептоды, триод-гептоды и другие приборы.

Миниатюрные и сверхминиатюрные лампы имеют электроды в виде стержней или штампованных рамочных узлов. Сверхминиатюрные металлокерамические лампы, обладающие повышенной надёжностью, называются нувисторами. Электрометрические лампы применяются при измерении сверхмалых токов (до 10^{-15} А) и отличаются высокими требованиями к сопротивлению изоляции.

2.5. Генераторные и модуляторные лампы

Генераторные лампы предназначены для генерации электромагнитных колебаний различных частот. В настоящее время используются мощные генераторные лампы (киловатты - сотни киловатт). Модуляторные лампы применяются для усиления низкочастотных колебаний и имеют достаточно большую мощность. В качестве мощных генераторных ламп чаще всего используют триоды, сетка которых находится под положительным потенциалом. Это соответствует "правой" анодно-сеточной характеристике прибора. Модуляторные лампы работают в мощных выходных каскадах усиления напряжения низкой частоты. Общей особенностью ламп обоих типов является большая величина рассеиваемой анодом мощности, поэтому применяются специальные меры для дополнительного охлаждения анодов (радиаторы, принудительное воздушное или водяное охлаждение).

2.6. Электровакуумные приборы диапазона сверхвысоких частот

2.6.1. Особенности движения электронов в СВЧ полях

В диапазоне сверхвысоких частот проявляется соизмеримость периода колебаний с временем пролёта электронов между электродами. Последнее обычно составляет $10^{-8} - 10^{-10}$ с, поэтому уже на частотах $10^8 - 10^9$ Гц (метровые и дециметровые волны) время пролёта оказывается равным периоду колебаний, а на сантиметровых и дециметровых волнах оно

превышает период колебаний на порядки величины. Это приводит к сдвигу фазы поля в приборе за время движения электронов между электродами. Угол сдвига фаз, называемый углом пролёта, связан с временем пролёта следующим образом:

$$\alpha_{\text{пр}} = \omega t_{\text{пр}} \quad (2.9)$$

Оценки угла пролёта могут быть сделаны исходя из выражений

$$\alpha = \omega d \cdot \sqrt{\frac{2m}{\mu_0}} \quad (2.10)$$

для электронов, движущихся в поле, и

$$\alpha = \frac{\omega d}{v_0} \quad (2.11)$$

для электронов, движущихся по инерции.

Уже на частоте 1 ГГц угол пролёта составляет несколько радиан и изменение фазы поля делает невозможным работу низкочастотных приборов в СВЧ диапазоне. Кроме того, в диапазоне сверхвысоких частот индуктивности вводов лампы и междуэлектродные ёмкости оказываются соизмеримыми с соответствующими параметрами элементов внешней цепи, что также не позволяет использовать низкочастотные приборы в цепях СВЧ.

Миниатюризация приборов и выбор рациональной конструкции лампы позволяют расширить частотный диапазон, но не решают проблему в принципиальном плане, поэтому появилась необходимость использования иных принципов усиления и генерации электромагнитных колебаний на сверхвысоких частотах, в частности полезное использование конечного времени пролёта электронов между электродами, что соответствует динамическому режиму работы прибора.

Целью любого прибора СВЧ является преобразование энергии постоянного электрического тока в энергию сверхвысокочастотных колебаний. Поток электронов, проходящий через резонансную колебательную систему, создаёт в ней наведённый ток, который, проходя через нагрузочную сопротивление, создаёт в нём падение напряжения. Последнее приводит к возникновению в зазоре поля, тормозящего электроны. В результате разность энергий электронов на входе и выходе зазора резонансной системы отдаётся внешней цепи. Таким образом, энергия передаётся во внешнюю цепь в процессе движения электронов в тормозящем электрическом поле.

Одиночный электрон или короткий электронный сгусток возбуждает в резонаторе затухающие колебания. Для компенсации потерь энергии и эффективной накачки резонатора электронные сгустки нужно подавать в резонатор периодически в фазах, совпадающих с фазой максимального тормозящего поля. То есть эффективная передача энергии требует формирования модулированного по плотности электронного потока, что достигается с помощью управляющего устройства. В СВЧ приборах

используются динамические методы управления, позволяющие оказывать группировочное воздействие на электронный поток без изменения плотности потока электронов в самом устройстве. Динамическое управление электронным потоком возможно путём предварительного периодического изменения скоростей электронов в управляющем устройстве (скоростная модуляция) с последующим преобразованием модулированного по скорости электронного потока в модулированный по плотности в пространстве между управляющим и выходным устройствами.

Рассмотрим подробнее работу отдельных типов СВЧ приборов.

2.6.2. Клистроны - приборы с динамическим управлением электронным потоком и резонансными системами

Схема двухрезонаторного клистрона приведена на рис. 2.8. При работе прибора в режиме усиления высокочастотное напряжение подаётся на первый резонатор от внешнего источника, где осуществляется модуляция электронного потока по скоростям. Преобразование скоростной модуляции в модуляцию по плотности происходит в пространстве дрейфа. При этом пространственно-временная диаграмма движения электронов выглядит следующим образом (рис. 2.9).

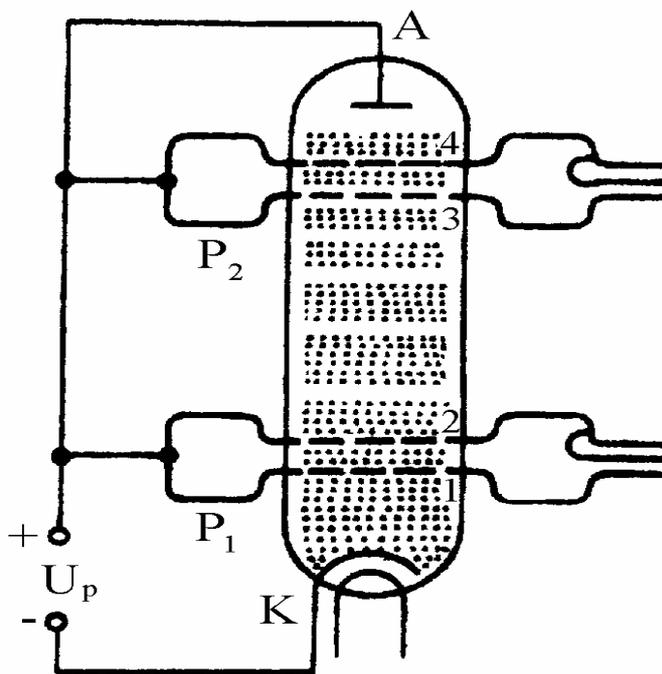


Рис. 2.8. Схема двухрезонаторного клистрона: 1 - электронный прожектор; 2 - ускоряющий электрод; 3 - петля связи между резонаторами; 4 - коллектор электронов; 5 - выходной резонатор; 6 - входной резонатор

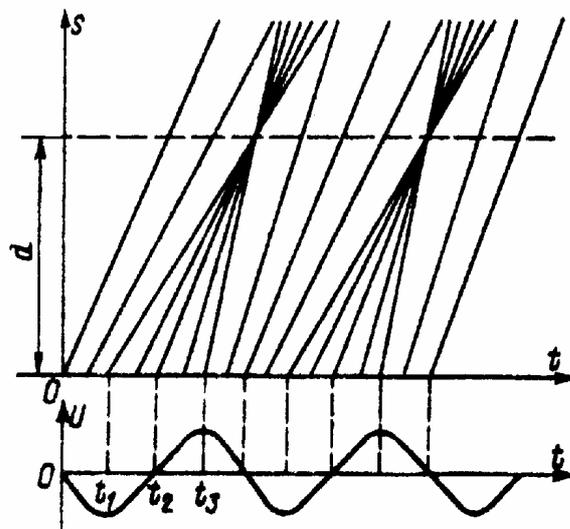


Рис. 2.9. Пространственно-временная диаграмма движения электронов в клистроне

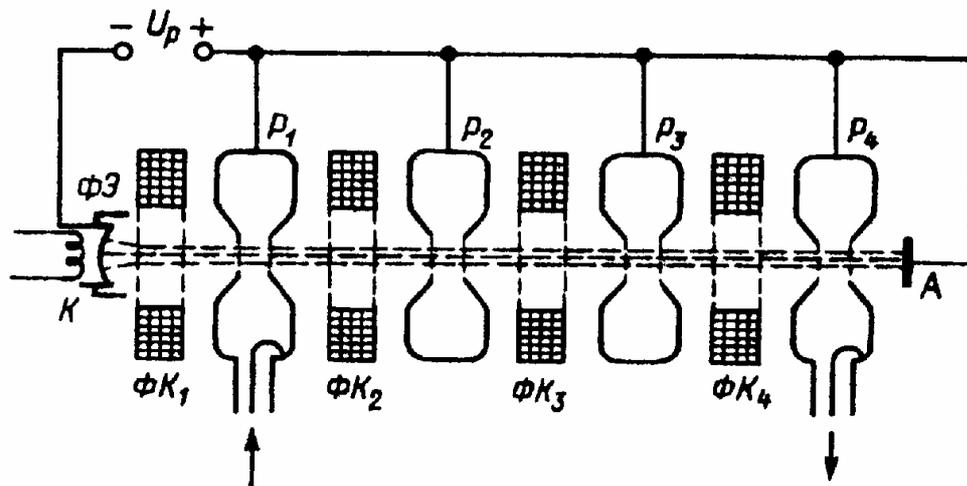


Рис. 2.10. Схема четырехрезонаторного клистрона:
К - катод; А - коллектор электронов

Отбор энергии от модулированного электронного потока осуществляется в выходном резонаторе, настроенном на одинаковую с модулирующим резонатором частоту. Режим генерации в двухрезонаторном клистроне достигается при обеспечении обратной связи между резонаторами. Для увеличения КПД клистрон может быть сделан многорезонаторным (рис. 2.10.) при этом промежуточный резонатор является выходным по отношению к первому и управляющим по отношению к выходному. КПД многорезонаторных клистронов достигает 50%, а выходная мощность в импульсном режиме может превышать 100 МВт.

Для генерирования колебаний малой мощности применяется отражательный клистрон, имеющий только один резонатор (рис. 2.11).

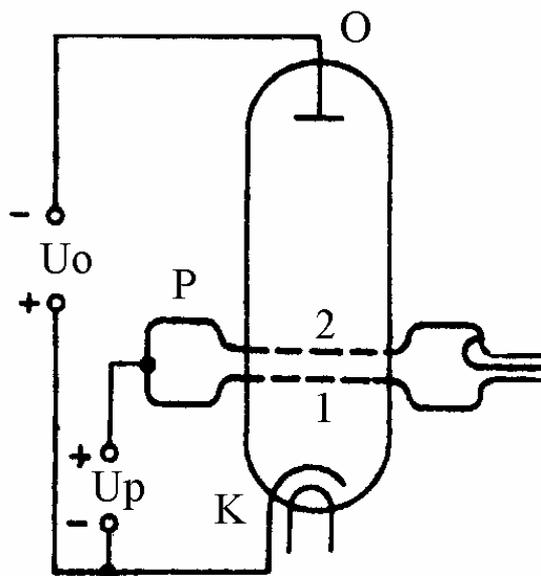


Рис. 2.11. Схема отражательного клистрона

Электронный поток проходит через резонатор дважды - в прямом направлении как через управляющий и в обратном - как через выходной. При этом электронный сгусток возвращается в резонатор в момент максимального тормозящего поля. Отражательные клистроны используются как маломощные генераторы СВЧ колебаний, их КПД обычно составляет несколько процентов.

2.6.3. Лампы бегущей и обратной волны (ЛБВ и ЛОВ)

Резонансные системы узкополосны, т.е. имеют малую полосу пропускания (до 1% от резонансной частоты). Одним из способов увеличения полосы пропускания является отказ от резонансной системы и включение зазора в согласованную с нагрузкой передающую линию. Такое согласование может быть достигнуто лишь при большом числе зазоров, причём электронные сгустки должны проходить каждый зазор в фазе максимального тормозящего поля. Это означает, что фазовая скорость волны должна быть примерно равна скорости электронов (электроны должны находиться в синхронизме с волной). Так как скорость электронов много меньше скорости света, передающая линия, соединяющая зазоры, должна обладать свойствами линии задержки. В качестве линии задержки используют замедляющие системы (спираль, гребёнка и т.д.).

Принцип действия ЛБВ (рис. 2.12) основан на длительном взаимодействии электронного потока с полем бегущей электромагнитной

волны, распространяющейся вдоль замедляющей системы. Электронный поток, сформированный электронной пушкой и фокусирующей системой, взаимодействует с продольной составляющей электромагнитного поля и модулируется по скорости.

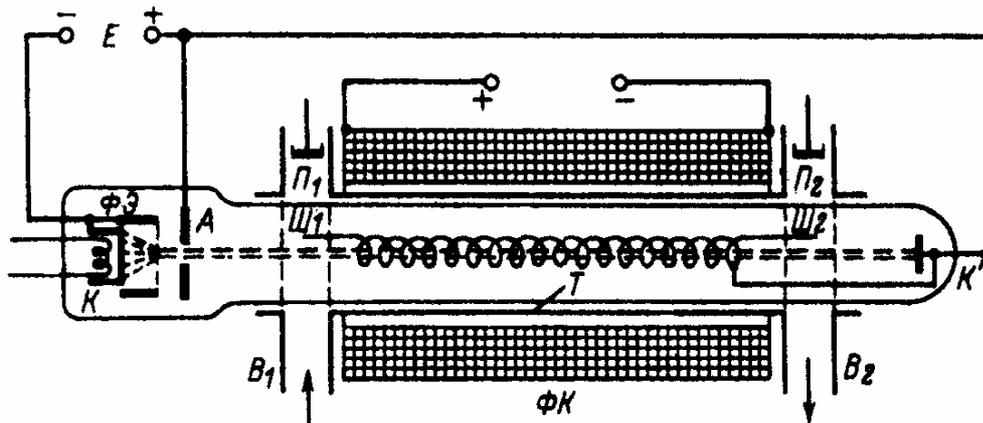


Рис. 2.12. Схема лампы бегущей волны:

1 - катод; 2 - замедляющая система; 3 - магнит; 4 - входное и выходное устройства; 5 - коллектор электронов

По мере перемещения потока скоростная модуляция трансформируется в модуляцию по плотности. При этом параметры замедляющей системы и ускоряющее напряжение подбираются так, что электронные сгустки сосредотачиваются в областях тормозящего поля и будут передавать энергию электромагнитной волне. В результате амплитуда волны по мере распространения вдоль замедляющей системы будет возрастать.

Начальное соотношение скоростей электронов и волны подбирается таким образом, чтобы за время прохождения замедляющей системы электронные сгустки не выходили из области тормозящего поля. При наличии внутренней или внешней обратной связи ЛБВ может быть использована как автогенератор.

В отличие от ЛБВ, в лампах обратной волны (рис. 2.13) используется взаимодействие электронного потока с одной из обратных гармоник волны в замедляющей системе. При этом направление фазовой и групповой скорости волны противоположны. Движение электронного потока совпадает с направлением фазовой скорости, поэтому вывод энергии располагается со стороны электронной пушки.

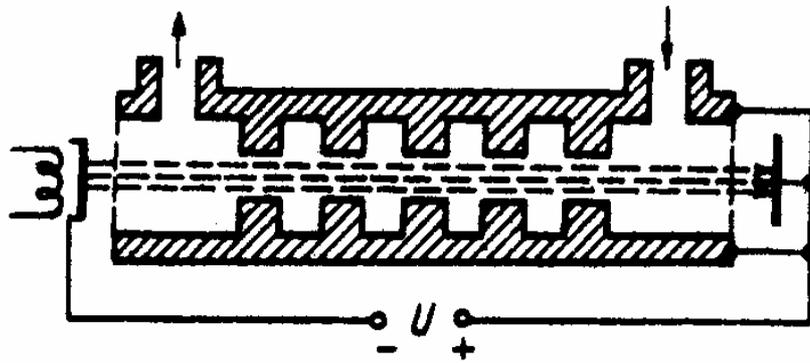


Рис. 2.13. Схема лампы обратной волны:

1 - катод; 2 - выходное устройство; 3 - замедляющая система; 4 - поглощающая вставка; 5 - коллектор электронов; 6 - магнит

Распространение энергии навстречу электронному потоку создаёт внутреннюю положительную обратную связь между ними, что способствует группированию электронов и возникновению автоколебаний.

2.6.4. Лампы со скрещенными полями

Рассмотренные выше лампы, в которых продольное магнитное поле служит лишь для фокусировки электронного пучка, относятся к приборам типа О. Магнитное поле непосредственно для осуществления усиления и генерации в этом случае не является необходимым. Использование скрещенных полей (когда высокочастотное электрическое поле перпендикулярно внешнему электростатическому или магнитному полю) существенно меняет характер движения электронов и их взаимодействие с высокочастотным полем. Поперечное электростатическое поле используется в лампах типа Е, поперечное магнитное поле - в лампах типа М. Большое распространение получили лампы типа М.

2.6.5. Усилитель на ЛБВ типа М

Рассмотрим работу ЛБВ типа М (рис. 2.14, 2.15). Электроны, эмитированные катодом 3, под действием электрического поля 1 и внешнего магнитного поля В, перпендикулярного плоскости чертежа, двигаются по циклоиде и на вершине первой петли вводятся в пространство взаимодействия, образованное замедляющей системой 6 и основанием (ложным катодом) 4. Относительно катода основание находится под нулевым или отрицательным потенциалом, а замедляющая система 6 и коллектор 2 - под положительным. При отсутствии высокочастотного поля в пространстве взаимодействия электроны образуют почти прямолинейный

плоский пучок 5, попадающий на коллектор. Если на вход подаётся высокочастотный сигнал и в замедляющей системе возбуждается волна, синхронизованная с пучком, то пучок отдаёт энергию ВЧ полю и амплитуда волны возрастает. Так как при этом скорость электронов уменьшается, возрастает радиус R , отвечающий их движению по циклоиде и часть электронов оседает на замедляющей системе.

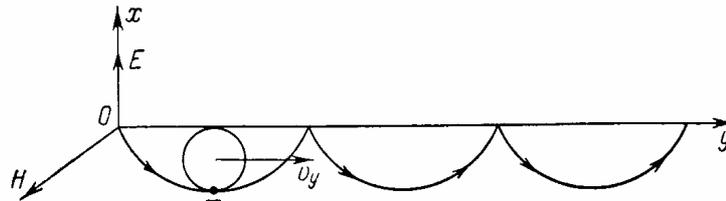


Рис. 2.14. Траектории движения электронов в приборах с поперечным магнитным полем

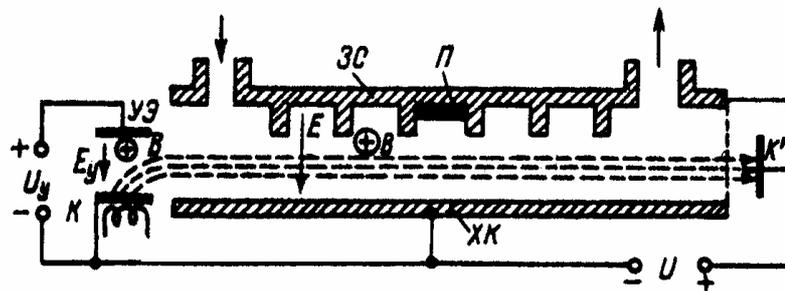


Рис. 2.15. Схема лампы бегущей волны типа М :

1 - ускоряющий электрод; 2 - коллектор электронов; 3 - катод; 4 - основание (ложный катод); 5 - электронный пучок; 6 - замедляющая система

Высокочастотное поле в пространстве взаимодействия имеет как продольную, так и поперечную составляющие. Электроны, попадающие в область ускоряющего поля бегущей волны, увеличивают свою энергию. Связанное с этим уменьшение радиуса их движения по циклоиде приводит к попаданию электронов на основание и уходу из пространства взаимодействия. В то же время электроны, оказавшиеся в "правильной фазе" с полем бегущей волны, т.е. - в области задерживающего потенциала, отдавая энергию полю, постепенно приближаются к замедляющей системе. Скорость их движения вдоль замедляющей системы при этом меняется, так как высокочастотному полю передаётся потенциальная энергия электронов, определяемая положением в электростатическом поперечном поле. Поэтому сохраняется синхронизм движения этих электронов и волны. Поскольку электроны, приближающиеся к замедляющей системе, попадают в более сильное поле, чем удаляющиеся от неё, в целом пучок отдаёт полю больше энергии, чем отбирает от него.

2.6.6. Генератор на ЛОВ типа М замкнутой конструкции (карсиноотрон)

Свернув в кольцо замедляющую систему плоской ЛБВ типа М, мы получим лампу замкнутой конструкции. При этом сама замедляющая система остаётся разомкнутой. Изменение же формы лампы позволяет, прежде всего, уменьшить её линейные размеры. Процессы в такой лампе практически не отличаются от описанных выше. В конструкции изображённой на рис. 2.16, используется взаимодействие электронного потока (в общем случае электроны движутся по эпициклоидам) с одной из обратных гармоник бегущей волны, распространяющейся в кольцеобразной замкнутой системе. Как и ЛОВ типа О, лампа обратной волны типа М используется преимущественно в качестве генератора.

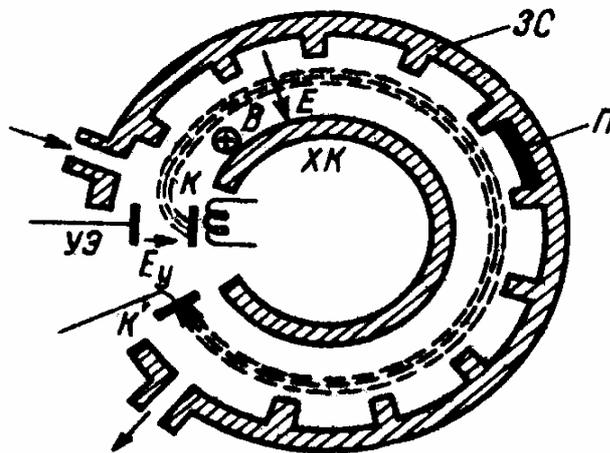


Рис. 2.16. Лампа обратной волны типа М замкнутой конструкции (карсиноотрон):

1 - анод; 2 - коллектор; 3 - катод; 4 - основание (ложный катод); 5 - электронный поток; 6 - замедляющая система; 7 - корпус

2.6.7. Магнетроны

Если замедляющую систему ЛБВ типа М не только свернуть в кольцо, но и замкнуть на себя, её свойства существенно изменятся. В ограниченном со всех сторон объёме возможно существование стоячей волны только при определённых дискретных значениях частоты. Система становится резонансной и узкополосной. Её можно рассматривать как набор связанных между собой резонаторов. Схемы таких колебательных систем изображены на рис. 2.17. Они различаются формой и числом отдельных резонаторов, расположенных в общем блоке.

Колебательные системы, изображённые на рис. 2.17, используются в широко распространённых приборах сверхвысоких частот - многорезонаторных магнетронах (рис. 2.18).

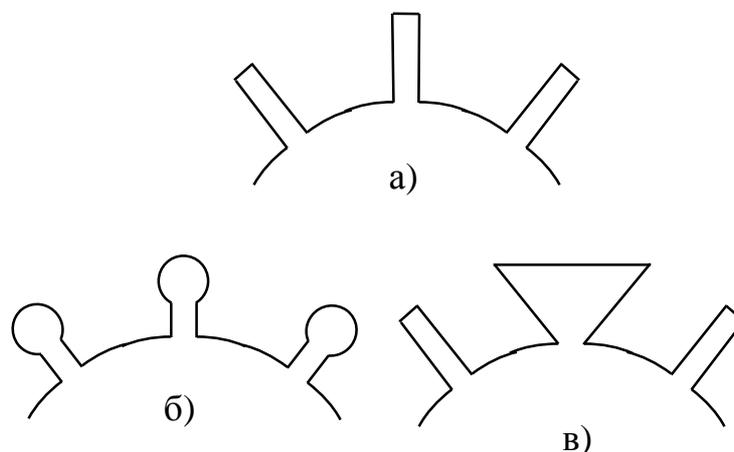


Рис. 2.17. Типы колебательных систем магнетрона

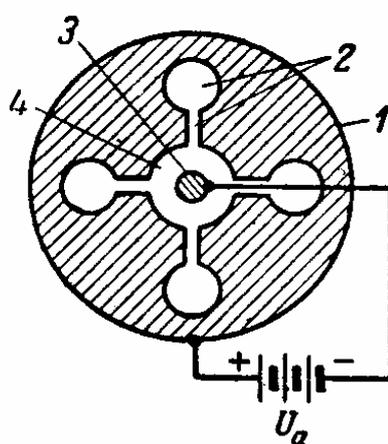


Рис. 2.18. Схема многорезонаторного магнетрона:
1 - анод; 2 - резонаторы; 3 - катод; 4 - петля связи

Многорезонаторный магнетрон образован анодным блоком, представляющим собой замкнутую замедляющую систему, и коаксиальным анодному блоку катодом. Статическое магнитное поле, создаваемое специальным магнитом (или электромагнитом), направлено вдоль оси прибора перпендикулярно радиальному статическому электрическому полю. Таким образом, магнетрон относится к приборам типа М, работающим в скрещенных электрическом и магнитном полях.

2.6.8. Статический режим работы магнетрона

Рассмотрим работу магнетрона при отсутствии высокочастотного поля в пространстве взаимодействия. Анодный блок будем считать гладким цилиндром. Зафиксируем анодное напряжение U_0 и будем менять магнитную индукцию B (рис. 2.19). Рост магнитного поля приводит к возрастающему искривлению траектории электронов. При $B = B_{кр}$ радиус кривизны траекторий электронов становится равным разности радиусов анодного

блока и катода. Электроны перестают достигать анода. Происходит "отсечка" анодного тока. В реальных магнетронах анодный ток в области $B \sim B_{кр}$ изменяется очень резко, но не скачкообразно вследствие начального разброса скоростей электронов и несовершенства изготовления системы.

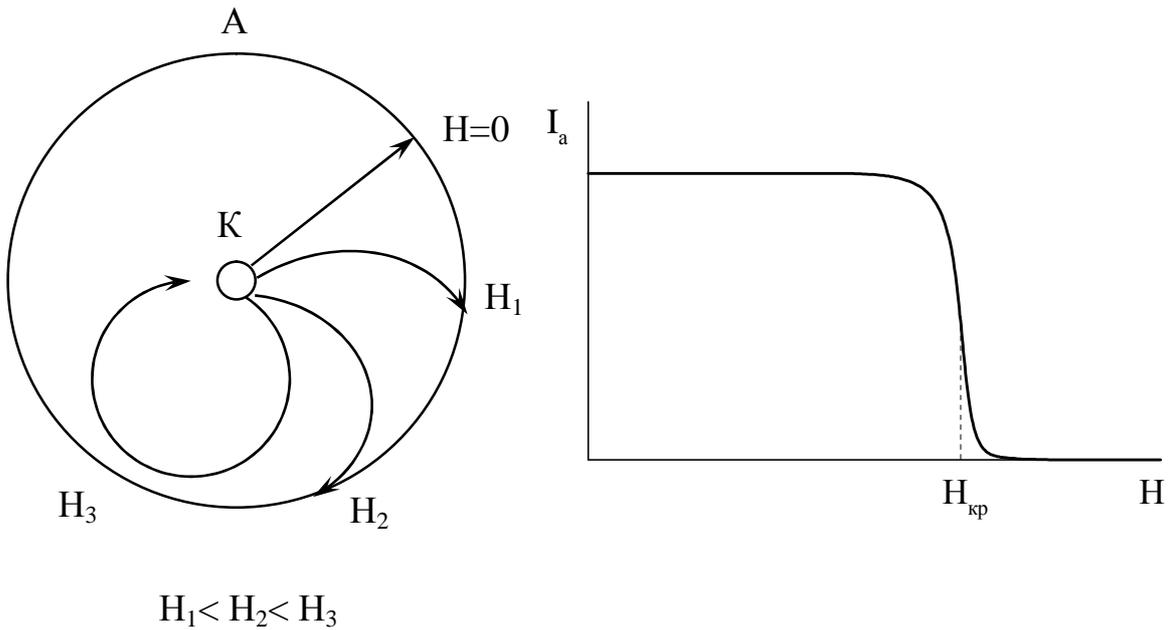


Рис. 2.19. Траектории движения электронов при различных напряжённостях магнитного поля и зависимость анодного тока от напряженности магнитного поля

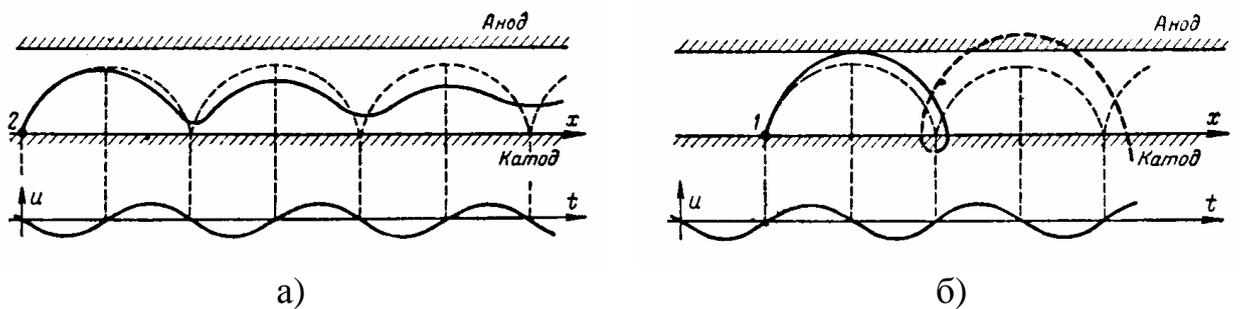


Рис. 2.20. Траектории движения электронов в пролётном пространстве магнетрона при наличии СВЧ-поля:
а) электрон приобретает энергию от поля; б) электрон передает энергию полю

2.6.9. Динамический режим работы магнетрона.

Пусть в пространстве взаимодействия между катодом и анодным блоком возбуждено высокочастотное поле. Определим условие синхронизма между электронным потоком и полем колебательной системы. За время t_0 прохождения волны между соседними резонаторами фаза колебаний изменится на τ_0 . Если общее число резонаторов N , а номер колебания n , можно записать:

$$t_0 = \frac{\tau_0}{2\pi} \cdot T_n \quad (2.12)$$

где $T_n = 1/f_n$ - период колебания.

Положим, что средняя длина окружности пространства взаимодействия равна $l = \pi(r_a - r_k)$. Отсюда получаем фазовую скорость волны:

$$V_\phi = \frac{l}{N \cdot \tau_0} = \frac{\pi \cdot (r_a - r_k)}{n} \cdot f_n \quad (2.13)$$

Электрон, попадающий в скрещенное электрическое (E_0) и магнитное поле (B) со скоростью $V = E_0/B$, в плоской системе движется прямолинейно. В случае коаксиальной системы соответствующей траекторией электрона будет окружность. Таким образом, определив среднюю скорость электрона в виде:

$$V_e = \frac{E_v}{B} \approx \frac{U_0}{B(r_a - r_k)} \quad (2.14)$$

получим следующее условие синхронизма электронного потока и волны

$$V_e = V_\phi = \frac{U_0}{B(r_a - r_k)} = \frac{\pi(r_a - r_k)}{n} \cdot f_n \quad (2.15)$$

$$\frac{U_0}{B} = \frac{\pi(r_a - r_k)^2}{n} \cdot f_n$$

Пусть режим работы магнетрона выбран так, чтобы обеспечить синхронизм электронного потока с волной при противофазном типе колебаний. Характер высокочастотного электрического поля для этого типа колебаний показан на рис. 2.20. Электрическое поле в пространстве взаимодействия имеет как азимутальную E_ϕ , так и радиальную составляющие (E_r). Их воздействие на электронный поток, движущийся по окружности пространства взаимодействия, способствует образованию сгустков, обеспечивающих нужное взаимодействие электронного потока с волной. Электроны группируются в сгустки в результате двух процессов: первоначальной сортировки электронов на первой петле эпициклоиды и фокусировки сгустков.

Если ускоренный статическим полем E_0 электрон на вершине эпициклоиды попадает в ускоряющее азимутальное поле, он, получая

добавочную энергию, возвращается к катоду и отдает ему свою приобретенную в высокочастотном поле энергию. Таким образом, электроны "неправильной фазы" автоматически удаляются из пространства взаимодействия (траектория Т, на рис. 2.20).

Электроны "правильной" фазы, попадающие в тормозящее азимутальное высокочастотное поле, отдают ему часть своей энергии в процессе движения по первой петле эпициклоиды. Скорость электрона уменьшается и он не доходит до катода (траектория T_2 рис. 2.20). При выполнении условия синхронизма электроны и далее описывают петли эпициклоиды, всё более удаляясь от катода. Средняя азимутальная скорость электрона при взаимодействии с высокочастотным полем остаётся постоянной. Полю передаётся только потенциальная энергия электрона за счёт постепенного его смещения в сторону анода. Первоначальная сортировка электронного потока под действием азимутальной составляющей поля приводит к тому, что в пространстве взаимодействия остаются только электроны "правильной" фазы, способные отдавать энергию полю. Бомбардировка катода электронами "неправильной" фазы вызывает вторичную электронную эмиссию и дополнительный разогрев катода. Образующиеся в пространстве взаимодействия электронные сгустки дополнительно фокусируются в азимутальном направлении под действием радиальной составляющей высокочастотного поля. В плоскости А (рис. 2.20) существует наиболее сильное азимутальное поле. Радиальная составляющая поля в этой плоскости равна нулю, так что азимутальная скорость электронов равна $V = E_0 / B$. Электроны, находящиеся сзади плоскости А, испытывают добавочное ускоряющее действие радиальной составляющей высокочастотного поля. Их скорость возрастает и они догоняют электроны, находящиеся в плоскости А. Аналогично, электроны, находящиеся впереди плоскости А, тормозятся радиальным полем и также сближаются с электронами плоскости А.

В результате фокусировки электронные сгустки принимают форму "спиц", вращающихся синхронно с рабочей гармоникой волны (рис. 2.21.).

Число "спиц" определяется видом колебаний. Их взаимодействие с бегущей волной приводит к возрастанию амплитуды волны. Наличие сильной обратной связи в замкнутой колебательной системе приводит к установлению в магнетроне режима автоколебаний.

Первоначальные слабые переменные электромагнитные поля возникают в колебательной системе магнетрона вследствие флуктуационных движений электронов. Вывод энергии при установившемся режиме автоколебаний производится петлёй связи, расположенной в одном из резонаторов.

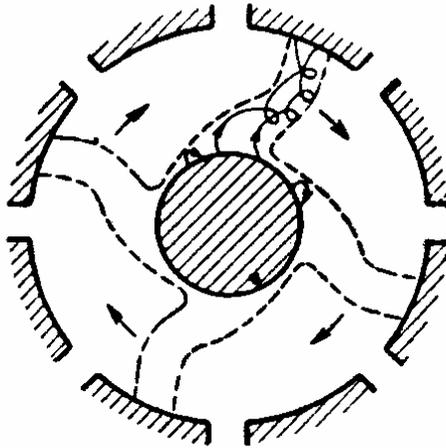


Рис. 2.21. Формирование сгустков электронов (электронных спиц) в пролетном пространстве магнетрона

В магнетронах, как и во всех приборах типа М, высокочастотному полю отдаётся потенциальная, а не кинетическая энергия электронов (в отличие от приборов типа О). Так как потенциальная энергия, определяемая величиной статического электрического поля, может быть сделана много большей кинетической энергии электронов, необходимой для выполнения условия синхронизма, в приборах типа М достигается высокий КПД.

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте понятие объёмного заряда и рассмотрите его влияние на распределение потенциала в диоде с плоскими электродами.
2. Какими параметрами характеризуются электронные лампы и как их можно определить?
3. Какова роль сеток в триоде, тетроде и пентоде?
4. Что такое динаatronный эффект и как он устраняется?
5. Рассмотрите распределение потенциала и роль сеток в тетроде.
6. Как достигается устранение динаatronного эффекта лучевом тетроде?
7. Рассмотрите распределение потенциала и роль сеток в пентоде.
8. В чём преимущества пентода по сравнению с триодом?
9. Проведите анализ вольт-амперных характеристик вакуумных приёмно-усилительных ламп.
10. Чем ограничивается возможность использования низкочастотных ламп в диапазоне СВЧ?
11. Сформулируйте принципы динамического управления электронным потоком.
12. Рассмотрите принципы работы клистронов, ламп бегущей и обратной волны, магнетронов.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ И САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ

1. Вольфрамовый катод длиной 5 см и диаметром 0,16 мм имеет ток насыщения 15 мА. Какова его температура?
2. Какой металл – торий или вольфрам – способен дать большую плотность тока термоэмиссии?
3. Имеется металлическая нить диаметром 165 мкм и длиной 65 мм. При температуре 1900 К она дает эмиссионный ток 445 мкА, а при температуре 2100 К – 6,7 мА. Вычислите эмиссионные постоянные материала нити.
4. Оценить величину плотности термоэлектронного тока сурьмяно-цезиевого фотокатода при комнатной температуре. Во сколько раз понизится ток, если фотокатод охладить до 250 К.
5. Вольфрамовый катод длиной 3 см и диаметром 0,2 см работает при температуре 2700 К. При помещении катода внутрь цилиндрического анода диаметром 0,5 см эмиссионный ток возрастает до 0,1 А. Определить величину анодного напряжения.
6. Эмиссия катода, работающего при 2100 К, через некоторое время снижается на 10%. До какой величины нужно повысить напряженность электрического поля у катода для достижения первоначального уровня эмиссии, если исходное поле составляет 10^4 В/м?
7. Фоточувствительная поверхность имеет работу выхода 5 эВ. Какова граничная частота фотоэффекта? Какова энергия покидающих катод электронов, если поверхность облучается светом с длиной волны 220 нм?
8. Вычислить максимальную длину волны, которая может вызвать фотоэффект с вольфрама и бария. Какую работу выхода должен иметь металл, который давал бы фотоэмиссию при облучении светом с $\lambda = 400$ нм?
9. Излучение натриевой лампы ($\lambda=589$ нм) мощностью 100 Вт попадает на фотокатод, удаленный на расстояние от лампы 1 м. Определить плотность фототока, если квантовый выход равен 3%.
10. Чувствительность фотокатода 13 каскадного электронного умножителя составляет 50 мкА/Лм, а результирующая чувствительность прибора равна 10^4 А/Лм. Каково значение σ для каждого каскада?
11. При какой величине напряженности электрического поля будет иметь автоэлектронная эмиссия с тория?
12. В цилиндрической системе электродов катод имеет диаметр 10^{-2} см, а анод 1 см. Катод покрыт толстой пленкой бария. На сколько сместится красная граница фотоэффекта, если к аноду приложить напряжение 2500 В?
13. Какова толщина алюминиевой фольги, которую может прострелить электрон с энергией 20 кэВ? Какую энергию будет иметь такой электрон после прохождения через фольгу толщиной $5 \cdot 10^{-6}$ м?
14. Какова плотность тока с вольфрамового острья, к которому приложено поле $3 \cdot 10^9$ В/м? Чему равен ток, если площадь острья 10^{-12} м².

15. Анодное напряжение в неалюминированном кинескопе составляет 12 кВ, а в алюминированном 20 кВ. Найти толщину алюминиевой фольги, если энергия электронов, падающих на экран, в обоих случаях составляет 12 кэВ.

16. Рассчитать анодный ток в коаксиальном диоде $r_0=1$ см, $r_k=10^{-2}$ см, $l=10$ см, $U_a=150$ В.

17. Плоский диод имеет расстояние сетка - анод 0,1 см. Рассчитать плотность анодного тока при напряжениях при аноде 100 В и на сетке - 2 В, если коэффициент усиления триода равен 20.

18. Рассчитать действующее напряжение в триоде если $U_a = 120$ В, $U_c = -3$ В, $\mu = 25$.

19. Плоский диод имеет электроды в форме дисков диаметром 0,8 см. Каким должно быть межэлектродное расстояние, чтобы при анодном напряжении 100 В ток составлял 100 мА?

20. Пусть в этом же диоде работа выхода электронов составляет 1,8 эВ, $A=10^4$ А/м²К² и $T=1600$ К. Будет ли диод работать в режиме пространственного заряда, если расстояние между электродами 1 см, а анодное напряжение 100 В?

21. Имеется цилиндрический диод: $l = 6$ см, $r_a = 0,5$ см, $r_k = 0,01$ см. Какой должна быть температура, чтобы диод работал в режиме насыщения при анодном напряжении 120 В ($\phi = 1$ эВ, $A=10^3$ А/см²К²).

22. Определить число электронов, попадающих за 1 с на анод при напряжении 29 В, если мощность потерь на аноде 2,9 Вт.

23. Определить изменение напряжения на аноде, необходимое для изменения тока с 66 до 100 мА. Среднее значение крутизны характеристики составляет 8,5 мА/В.

24. Вычислить крутизну характеристики и внутреннее сопротивление триода, в котором анодный ток составляет 5 мА при напряжениях на сетке и аноде -2 и +200 В.

25. В триоде расстояние между катодом и сеткой составляет $5 \cdot 10^{-4}$ м плотность тока равна 200 А/м² при напряжении на сетке -3 В и напряжении анода +200 В. Определить коэффициент усиления триода (электроды плоско параллельны).

26. Сформулируйте условия существования объёмного заряда в электронной лампе с термокатодом.

27. Рассчитать время пролёта электронов в диоде с расстоянием между электродами 1 см и напряжением на аноде 100 В. При какой частоте время пролёта будет равно периоду колебаний.

28. Для условий предыдущей задачи рассчитать и построить зависимость угла пролёта электронов от частоты электромагнитных колебаний. Проанализировать полученные данные.

Глава 3. ЭЛЕКТРОННАЯ ОПТИКА. ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ПРИБОРЫ.

Под геометрической электронной оптикой понимают описание движения электронов в электрических и магнитных полях в случаях, когда взаимодействием электронов можно пренебречь и когда практически еще не проявляются их волновые свойства, т.е. электрон можно рассматривать как материальную частицу. Кроме того, ограничимся рассмотрением нерелятивистской электронной оптики, когда массу электрона можно считать постоянной и равной массе покоя. И в большинстве случаев будем полагать, что электроны движутся в практически неизменных во времени полях. Между закономерностями движения заряженных частиц в электрических и магнитных полях и законами движения световых лучей в оптических средах имеется весьма глубокая аналогия.

Как известно, в основе геометрической оптики лежат следующие три положения:

1. Прямолинейность распространения светового луча в среде с постоянным показателем преломления.
2. Закон преломления - если световой луч падает на границу раздела двух сред с разными показателями преломления, то отношение синусов углов падения и преломления равно отношению показателей преломления.
3. Закон отражения - угол падения луча на границе двух сред равен углу его отражения.

Эти положения вытекают из принципа Ферма, или принципа наименьшего времени, согласно которому при распространении луча между двумя точками луч пойдет по той траектории, для прохождения которой требуется наименьшее время:

$$\int_e^A dt = \int_B^A \frac{dS}{v} = \frac{1}{c} \int_B^A n \cdot dS = \min \quad (3.1)$$

где c/v - показатель преломления.

С другой стороны, из механики известен принцип наименьшего действия, гласящий, что в потенциальном поле материальная частица, движущаяся между двумя точками, будет двигаться по той траектории, вдоль которой совершаемое действие будет минимальным. Математически это можно записать следующим образом:

$$\int_e^A \frac{mv^2}{2} dt = \int_B^A \frac{m \cdot v \cdot dS}{2} \frac{c}{c} = \frac{m \cdot c}{2} \int_B^A n \cdot dS = \min \quad (3.2)$$

Величина v/c может быть названа электронно - оптическим показателем преломления n . Отсюда очевидно, что законы движения светового луча в оптической среде и движение электронов в силовом поле одинаковы.

Скорость электрона пропорциональна корню квадратному из потенциала, а так как при движении частицы важно отношение показателей

преломления, а не их абсолютная величина, то можно считать, что в электрическом поле показатель преломления будет равен корню из потенциала.

Из принципа наименьшего действия вытекают закономерности, полностью аналогичные сформулированным выше трем положениям световой оптики. Таким образом, при рассмотрении движения электронных пучков можно пользоваться методами световой оптики, в частности представить себе поля, которые по отношению к электронным пучкам играли бы роль линз и давали возможность получения изображения в электронных лучах.

Можно показать, что в случае наличия магнитного поля показатель преломления может быть представлен в виде:

$$n = \sqrt{U - (AS)^2} / 2m \quad (3.3)$$

где A - векторный потенциал магнитного поля. S - единичный вектор, направленный по касательной к траектории электрона.

Т.е. по отношению к электронным пучкам магнитное поле представляет собой анизотропную среду, в которой величина показателя преломления зависит не только от координаты частицы, но и от направления ее движения.

Наряду с глубокой аналогией между электронной и световой оптикой имеются существенные различия:

1. Отдельные лучи в световом пучке независимы, в то время как электроны всегда взаимодействуют между собой. Это взаимодействие может быть небольшим, но принципиально оно всегда существует.

2. В световой оптике показатель преломления меняется скачком на границе раздела сред, а в электронной оптике показатель преломления меняется непрерывно.

3. В электронной оптике, в отличие от световой, форма преломляющих поверхностей не может быть произвольной.

4. Диапазон изменения показателя преломления в электронной оптике безграничен, а в световой - порядка нескольких единиц.

5. Энергия электронов в электронных линзах может изменяться, в то время как энергия квантов света остается неизменной.

6. Скорость электрона прямопропорциональна электронно-оптическому показателю преломления, а скорость света обратно пропорциональна показателю преломления n .

3.1 Электронные линзы

В принципе любое аксиально-симметричное электрическое или магнитное поле является электронной линзой. В случае электрических полей такие линзы образуются комбинацией электродов, имеющих общую ось симметрии. В случае же магнитных полей для этого применяются катушки,

обтекаемые током, чаще всего оснащаемые магнитопроводами, имеющую осевую симметрию.

Конфигурация элементов, образующих электронно-оптические системы аксиально-симметричного типа, может быть весьма разнообразной, но среди них можно выделить типичные и наиболее часто встречающиеся, которые и будут рассмотрены далее. Наряду с аксиально-симметричными используются в ряде случаев поля, и не обладающие осевой симметрией (цилиндрические, квадрупольные, периодические фокусирующие системы), однако подробное их рассмотрение выходит за рамки данного курса.

3.2. Электростатические линзы

На электрон, находящийся в электрическом поле действует сила $F = eE$. Электрон, попадающий в поле в направлении его силовых линий, движется прямолинейно, если же вектор скорости электрона и силовые линии поля образуют некоторый угол, то траекторией движения электрона является парабола. Таким образом, уже в однородном электрическом поле происходит преобразование электронного потока с хаотическим угловым распределением в параллельный поток электронов (рис. 3.1).

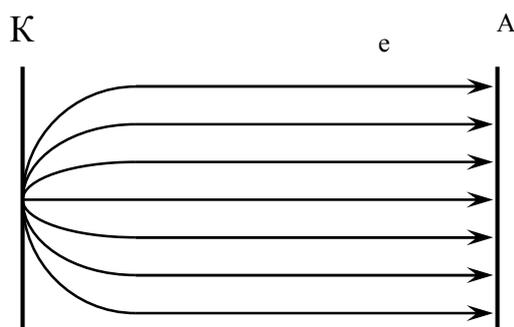


Рис.3.1. Преобразование электронного пучка в однородном электрическом поле.

3.2.1. Диафрагма с круглым отверстием.

Простейшей электронной линзой является диафрагма с круглым отверстием радиусом R , помещенная между плоскопараллельными электродами с потенциалами U_1 и U_2 . Если R значительно меньше d_1 и d_2 (расстояние между плоскостями и диафрагмой), то вдали от диафрагмы поле будет однородным и его напряженность определится потенциалами соответствующих электродов и расстоянием между ними.

В некоторой же области вдоль оси z будет иметь место провисание эквипотенциальных линий из области с большей напряженностью поля в

область с меньшей напряженностью. Это соответствует образованию в области диафрагмы электронной линзы.

При этом возможны два случая фокусировки (рис. 3.2):

В первом случае напряженность поля E_1 в пространстве слева от диафрагмы меньше, чем величина напряженности поля E_2 справа от нее. Такая электронная линза является собирающей. Во втором случае напряженность поля уменьшается при переходе через диафрагму, что соответствует рассеивающей линзе.

Фокусное расстояние диафрагмы может быть найдено из выражения

$$f = \frac{4U_d}{E_2 - E_1} \quad (3.4)$$

Следует отметить, что однородные поля, примыкающие к линзе-диафрагме, в какой-то степени расфокусируют пучки и создают трудности для получения четкого изображения. Поэтому как самостоятельные элементы электронно-оптических систем диафрагмы применяются редко и используются главным образом лишь как составные части более сложных устройств.

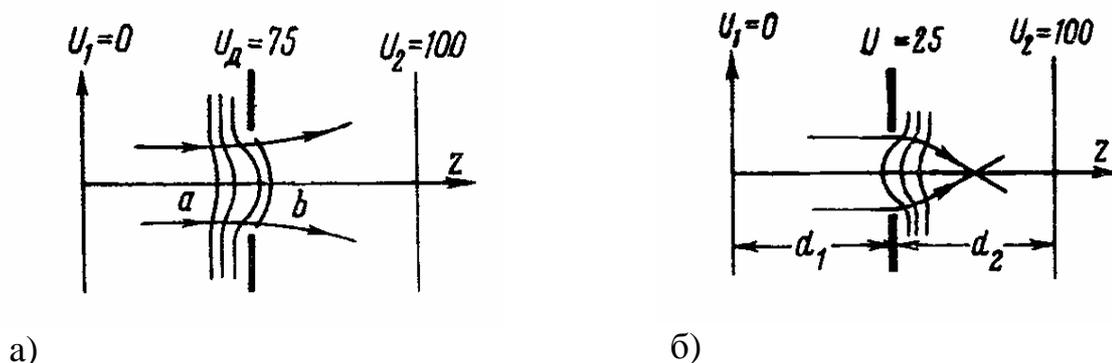


Рис. 3.2. Диафрагма с круглым отверстием:
а) собирающая; б) рассеивающая

3.2.2. Иммерсионная линза

Иммерсионной электронной линзой называется линза, у которой электронно-оптические показатели преломления, а, следовательно, и потенциалы справа и слева от линзы постоянны, но не равны (рис. 3.3). Такая линза может быть образована двумя диафрагмами с разными потенциалами, комбинацией цилиндра и диафрагмы, двух цилиндров и т.д. Во всех случаях между электродами, образующими линзу и имеющими различные потенциалы U_1 и U_2 создается аксиально-симметричное поле, являющееся электронной линзой. Можно отметить следующие свойства иммерсионных линз. Во первых, такие линзы являются всегда собирающими. Во вторых,

они несимметричны, т.е. их фокусные расстояния f_1 и f_2 не равны и относятся как

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{U_1}} \quad (3.5)$$

Кроме того, иммерсионная линза, создавая изображение, изменяет энергию электронного пучка.

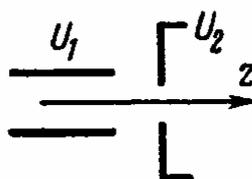


Рис. 3.3. Схема иммерсионной линзы

На практике применяются, как правило, толстые иммерсионные линзы. (Отметим, что толстой называется линза, в которой протяженность действия электрического поля больше фокусного расстояния; противоположный случай соответствует тонкой линзе.)

С оптической точки зрения поле линзы состоит из двух частей - собирающей и рассеивающей, взаимное положение их определяется величинами соответствующих потенциалов. Результирующее собирающее действие иммерсионной линзы качественно вытекает из того факта, что в любом случае электроны проходят собирающую область поля линзы с меньшими скоростями, чем рассеивающую.

3.2.3. Одиночная линза

Под одиночной линзой в электронной оптике понимается область аксиально-симметричного поля, у которого электронно-оптические показатели преломления, а следовательно, и потенциалы справа и слева от линзы постоянны и равны между собой. Одиночная линза может быть образована различными комбинациями из трех коаксиальных цилиндров (диафрагм). Некоторые примеры одиночных линз изображены на рис. 3.4.

Одиночная линза, также как и иммерсионная, всегда является собирающей. Кроме того, она симметрична, т.е. $f_1 = f_2$. Одиночная линза формирует изображение, не изменяя энергии электронного луча. Общее собирающее действие одиночной линзы объясняется тем, что, как и в случае иммерсионной линзы, электроны проходят собирающую область поля с меньшими скоростями, чем рассеивающую. На рис. 3.5 приведена зависимость оптической силы линзы от отношения потенциалов среднего и крайнего электродов при постоянной величине U_1 .

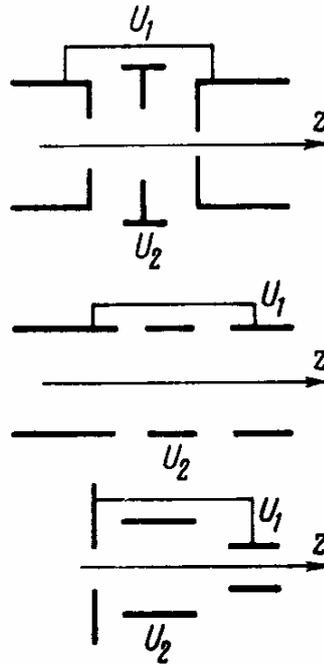


Рис.3.4. Примеры одиночных линз

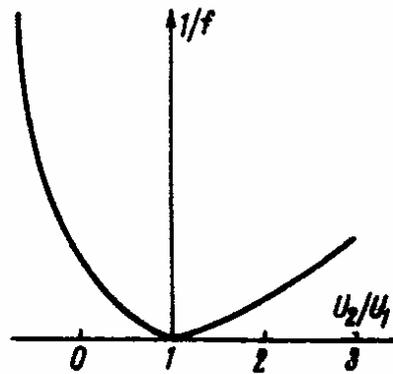


Рис. 3.5. Зависимость оптической силы линзы от отношения потенциалов среднего и крайнего электродов.

Видно, что оптическая сила линзы растет гораздо быстрее в случае, когда $U_2 < U_1$, поэтому одиночные линзы, как правило, используются в этом режиме. При постоянной величине U_2/U_1 оптическая сила одиночной линзы зависит, главным образом, от расстояния между электродами и диаметра отверстия в среднем электроде, увеличиваясь с их уменьшением. Одиночные линзы, обычно толстые, находят широкое применение в электроннолучевых приборах. Так, например, в электронных микроскопах при разности потенциалов на электродах порядка нескольких киловольт можно получить линзы с фокусным расстоянием порядка нескольких миллиметров.

3.2.4. Иммерсионный объектив

Под иммерсионным объективом или катодной линзой понимают комбинацию электронной линзы с источником электронов - катодом. Если перед катодом поместить диафрагму и подать на нее положительный потенциал, то получится простейший иммерсионный объектив, обладающий рассеивающим действием. Если необходимо сфокусировать электронный поток, то диафрагма, называемая модулятором, имеет небольшой отрицательный потенциал относительно катода (рис. 3.6).

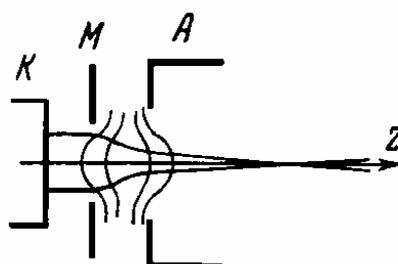


Рис. 3.6. Иммерсионный объектив.

В такой системе поле в области модулятора-диафрагмы будет обладать собирающим действием, а в области анода - рассеивающим. Однако общее действие такого объектива будет собирающим, так как в первой области скорость электронов, испускаемых катодом, значительно меньше скоростей, набираемых ими в поле линзы при подходе к рассеивающей области. Оптическую силу иммерсионного объектива можно менять, изменяя соотношение потенциалов образующих его электродов. При этом оптическая сила будет расти с ростом отношения анодного напряжения к напряжению на модуляторе (по абсолютным величинам) и с уменьшением расстояния между этими электродами. Иммерсионный объектив может быть также использован для управления величиной тока пучка электронов. Иммерсионный объектив является неотъемлемой и важнейшей частью электронно-оптических систем большинства электронно-лучевых приборов.

3.3. Магнитные линзы.

Различают два типа магнитных линз - длинные и короткие.

Примером длинной магнитной линзы является длинный соленоид. На электрон в магнитном поле действует сила Лоренца, направление действия ее перпендикулярно как направлению скорости электрона, так и вектору напряженности магнитного поля. Благодаря этому движение электрона внутри длинного соленоида происходит по спирали, описывая в плоскости, проходящей через ось z синусоиду (рис. 3.7)

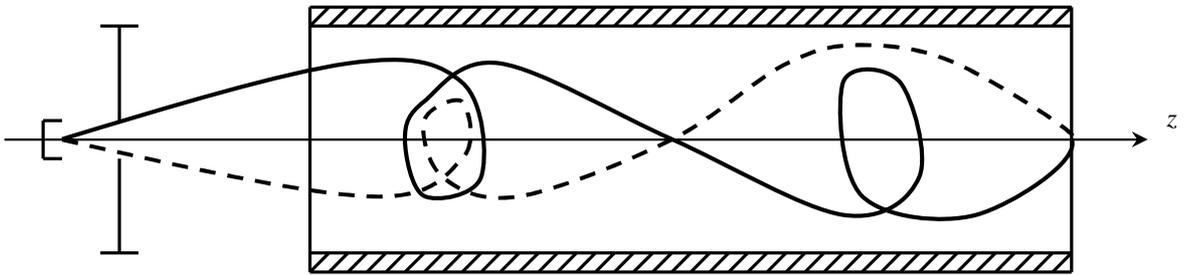


Рис. 3.7. Движение электрона в магнитном поле

$$z = A \sin(\omega t) \quad (3.6)$$

где $\omega = 2\pi/T = eH/2m$.

Если скорости электронов, попадающих в соленоид, близки, то продольное равномерное магнитное поле фокусирует поток электронов в точках, соответствующих равенству:

$$z = nTv_0/2 = n2\pi mv_0/eH \quad (3.7)$$

где v_0 - скорость электронов, входящих в соленоид; n - ряд простых целых чисел.

Основные особенности фокусировки в длинной магнитной линзе:

1. Фокусировка получается не в одной, а в нескольких равноотстоящих друг от друга точках.
2. Пучок электронов, движущихся параллельно оси, не фокусируется, т.е. диаметр этого пучка не может быть уменьшен.

Длинные магнитные линзы (соленоид с равномерным полем) на практике применяются для переноса изображения.

Гораздо более широкое применение нашли тонкие магнитные линзы. Фокусирующее действие тонкой магнитной линзы является более сложным из-за неоднородности магнитного поля, в котором можно выделить тангенциальную и радикальную составляющие. Для построения траектории электрона в этом случае необходимо знать величину начальной скорости электрона и распределение напряженности магнитного поля вдоль оси катушки.

При получении изображения при помощи тонких (коротких) магнитных линз происходит поворот изображения относительно объекта. Фокусирующее действие магнитной линзы тем больше, чем больше напряженность магнитного поля и уже область, в которой оно сосредоточено. Поэтому на практике магнитные линзы оформляются в виде катушек с панцирем (рис. 3.8).

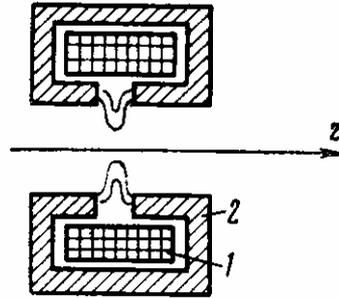


Рис. 3.8. Магнитная линза:
1 - обмотка 2 - железный панцирь

Короткая магнитная линза позволяет получать увеличенные или уменьшенные изображения, т.е. пригодна для использования в электронном микроскопе. Короткая линза фокусирует и параллельный оси поток электронов. Напряженность поля на оси короткой магнитной линзы может быть найдена из выражения:

$$H = \frac{I \cdot 2\pi R^2}{2(R^2 + Z^2)^{3/2}} \quad (3.8)$$

R - средний радиус катушки; I - сила протекающего тока; z - расстояние по оси катушки;

Фокусное расстояние магнитной линзы определяется соотношением:

$$f = \frac{98R\Phi}{I^2 \cdot N^2} \quad (3.9)$$

Φ - энергия электронов; R - средний радиус катушки; I - сила тока; N - число витков;

Кроме указанных выше, существуют цилиндрические электронные линзы, в которых распределение потенциала не зависит от одной из координат в декартовой системе (например, диафрагма с узким щелевидным отверстием) и квадрупольные линзы, которые не обладают симметрией вращения.

3.4. Аберрации электронных линз.

Также как и в геометрической, в электронной оптике наблюдаются различные искажения изображения - аберрации. К ним относятся:

1. Геометрические аберрации - искажения изображения, связанные с тем, что траектории большинства электронов в той или иной степени непараксиальны.

2. Реальные пучки электронов немонокинетичны, т.е. имеет место некоторый разброс по скоростям, который приводит к появлению так называемых хроматических аберраций.

3. Электроны, создавая некоторый объемный заряд, взаимодействуют друг с другом, что также может привести к искажению изображения.

4. Причиной искажения может явиться также влияние дифракции электронов, нарушение осевой симметрии полей, образующих линзы и другие.

3.5. Электронно-оптические системы (ЭОС) электронно-лучевых приборов.

Существует много типов различных электронно-лучевых приборов, важнейшими из которых являются:

1. Приемные электронно-лучевые трубки - кинескопы.
2. Осциллографические и радиолокационные трубки.
3. Запоминающие электронно-лучевые трубки (потенциалоскопы).
4. Передающие телевизионные приборы - иконоскопы, супериконоскопы, ортиконы, суперортиконы, видиконы.
5. Электроннооптические преобразователи и усилители яркости изображения.
6. Электронно-лучевые индикаторы.
7. Электронные микроскопы.

Несмотря на многообразие типов электронно-лучевых приборов в них можно выделить ряд общих элементов.

Этими элементами являются:

1. Баллон (оболочка прибора).
2. Источник электронов - катод, который может иметь самые различные конструкции и работать на основе термо-, фото- или автоэлектронной эмиссии.
3. Фокусирующее устройство, служащее для получения электронных пучков требуемой конфигурации и интенсивности.
4. Отклоняющее устройство, позволяющее изменять нужным образом направление сфокусированных электронных потоков.
5. Приемник электронного пучка, который в обычных электронно-лучевых приборах и является тем элементом, где при взаимодействии с электронами пучка происходит основной эффект, на который рассчитан прибор.

В качестве фокусирующих устройств могут быть использованы с учетом требований к прибору описанные выше электростатические или магнитные линзы и их комбинации. Но отдельные линзы для фокусировки электронных пучков в электронно-лучевых приборах не используются.

Дело в том, что к электронному лучу в приборе предъявляются ряд требований:

1. Электронный пучок должен иметь минимальное поперечное сечение.
2. Плотность тока пучка должна быть достаточно высокой.

3. Должна быть возможность плавно регулировать величину тока в пучке в широких пределах.

4. Пучок должен не расфокусироваться при инерционном движении от фокусирующей системы до экрана.

Выполнение этих требований с использованием только одной электронной линзы оказывается практически невозможным. Действительно, катодная линза, создавая сечение минимальных размеров, является короткофокусной и после ее прохождения пучок быстро расходится. Применение только длиннофокусной линзы, например одиночной, позволит получить на экране изображение источника электронов, которое при достаточно большой силе тока в пучке имеет большие размеры. Поэтому обычно применяют электронно-оптические системы, состоящие из двух или более линз.

Схема электронно-оптической системы с двумя линзами (тетродная ЭОС) приведена на рис. 3.9.

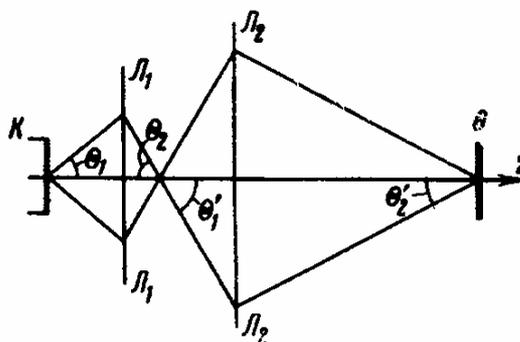


Рис.3.9. Схема электронно-оптической системы с двумя линзами

Первая, ближайшая к катоду, линза такой пушки обладает высокой оптической силой и сильно уменьшает изображение катода. Вторая линза является сравнительно слабой и проектирует на экран сечение наиболее узкой части пучка, сфокусированного первой линзой. Если бы все электроны эмитировались с катода с одинаковыми скоростями и не взаимодействовали друг с другом, первая линза сфокусировала бы электронный поток в геометрическую точку. Однако учет начальных скоростей электронов и их взаимодействия в пучке приводит к некоторому минимальному сечению пучка, которое называют скрещением или кроссовером. Можно подобрать оптическую силу второй линзы так, чтобы она давала на экране изображение скрещенния. При этом на экране получается пятно наименьших размеров, так как размеры области скрещенния меньше и размеров катода и его промежуточного изображения.

Рассмотрим некоторые практические конструкции электронных пушек. На рис. 3.10 приведены варианты схем пушек с электростатической фокусировкой.

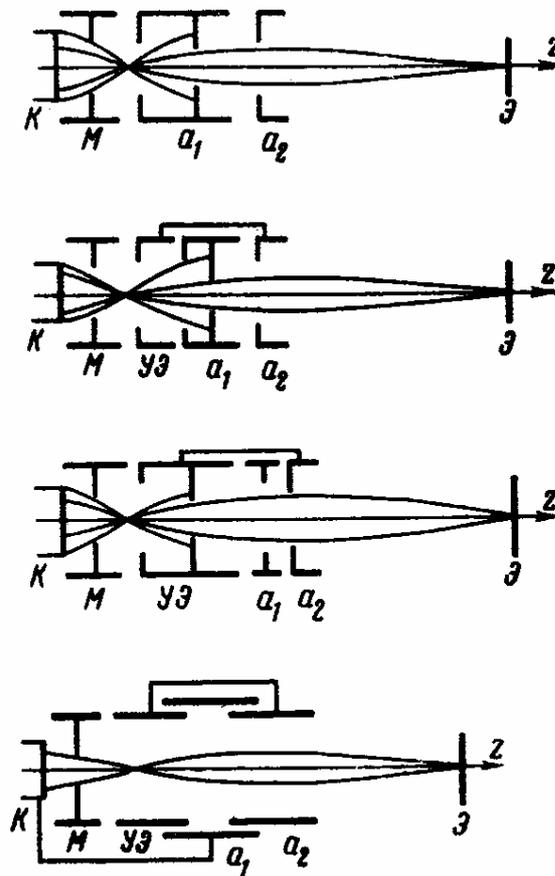


Рис.3.10.Схемы электронных пушек с электростатической фокусировкой

В варианте а) катод, модулятор и начало первого анода ЭОС образуют иммерсионный объектив, который образует область скрещения вблизи первого анода. Изменение силы тока в пучке можно осуществить, подавая на модулятор небольшие отрицательные напряжения. Первый и второй аноды образуют иммерсионную линзу, которая фокусирует изображение области скрещения на экране. Независимая регулировка оптических сил обеих линз невозможна, так как они имеют общий элемент - первый анод.

Более совершенной является пушка с ускоряющим электродом между модулятором и первым анодом. В этом случае вторая линза пушки является одиночной и изменение потенциала первого анода практически не влияет на величину тока катода благодаря сильному экранирующему действию ускоряющего электрода. Существуют и другие конструкции электронных пушек с электростатической фокусировкой.

В пушках с магнитной фокусировкой роль первой линзы по-прежнему выполняет иммерсионный объектив. Вторая же линза в этом случае является магнитной и чаще всего представляет собой круглую катушку, обтекаемую током, и помещенную вне рабочего объема прибора.

Вариант пушки с магнитной фокусировкой показан на рис. 3.11.

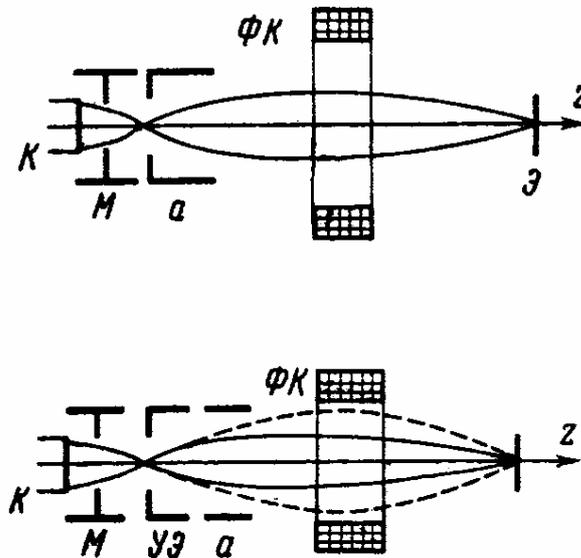


Рис. 3.11. Схемы электронных пушек с магнитной фокусировкой

Следует отметить, что благодаря сравнительно большим размерам магнитных линз они дают меньшие, чем электростатические линзы, aberrации, в результате чего хорошо фокусируются сравнительно широкие электронные пучки. Несмотря на это, такие линзы редко применяются в электронно-лучевых приборах из-за их больших габаритов, веса и потребления тока.

3.6. Отклоняющие системы

В подавляющем большинстве электронно-лучевых приборов электронные пучки, сформированные соответствующим фокусирующим устройством, необходимо отклонить, т.е. направить на определенные участки приемника пучка. Как и для фокусировки, для отклонения электронных пучков используются электрические или магнитные поля, создаваемые соответствующими устройствами.

К отклоняющим устройствам предъявляются следующие требования:

1. Отклоняющая система должна иметь большую чувствительность.
2. Система должна обеспечивать необходимый угол отклонения пучка.
3. Искажения, вносимые в изображения отклоняющей системой, должен быть минимальным.
4. В ряде случаев требуется возможно меньшая емкость и индуктивность цепи отклоняющей системы.

На практике все эти требования в полной мере реализовать трудно и выбор типа отклоняющей системы связан с требованиями, предъявляемыми к прибору в целом.

3.6.1. Электростатическое отклонение электронных пучков

Представим две параллельные пластины длиной a , расположенные на расстоянии d друг от друга и на расстоянии l от экрана (рис. 3.12).

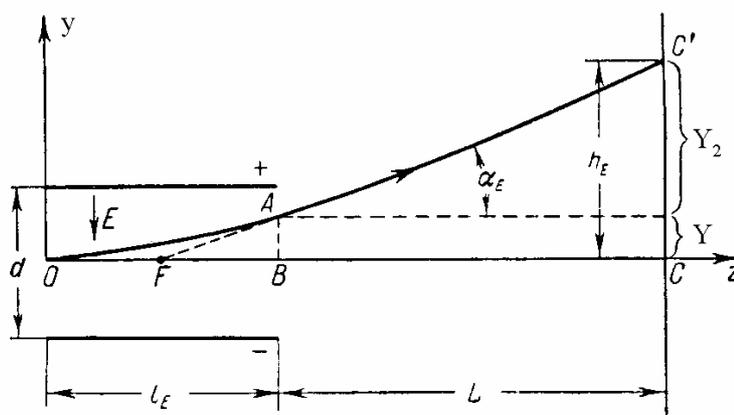


Рис.3.12. Схема электростатического отклонения электронных пучков.

Если между пластинами приложено напряжение U , то поле плоского конденсатора, воздействуя на электроны пучка, будет отклонять их в сторону положительной пластины.

Полагая, что поле между пластинами однородно и отклоняемый пучок имеет малое поперечное сечение, можно записать, что отклонение равно:

$$D = Y + l \cdot \operatorname{tg} \alpha \quad (3.10)$$

где Y - отклонение пучка в поле пластины, α - угол отклонения, образованный осью z и направлением пучка.

Уравнение движения пучка в направлении Y имеет вид:

$$\frac{d^2 Y}{dt^2} = \frac{eE}{m} = \frac{eU}{md} \quad (3.11)$$

Двухкратное интегрирование дает

$$Y = \frac{et^2 E}{2m} + C_1 t + C_2 \quad (3.12)$$

C_1 и C_2 - постоянные интегрирования, исходя из граничных условий равны нулю.

Подставляя в полученное выражение время нахождения электрона в поле пластины, получим для Y выражение

$$Y = \frac{a^2 U}{4dU_a} \quad (3.13)$$

Для нахождения полного отклонения пучка необходимо найти угол α , тангенс которого может быть определен следующим образом:

$$\frac{dY}{dZ} = \operatorname{tg}\alpha = \frac{aU}{2dU_a} \quad (3.14)$$

Тогда из уравнения (10)

$$D = L \frac{a \cdot U}{2d \cdot U_a} \quad (3.15)$$

где L - расстояние от экрана до точки в середине отклоняющего поля, называемой обычно центром отклонения.

Отклоняющее действие пластин обычно характеризуется чувствительностью (величиной отклонения, приходящейся на 1 В отклоняющего напряжения). Чувствительность параллельных пластин

$$\sigma = \frac{D}{U} = \frac{L \cdot a}{2d \cdot U_a} \quad (3.16)$$

Величина σ , очевидно, характеризует не только сами пластины, но и конструкцию всего прибора.

Полученные выражения позволяют сформулировать некоторые общие закономерности электростатического отклонения.

1. Чувствительность электростатического отклонения не зависит от заряда и массы частицы.

2. Чувствительность обратно пропорциональна ускоряющему анодному напряжению. Параллельные пластины - самый простой вариант электростатического отклонения, но они не могут обеспечить достаточный угол отклонения при приемлемой чувствительности. Поэтому на практике часто применяют более сложные конструкции отклоняющих пластин (рис. 3.13) для которых могут быть получены соответствующие уравнения.

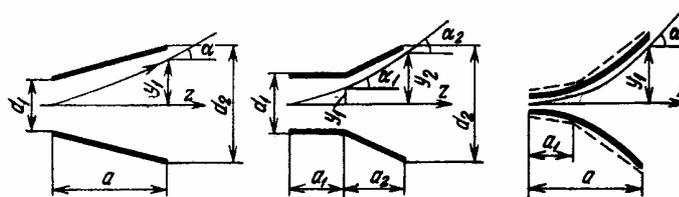


Рис. 3.13. Конструкции отклоняющих пластин

3.6.2. Магнитное отклонение электронных пучков

В случае магнитного отклонения используются однородные взаимно перпендикулярные поля, создаваемые двумя парами обтекаемых током отклоняющих катушек (рис. 3.14).

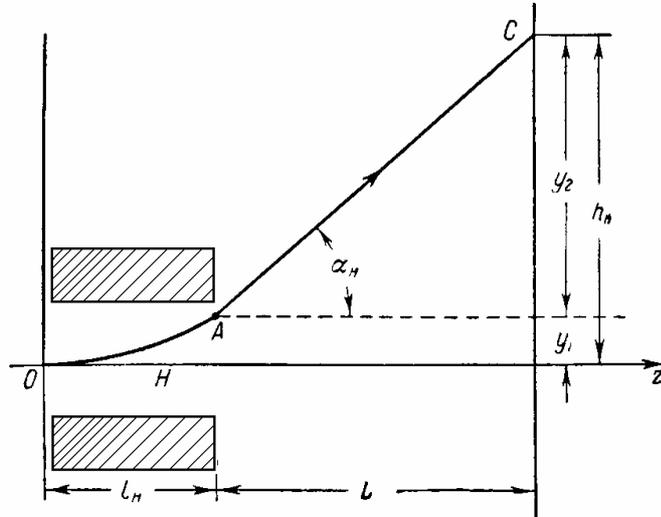


Рис. 3.14. Схема магнитного отклонения электронных пучков.

Электрон, попавший в магнитное поле, будет испытывать силу, действующую вдоль оси Y вверх и отклоняться в этом направлении, двигаясь по окружности. Радиус этой окружности выражается формулой

$$R = \frac{mv}{eB} \quad (3.17)$$

При выходе из области действия поля электрон, отклонившись на некоторую величину Y , будет двигаться по прямой, направленной под некоторым углом α по отношению к оси z , и полное отклонение на экране, как и в случае электрического поля, можно будет записать в виде

$$D = Y + l \cdot \operatorname{tg} \alpha \quad (3.18)$$

Из рисунка следует, что $Y = R - R \cos \alpha$, и если α мало, то

$$Y = R \cdot \alpha^2 / 2 \quad \text{и} \quad \alpha = \sin \alpha = \operatorname{tg} \alpha = a/R. \quad (3.19)$$

Подставляя это в выражение для полного отклонения луча можно получить

$$D = \frac{aeB}{mv} \left(\frac{a}{2} + 1 \right) = \frac{aeBL}{vm} \quad (3.20)$$

где $L = a/2 + 1$ - расстояние от центра отклонения до экрана.

Выражая скорость электрона через ускоряющее напряжение, найдем:

$$D = \frac{aLB}{\sqrt{U_a}} \sqrt{\frac{e}{2m}} \quad (3.21)$$

Чувствительность магнитного отклонения может быть определена как:

$$\sigma = \frac{D}{B} = \frac{aL}{\sqrt{U_a}} \sqrt{\frac{e}{2m}} \quad (3.22)$$

Основные закономерности магнитного отклонения:

1. Чувствительность при магнитном отклонении зависит от заряда и массы частиц.

2. Чувствительность магнитного отклонения пропорциональна $1/\sqrt{U_A}$ и, следовательно, уменьшается с ростом анодного напряжения медленнее, чем чувствительность электростатического отклонения.

Отметим, что приведенные выше формулы справедливы при малых углах отклонения.

3.7. Некоторые особенности электронной оптики интенсивных пучков

В рассмотренных выше электронно-оптических системах действие объемного заряда не учитывалось, что справедливо для электронных пучков малой плотности. Однако в ряде электронных приборов (например, приборах СВЧ) используются пучки высокой интенсивности, и действие пространственного заряда необходимо учитывать.

Степень влияния объемного заряда в электронном пучке оценивается его характеристической проводимостью или первеансом:

$$P = j/U^{3/2} \quad (3.23)$$

где j - ток пучка, U - пройденная электронами разность потенциалов. Ясно, что с увеличением j и уменьшением U взаимодействие электронов будет все более заметным. Если первеанс пучка не превышает 10^{-9} А/В^{3/2}, то действием объемного заряда в поле можно пренебречь. При $P > 10^{-8}$ А/В^{3/2} действие пространственного заряда необходимо учитывать. Такие пучки считаются интенсивными и для их рассмотрения совершенно недостаточно аппарата обычной электронной оптики. Более того, применение таких понятий электронной оптики, как фокусировка, электронно-оптическая система и другие по существу теряют свой смысл и могут применяться лишь условно. Правильно использование таких терминов как формирование пучка, система формирования и т.д.

Пример системы формирования интенсивного электронного пучка (пушка Пирса) приведен на рис. 3.15.

На практике встречаются интенсивные пучки самой различной конфигурации: цилиндрические, трубчатые, ленточные, которые могут быть параллельными или сходящимися (клиновидными).

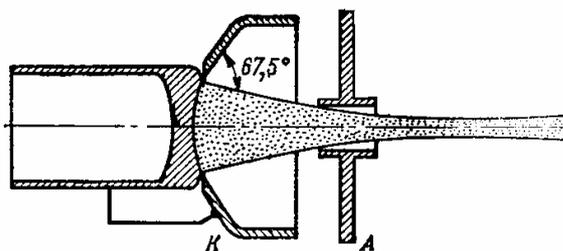


Рис. 3.15. Пушка Пирса

К интенсивным электронным пучкам предъявляются следующие требования:

1. Вполне определенный, часто возможно более высокий первеанс.
2. Форма пучка должна как можно лучше соответствовать заданной.

Наибольшее применение для формирования интенсивных электронных пучков получили так называемые пушки Пирса, принцип построения которых заключается в следующем. Если рассмотреть диоды с идеальной геометрией (плоский, сферический или цилиндрический) и выделить из всего электронного потока в них определенную часть требуемой конфигурации, как это показано на рис. 3.15, то в зависимости от формы диода можно получить параллельный или сходящийся пучок нужной формы.

При этом влияние отброшенной части электронного потока на оставшуюся должно быть заменено эквивалентным влиянием некоторого электрического поля, которое должно удовлетворять следующим условиям:

1. Распределение потенциала вдоль границы пучка должно соответствовать распределению поля в выбранном исходном диоде.
2. Напряженность поля, нормальная к границе пучка, должна быть равна нулю, т.е. должны отсутствовать силы, приводящие к расширению пучка.

Определив поле, отвечающее этим требованиям, необходимо рассчитать или подобрать конфигурацию электродов, из которых один имеет потенциал катода, а другой - потенциал анода. Тогда указанная система электродов образует требуемый электронный пучок с прямолинейными траекториями. Такого типа пушки и получили название пушек Пирса или однопотенциальных пушек (рис. 3.15).

3.8. Приемные электронно-лучевые трубки

Осциллографические трубки предназначены для графического воспроизведения электрического сигнала. Типичная схема прибора показана на рис. 3.16.

Электронно-оптическая система чаще всего построена по двухлинзовой схеме. Первая линза - короткофокусный иммерсионный объектив - формирует кроссовер, изображение которого переносится на экран одиночной линзой, образуемой ускоряющим электродом и анодами A_1 и A_2 .

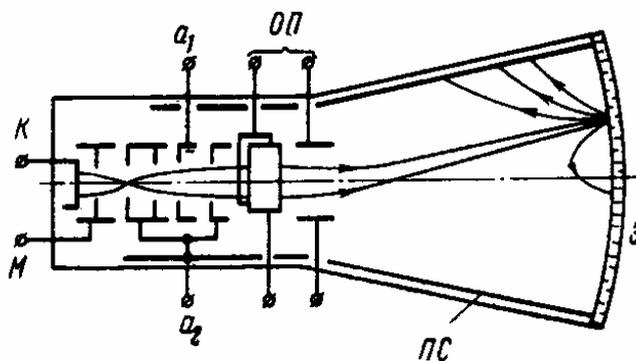


Рис. 3.16. Схема осциллографической трубки

Отклоняющая система образована двумя парами однократно изломанных пластин. Уточненная формула для расчета чувствительности имеет вид:

$$\sigma = \frac{l_2}{2U_{A_2}(d_2 - d_1)} \left[\left(\frac{d_2 l_2}{d_2 - d_1} + L \right) \ln \frac{d_2}{d_1} - l_2 \right] + \frac{l_2(l_1/2 + l_2 + L)}{2U_{A_2} \cdot d_1} \quad (3.24)$$

Обозначения, входящие в формулу (24), ясны из рис. 3.16. Обычно чувствительность отклоняющей системы составляет 0,3 - 0,6 мм/В. Цвет сечения экрана выбирают в зависимости от его назначения: зеленый (Zn_2SiO_4 - Mn) для непосредственного наблюдения, синий (ZnS - Ag) для фотографирования. Токопроводящее внутреннее графитовое покрытие служит для сбора вторичных электронов. Для увеличения яркости свечения экрана без потери в чувствительности отклонения в трубках применяют ускорение электронов после их отклонения (послеускорение) с помощью анода A_3 . Для одновременного исследования нескольких быстропротекающих процессов применяются многолучевые осциллографические трубки, имеющие от 2 до 5 отдельных электронно-оптических систем.

Осциллографические трубки с радиальным отклонением отличаются от рассмотренных выше радиальной разверткой луча. Для получения такой развертки на обе пары отклоняющих пластин подаются синусоидальные напряжения, сдвинутые по фазе на 90° . Существует 2 варианта трубок с радиальной разверткой (рис. 3.17).

В первом случае (рис. 3.17а) исследуемое напряжение подводится к металлическому стержню, впаянному в центр экрана, что вызывает радиальное отклонение луча, описывающего круговую траекторию. В другом варианте трубки (рис. 3.17б) за отклоняющей системой расположены два усеченных соосных конуса, к обкладкам которых подводится исследуемый сигнал, вызывающий смещение луча в радиальном направлении.

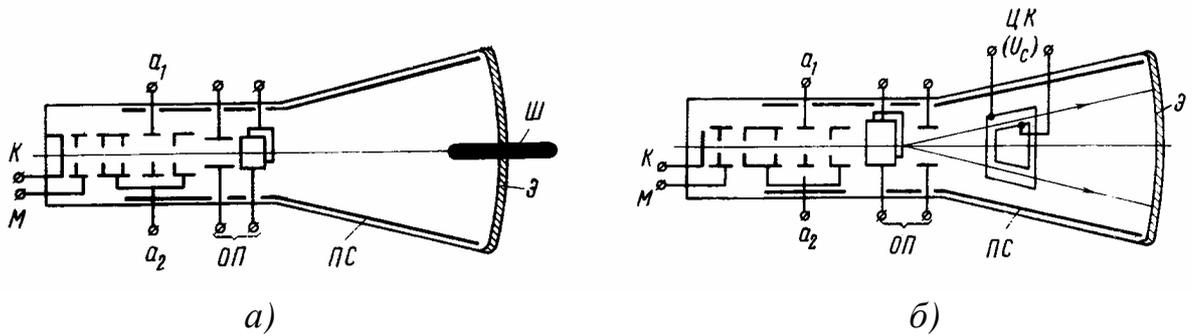


Рис. 3.17. Трубки с радиальной разверткой

В радиолокационных трубках с яркостной модуляцией пучка, кроме круговой развертки, применяется перемещение луча в радиальном направлении линейно во времени. В отсутствии сигнала трубка заперта отрицательным напряжением модулятора. Отраженный от цели сигнал после усиления поступает на модулятор, отпирает луч и на линии развертки появляется яркое светящееся пятно.

Черно-белые кинескопы используют электростатическую фокусировку и магнитное отклонение луча. Электронно-оптическая система - трехлинзовая, включает в себя иммерсионный объектив, иммерсионную и одиночную линзы (рис. 3.18). Электрический сигнал поступает в прибор через цепь катод - модулятор. В приборе осуществляется непрерывная построчная развертка луча (625 строк). Максимальный угол отклонения луча составляет 110° .

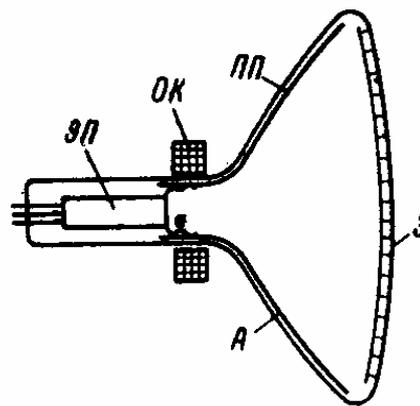


Рис.3.18. Черно-белый кинескоп.

Кинескопы цветного телевидения имеют две разновидности - с дельтообразной ЭОС и мозаичным экраном или с планарной ЭОС и линейчатым экраном. Кинескоп с теневой маской и точечным экраном имеет люминесцентное покрытие из серии триад люминофоров красного, синего и зеленого цвета. Перед экраном на расстоянии 10 мм располагается цветоделительная маска, которая обеспечивает прохождение лучей только на

"свои" точки люминографа и представляют собой фольгу с отверстиями, количество которых равно числу триад на экране (≈ 500000). Принцип цветоделения ясен из рис. 3.19.

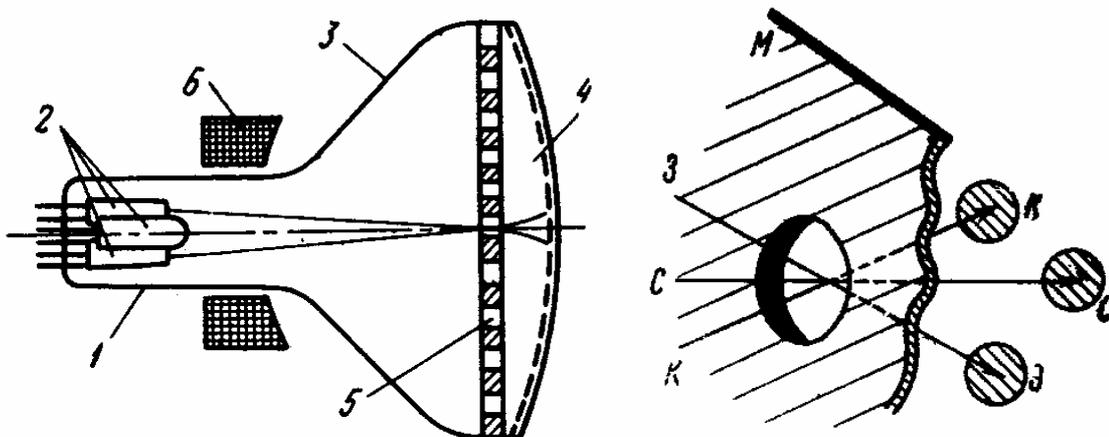


Рис. 3.19. Цветной кинескоп (принцип цветоделения)

Электронно-оптическая система состоит из трех прожекторов, оси которых образуют равносторонний треугольник. Снаружи трубки на горловине устанавливается система электромагнитного управления, служащая для совмещения лучей, а также отклоняющая система. Недостатки такого кинескопа - малая прозрачность маски ($\sim 15\%$), сложность коррекции сходимости электронных пучков и обеспечения чистоты цветов. Такие кинескопы промышленностью уже не выпускаются и представляют лишь исторический интерес.

Недостатки мозаичных экранов устраняются в кинескопе со щелевой маской и планарной ЭОС (рис. 3.20). Экран такого кинескопа имеет линейчатую структуру в виде сплошных вертикальных полос люминофоров красного, зеленого и синего цветов. Маска имеет щелевидные отверстия сравнительно небольшой длины. Основные преимущества кинескопа - повышенная на 15-20% яркость изображения, высокая чистота цветов, меньшая чувствительность к воздействию внешних магнитных полей, возможность самосведения лучей.

Кинескопы с повышенной разрешающей способностью имеют 1000-1200 линий на экране, маску меньшей толщины (до 0,1 мм) с большей площадью отверстий, антибликовое покрытие на экране, прецизионные отклоняющие системы.

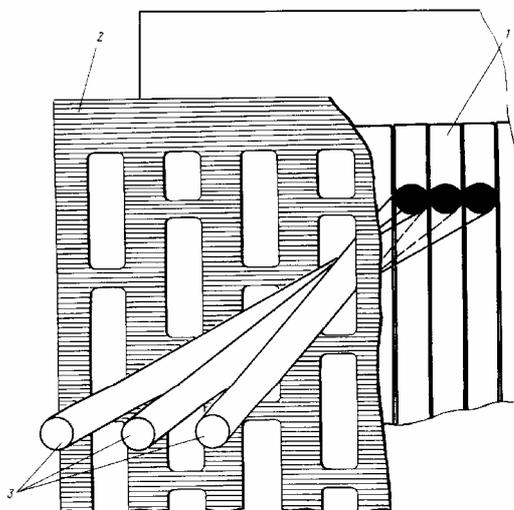


Рис. 3.20. Кинескоп со щелевой маской и планарной ЭОС

3.9. Проекционные ЭЛТ и системы

Для получения телевизионных изображений на большом экране используются устройства с проекционными кинескопами. Катодолуминесцентные кинескопы применяются для создания черно-белого и цветного изображения на экранах средних размеров (1-2 м²). Для получения хорошего изображения на экране яркость свечения проекционной трубки, с учетом потерь света в оптической системе и ослабления изображения за счет разницы площадей экрана кинескопа и проекционного экрана, должна в сотни раз превышать яркость экрана обычного кинескопа. Это достигается главным образом за счет повышения рабочих токов и анодных напряжений (до 25-80 кВ) при размере экрана кинескопа 6-18 см по диагонали. Лазерные кинескопы (квантоскопы) имеют полупроводниковый экран, в материале которого под действием электронного луча происходит генерация лазерного излучения (рис. 3.21).

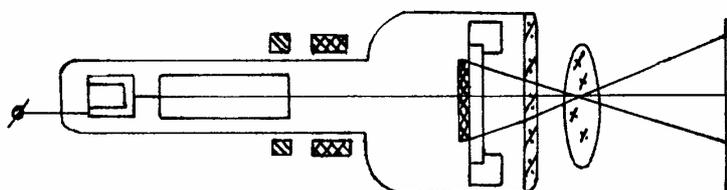


Рис. 3.21. Квантоскоп

Основным элементом квантоскопа является лазерный экран, представляющий собой полупроводниковую пластину с сформированными на ней лазерами в оптическом резонаторе. Изображение создается при сканировании электронного луча. Использование полупроводниковых

лазеров красного, зеленого и синего цветов позволяет получать цветное изображение. Средняя яркость такого экрана (до 10^8 Кд/м²) на три порядка выше, чем люминесцентного. Особенности таких приборов является необходимость эффективного отвода тепла от экрана и применение специальных средств защиты от рентгеновского излучения.

3.10. Запоминающие электронно-лучевые трубки

Запоминающие трубки или потенциалоскопы применяются для запоминания информации, поступающей в виде электрических сигналов, хранения ее в течение определенного времени и воспроизведения в виде электрического сигнала или видимого изображения. Основным элементом запоминающих ЭЛТ является диэлектрическая мишень. На первом этапе работы трубки последовательность входных электрических сигналов с помощью электронного луча преобразуется в распределение зарядов по поверхности мишени - потенциальный рельеф. Эти заряды могут сохраняться на поверхности достаточно длительное время - до нескольких суток, а затем могут быть преобразованы в выходные сигналы. Основным процессом, определяющим работу запоминающей ЭЛТ, является вторичная электронная эмиссия, причем в зависимости от энергии первичных электронов коэффициент вторичной эмиссии может быть меньше (режим медленных электронов) или больше (режим быстрых электронов) единицы.

Мишень обычно представляет собой пластину из диэлектрика, с тыльной стороны которой нанесено проводящее покрытие, называемое сигнальной пластиной. Эквивалентная схема такой системы представляет собой емкость между сигнальной пластиной и поверхностью диэлектрика.

Одним из видов запоминающих трубок является потенциалоскоп с барьерной сеткой (рис. 3.22).

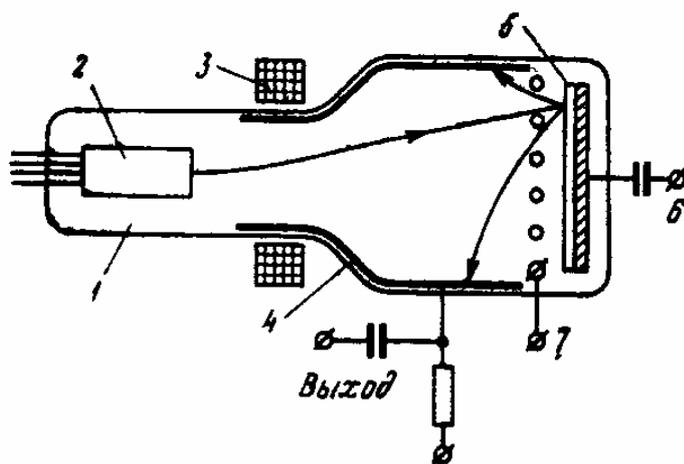


Рис. 3.22. Схема потенциалоскопа с барьерной сеткой

Барьерная сетка (7) предотвращает попадание вторичных электронов на мишень. В режиме записи входные сигналы подаются на сигнальную

пластину. При сканировании мишени электронным лучом на ней создается потенциальный рельеф. Ток в цепи коллектора пропорционален коэффициенту вторичной эмиссии электронов, это позволяет одновременно с записью воспроизводить копию записанного сигнала. При работе прибора в режиме считывания сигнал на сигнальную пластину не подается, электронный луч стирает с мишени потенциальный рельеф, а в цепи коллектора при этом воспроизводится зеркальное отображение ранее записанного сигнала.

Схема запоминающей трубки с видимым изображением показана на рис. 3.23.

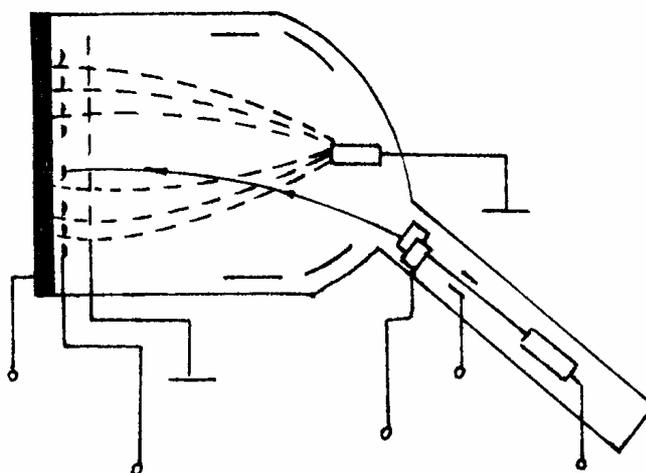


Рис. 3.23. Схема запоминающей трубки с видимым изображением

Прибор содержит записывающий (10) и воспроизводящий (7) электронные прожекторы, отклоняющую систему (9) для развертки записывающего электронного луча. Мишень представляет собой мелкоструктурную проводящую сетку, покрытую со стороны прожектора слоем диэлектрика (3) с большим коэффициентом вторичной эмиссии. Коллекторная сетка (4) служит для сбора вторичных электронов. Воспроизводящий прожектор создает расфокусированный поток электронов, обеспечивающий свечение всего экрана. Интенсивность свечения зависит от потенциала мишени. Записываемые сигналы подаются на отклоняющие пластины системы (9) и при сканировании электронного луча происходит формирование потенциального рельефа мишени, который затем отображается на экране с помощью воспроизводящего луча.

3.11. Передающие электронно-лучевые трубки

По принципу действия передающие трубки делятся на два типа: мгновенного действия и с накоплением заряда.

Примером трубки мгновенного действия является диссектор (рис. 3.24).

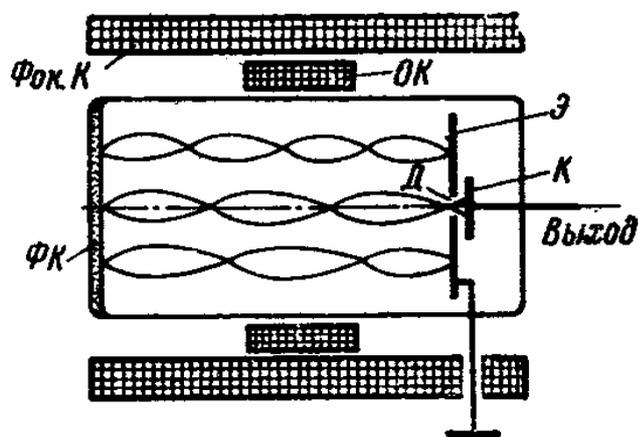


Рис. 3.24. Диссектор

В приборе можно выделить две части - секцию переноса электронного изображения и секцию вторичного электронного умножения сигнала. Оптическое изображение объекта проецируется на фотокатод, где преобразуется в электронное. Последнее переносится на анод и непрерывно разворачивается относительно отверстия анода в горизонтальном и вертикальном направлении. Попадающие в отверстие анода элементарные токи, соответствующие освещенности элементов изображения, усиливаются ВЭУ и с нагрузки коллектора снимается видеосигнал. Прибор прост по устройству, но обладает низкой чувствительностью и не может быть использован в системах вещательного телевидения.

Трубки с накоплением заряда обеспечивают высокую чувствительность благодаря наличию светочувствительной мишени, состоящей из большого числа фотоэлементов, нагруженных элементарными конденсаторами. При этом эффект накопления заряда позволяет повысить чувствительность трубки в n - раз по сравнению с системой мгновенного действия (n - число элементарных фотоячеек на экране).

Суперортикон - передающая ЭЛТ с переносом изображения и считыванием информации с двухсторонней диэлектрической мишени пучком медленных электронов и с вторичным усилением отраженного обратного электронного пучка. Трубка состоит из трех секций: переноса электронного изображения, коммутации и вторичного электронного усиления (рис. 3.25).

Передаваемое изображение проецируется на фотокатод, ток эмиссии которого пропорционален освещенности. Поток фотоэлектронов попадает на мишень (3) и формирует на ней потенциальный рельеф, который воспроизводится на противоположной стороне мишени.

Электроны считывающего пучка, попадая на мишень, частично "оседают" на ней, компенсируя созданный фотоэлектронами положительный заряд, частично попадают на анод.

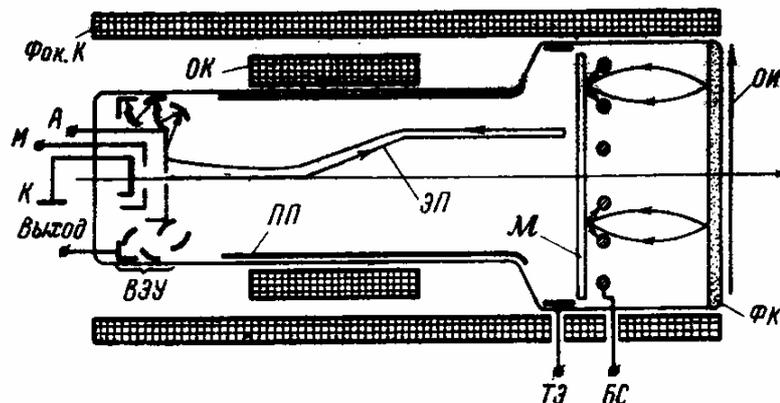


Рис. 3.25. Суперортикон

При этом возвращающийся электронный поток оказывается промодулированным в соответствии с распределением освещенности в изображении, причем наиболее темным участкам изображения соответствует большой ток. Далее происходит усиление сигнала с помощью вторичного электронного умножителя. Суперортикон имеет высокую чувствительность, разрешающую способность и хорошую передачу градаций яркости, но отличается сравнительно высоким уровнем шумов.

Видикон - передающая ЭЛТ с фотопроводящей мишенью, работающей на основе внутреннего фотоэффекта. Мишень такого прибора состоит из фотослоя (например, $SbCs_3$) и сигнальной пластины, нанесенной на плоскую поверхность стеклянного диска в виде проводящей прозрачной пленки двуокиси олова. При проекции оптического изображения на мишень на ней со стороны сигнальной пластины формируется положительный потенциальный рельеф (рис. 3.26).

При сканировании электронного луча по пластине происходит перезарядка элементарных конденсаторов и перезарядный ток, протекая в цепи нагрузки, образует напряжение видеосигнала. Основным недостатком видикона - инерционность, проявляющаяся при передаче быстро движущихся объектов в условиях малой освещенности.

В плюмбиконе фотомишень состоит из трех слоев и представляет собой р-і-п структуру. При проецировании на мишень происходит генерация носителей заряда, которые попадают в n-область и частично разряжают элементарные конденсаторы, образуя потенциальный рельеф. Плюмбикон по сравнению с видиконом имеет более высокую универсальность, низкую инерционность и спектральную характеристику, близкую к чувствительности глаза.

Кремникон и суперкремникон - передающие трубки, фоточувствительная мишень в которых сформирована из сверхминиатюрных фотодиодов на основе кремния.

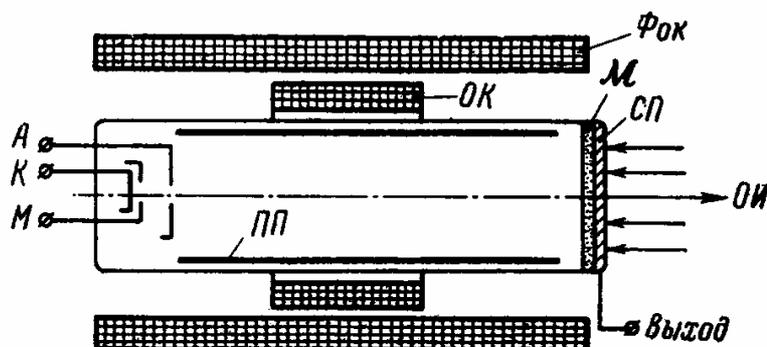


Рис. 3.26. Видикон

В суперкремниконах осуществляется также электронное усиление сигнала за счет переноса изображения, что позволяет достичь чувствительности $\sim 10^{-4}$ Лк.

3.12. Электронно-оптические преобразователи

Электронно-оптические преобразователи предназначены для преобразования спектрального состава излучения, усиления яркости изображения и регистрации быстро проходящих процессов. Принцип действия простейшего однокамерного ЭОП может быть понят из рис. 3.27.

Изображение объекта, проецируемое на фотокатод, трансформируется в электронное, которое с помощью фокусирующей ЭОП переносится на люминесцентный экран. Возможности преобразования спектрального диапазона излучения определяется спектральной чувствительностью фотокатода и охватывают инфракрасный, ультрафиолетовый и рентгеновский участки спектра. Однокаскадный ЭОП позволяет усилить яркость изображения в десятки-сотни раз. Для получения коэффициентов усиления на уровне $10^3 - 10^5$ применяют многокаскадные ЭОП с промежуточным усилением, а также усилением за счет встраивания в прибор вторичного электронного умножителя.

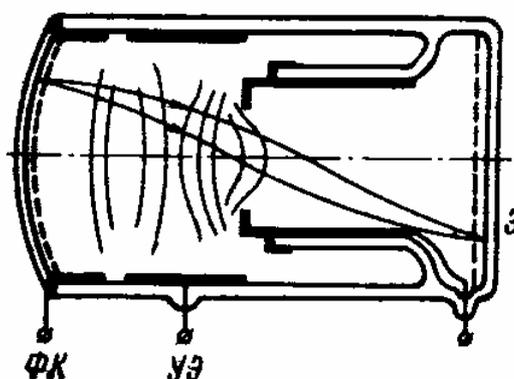


Рис. 3.27. Схема однокамерного электронно-оптического преобразователя

Контрольные вопросы

1. В чем заключается аналогия между световой и электронной оптикой.
2. Сформулируйте основные различия между световой и электронной оптикой.
3. В чем различие воздействия электрического и магнитного полей на движение электронов.
4. Определите условия фокусирующего и рассеивающего действия диафрагмы.
5. Чем отличается одиночная линза от иммерсионной.
6. Перечислите функции модулятора в катодной линзе.
7. Почему иммерсионные и одиночные линзы обладают только фокусирующим действием.
8. Назовите особенности фокусировки электронного луча в длинной магнитной линзе.
9. Почему длинная магнитная линза не фокусирует поток электронов, движущийся параллельно ее оси.
10. Назовите особенности фокусировки электронов в короткой магнитной линзе.
11. Сформулируйте достоинства и недостатки электростатических и магнитных линз.
12. Назовите основные виды искажения изображения в электронных линзах.
13. Рассмотрите основные принципы построения электронно-оптических систем.
14. Назовите общие требования к электронно-оптическим системам.
15. Почему в электронно-лучевых приборах не применяются однолинзовые электронно-оптические системы.
16. Чем определяется размер пятна на экране ЭЛТ.
17. От каких факторов зависит чувствительность отклоняющих систем, каковы пути ее повышения.

18. Дайте сравнительную характеристику электростатических и магнитных отклоняющих систем.
19. Рассмотрите схему и принцип работы осциллографической ЭЛТ.
20. В чем смысл послеускорения в осциллографических ЭЛТ.
21. Рассмотрите принцип действия и особенности кинескопов различных типов.
22. Проанализируйте устройство и принцип действия различных типов запоминающих, передающих ЭЛТ и электронно-оптических преобразователей.

ЗАДАЧИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ НА ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЯХ И ПРИ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЕ

1. Электрон с начальной энергией движется в равномерном электрическом поле. На каком расстоянии от катода скорость электрона будет равна $5 \cdot 10^8$ см/с? Между катодом и анодом приложено 100 В и расположены они на расстоянии 10 см.
2. Решить задачу 1 для цилиндрической системы электродов при отношении $r_2/r_1=10$.
3. Рассчитать отклонение электронного пучка в поле пластин длиной 3 см, расположенных на расстоянии 1 см друг от друга, если электронный поток ускорен напряжением 1000 В. Напряжение между пластинами 20 В, расстояние от пластин до экрана 30 см.
4. Через виток радиусом 3 см протекает ток 1 А. Рассчитать магнитное поле на расстоянии 1 см от плоскости витка. Найти расстояние, на котором поле убывает до 0,1 от исходной величины.
5. Электронный пучок вводится в длинный соленоид под малым углом к оси. Через соленоид протекает ток 2 А. Рассчитать магнитное поле и число витков в соленоиде, если электроны фокусируются на расстоянии 25 см от места ввода и ускорены напряжением 625 В.
6. Электронно-оптическая система состоит из катода, ускоряющей сетки под потенциалом 50 В. Расстояние сетка – диафрагма 1 см. Рассчитать, на каком расстоянии необходимо разместить анод, чтобы на нем фокусировался электронный поток.
7. Электроны фокусируются тонкой магнитной линзой на расстоянии от нее 20 см. Индукция магнитного поля в центре катушки составляет 10^{-3} Тл, средний радиус катушки 2 см, электроны ускорены напряжением 20 В. Рассчитать число витков в катушке.
8. Электрон с нулевой начальной скоростью движется в поле плоского конденсатора, напряжение на пластинах которого 600 В, а расстояние между ними 0,6 см. Через какое время электрон достигает положительно заряженной пластины?

9. В электронно-лучевой трубке используются параллельные отклоняющие пластины длиной 2 см, расстояние между ними 0,5 см. Пластины горизонтального отклонения удалены от экрана на 49 см, а вертикального - на 52 см. Какова чувствительность систем горизонтального и вертикального отклонений, если ускоряющее напряжение составляет 1000 В.
10. Пучок электронов вводится в длинный соленоид, имеющий 1000 витков на 1 м длины. Электроны ускорены потенциалом 1000 В. Определить, каково должно быть магнитное поле в обмотке соленоида, чтобы электроны, вводимые под небольшим углом к оси, фокусировались на расстоянии 20 см от места их ввода.
11. Электрон движется в поле плоского конденсатора, напряжение на пластинах которого составляет 500 В, а расстояние 0,5 см. Какова должна быть величина магнитного поля, приложенного параллельно пластинам, чтобы электрон не достигал положительно заряженной пластины?
12. Пучок электронов, ускоренных напряжением 400 В, отклоняют, пропуская между плоскопараллельными пластинами длиной 15 мм, отстоящими друг от друга на 8 мм и имеющими разность потенциалов 200 В. Вычислить отклонение луча, если мишень расположена на расстоянии 120 мм от края пластин.
13. Сколько оборотов делает электрон за 1 с в магнитном поле индукцией 10^2 Тл?
14. Два электрона начинают свое движение из состояния покоя. Какой электрон прошел большую разность потенциалов и во сколько раз, если первый набрал скорость 6000 км/с, а второй 12000 км/с.
15. Определить разность потенциалов, пройденную электроном, набравшим скорость 18000 км/с при начальной скорости, равной нулю.
16. Электрон, обладающий начальной скоростью 2000 км/с, проходит в ускоряющем электрическом поле разность потенциалов 50 В. Определить его кинетическую энергию.
17. Электрон, прошедший в ускоряющем электрическом поле разность потенциалов 625 В, влетает в поперечное магнитное поле и начинает двигаться по окружности радиусом 1 см. Определить напряженность магнитного поля.
18. Определить минимальную скорость, которую должен иметь электрон, чтобы преодолеть тормозящее поле, созданное разностью потенциалов -3 В.
19. Определить индукцию магнитного поля, в котором на электрон, движущийся со скоростью 10^7 м/с под углом 45° к силовым линиям, действует сила 10^{-12} Н.
20. Начальная скорость электрона, входящего в однородное электрическое поле, составляет $7,2 \cdot 10^6$ м/с. Какую разность потенциалов должен пройти электрон, чтобы его энергия удвоилась.

21. Определить расстояние, на котором электрон с начальной скоростью $3 \cdot 10^6$ м/с в электрическом поле 400 В/м утроит свою энергию.
22. К двум параллельным пластинам, расположенным на расстоянии 10 мм, приложена разность потенциалов 100 В. Электрон испускается отрицательной пластиной с начальной скоростью 10^7 м/с. Вычислить: 1) Скорость электрона в момент соударения с положительной пластиной и его энергию; 2) Время пролета электрона между пластинами.
23. Определить напряженность электрического поля, в котором электрон с нулевой начальной скоростью набирает скорость 4800 км/с на расстоянии 0,4 см.
24. Начальная скорость электрона $1,5 \cdot 10^6$ м/с. Какую разность потенциалов должен пройти электрон в электрическом поле до полной остановки?
25. Какова скорость электрона, движущегося в магнитном поле по окружности радиусом 10^{-3} м и испытывающего действие силы $9,1 \cdot 10^{-14}$ Н?
26. Какова индукция магнитного поля, в котором электрон с начальной скоростью $6 \cdot 10^6$ м/с движется по окружности радиусом 1 см?
27. Период обращения электрона по окружности $1,18 \cdot 10^{-8}$ с. Определить индукцию магнитного поля.
28. Отклоняющая система представляет собой две пластины длиной 20 мм на расстоянии друг от друга 5 мм. Расстояние от центра пластин до экрана 0,25 м, ускоряющее напряжение 2 кВ. Рассчитать чувствительность электростатического отклонения. При какой частоте переменного напряжения на пластинах чувствительность к отклонению равна нулю?
29. Какую разность потенциалов должен пройти в электрическом поле электрон, чтобы, попав затем в поперечное магнитное поле с индукцией 0,006 Тл, описать окружность радиусом 0,5 см?
30. Две параллельные пластины длиной 50 мм расположены горизонтально на расстоянии 5 мм друг от друга. Из середины зазора между пластинами в горизонтальном направлении вылетает электрон с энергией 250 эВ. Вычислить разность потенциалов между пластинами, если траектория электрона лишь касается края положительно заряженной пластины.

ЧАСТЬ II. ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

ГЛАВА 4. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ

4.1. Введение

При изучении процессов в газоразрядной плазме пониженного давления необходимо ввести некоторые коэффициенты, количественно характеризующие процессы столкновений между электронами, ионами и нейтральными частицами. Наиболее важную роль в первичных процессах имеют столкновения электронов с тяжёлыми частицами. Рассмотрим пучок электронов с интенсивностью I_0 , проходящий через газ, содержащий N частиц в 1 кубическом метре и предположим, что каждый электрон, испытавший столкновение, выбывает из пучка. При этом число частиц dI , испытавших столкновения, пропорционально интенсивности потока I , концентрации молекул газа N и расстоянию, пройденному электронами dX :

$$dI = I \cdot N \cdot \sigma \cdot dX \quad (4.1)$$

Интегрирование данного выражения приводит к следующему уравнению:

$$I = I_0 e^{-N \cdot X \cdot \sigma} \quad (4.2)$$

Коэффициент σ , входящий в уравнения (4.1) и (4.2) имеет размерность m^2 и носит название полного сечения соударений электронов с атомами или молекулами. Для нахождения сечения любого процесса нужно умножить полное сечение соударений на вероятность того, что при соударении будет иметь место рассматриваемый процесс. Например, сечение процесса ионизации молекул газа при электронном ударе σ_i определяется выражением:

$$\sigma_i = \sigma \cdot f_i \quad (4.3)$$

Скорость протекания любого процесса, согласно уравнениям химической кинетики, пропорциональна концентрациям реагирующих частиц. В частности при соударениях электронов с тяжёлыми частицами можно записать:

$$\Gamma = K \cdot n_e \cdot N \quad (4.4)$$

где Γ - скорость процесса;

n_e - концентрация электронов;

N - концентрация молекул газа;

K - коэффициент скорости процесса.

В случае реакций с участием двух частиц K имеет размерность $m^3/сек$. Нетрудно показать, что коэффициент скорости двухчастичного процесса с участием электронов представляет собой произведение сечения процесса на скорость электронов:

$$K = \sigma \cdot v \quad (4.5)$$

Если реакция имеет место в газоразрядной плазме, необходимо использовать средние значения сечений процесса и скоростей электронов. В общем случае сечение процесса зависит от энергии электронов - соответствующие зави-

симости носят название функций процесса и могут быть найдены экспериментально в опытах с моноэнергетическими пучками электронов или вычислены квантовомеханически. Поскольку в газоразрядной плазме обычно реализуется некоторое распределение электронов по энергиям, то строгое выражение для нахождения коэффициента скорости процесса имеет вид:

$$K = \int_{E_a}^{\infty} \sigma(E) \cdot f(E) \cdot \sqrt{E} \cdot dE \quad (4.6)$$

где $f(E)$ - функция распределения электронов по энергиям; $\sigma(E)$ - зависимость сечения процесса от энергии электронов (функция процесса); E - энергия электронов; E_a - пороговая энергия рассматриваемого процесса.

Если процесс не имеет пороговой энергии, то интегрирование производится от нуля.

Интегрирование может быть проведено, если известна аналитическая форма зависимости сечения процесса от энергии электронов и функция распределения энергий электронов. Поскольку расчёт зависимостей сечений процесса от энергии электронов затруднителен, часто пользуются следующим приёмом: аппроксимируют экспериментальную кривую $\sigma=f(E)$ некоторой эмпирической формулой, которую затем используют при интегрировании. Наиболее универсальной из используемых эмпирических формул является формула Фабриканта, которая может быть использована для различных пороговых процессов, имеющих сложную форму зависимости сечения от энергии. Формула Фабриканта имеет вид:

$$\sigma = \sigma_m \cdot \left(\frac{E - E_a}{E_m - E_a} \right) \cdot e^{1 - \frac{E - E_a}{E_m - E_a}} \quad (4.7)$$

где σ_m - сечение процесса в максимуме функции;

E_a - пороговая энергия;

E_m - энергия, соответствующая максимальному сечению.

Формула пригодна для описания процессов, характеризующихся как быстрым, так и медленным спадом сечения процесса с энергией после прохождения максимума.

В настоящее время уравнение (4.6) проинтегрировано лишь для некоторых частных случаев - например для формулы Фабриканта при Максвелловском и Драйвестейновском распределениях электронов по энергиям и для линейной зависимости сечения от энергии при выражении функции распределения в общем аналитическом виде.

Отметим, что задача нахождения кинетических коэффициентов в настоящее время обычно решается путем численного математического моделирования газоразрядной плазмы.

Другой характеристикой процессов соударений электронов с тяжёлыми частицами является таунсендовский кинетический коэффициент, который представляет собой число актов данного процесса, совершаемое одним элек-

троном на единице пути. Такой коэффициент был введён впервые Таунсендом в теории электронных лавин для описания ионизационных процессов и впоследствии был распространён и на другие процессы. Таунсендовский коэффициент является функцией приведённой напряжённости поля. Нетрудно найти связь между коэффициентом скорости процесса и таунсендовским кинетическим коэффициентом. В последнем случае скорость процесса Γ равна:

$$\Gamma = \alpha \cdot j/e = \alpha \cdot n_e \cdot V_{др} \quad (4.8)$$

Приравнявая выражения (4.4) и (4.8), найдём

$$K = \alpha \cdot V_{др}/N \quad (4.9)$$

Обычно в литературе имеются экспериментальные данные по зависимости приведённого таунсендовского коэффициента α/N от приведённой напряжённости поля E/N . Практическое применение таунсендовских коэффициентов в условиях газоразрядной плазмы пониженного давления более удобно, чем коэффициентов скоростей, однако необходимо иметь в виду, что литературные значения таунсендовских коэффициентов могут быть корректно использованы в условиях газовых разрядов, если имеется уверенность, что функции распределения энергий электронов идентичны в условиях электронного роя, где производится обычно измерение таунсендовских коэффициентов, и в газоразрядной плазме.

В последние годы широкое распространение получило математическое моделирование газоразрядной плазмы путем численного решения кинетического уравнения Больцмана, что позволяет найти функции распределения энергий электронов, кинетические коэффициенты всех процессов, протекающих при электронном ударе и доли энергии, расходуемой на тот или иной процесс, в зависимости от параметра E/N .

4.2. Упругие соударения электронов с атомами и молекулами газа

Соударения электронов с молекулами газа делятся на упругие и неупругие. В свою очередь неупругие соударения могут быть первого рода и второго рода. При неупругих соударениях первого рода происходит передача энергии от электронов к атомам или молекулам газа. Неупругие соударения второго рода сопровождаются передачей энергии от возбуждённых атомов или молекул к электронам. Рассмотрим процессы соударений подробнее.

При упругих соударениях происходит перераспределение кинетической энергии взаимодействующих частиц без изменения их внутренней энергии. Доля энергии, передаваемой при упругом соударении, пропорциональна отношению масс сталкивающихся частиц

$$\delta = 2 \frac{m_e}{M} \quad (4.10)$$

где m_e - масса электрона;

M - масса молекулы газа.

Строго говоря, это выражение справедливо, если молекула газа неподвижна. Если энергией молекул газа пренебречь нельзя по сравнению с энергией электронов, то выражение для X принимает вид:

$$\delta = 2 \frac{m_e}{M} \cdot \left(1 - \frac{E_g}{E} \right) \quad (4.11)$$

Сечение упругих соударений обычно уменьшается с увеличением энергии электронов. Однако в ряде случаев имеются отклонения от этой закономерности. Наиболее ярким проявлением такого отклонения является эффект Рамзауэра, характеризующийся заметной прозрачностью тяжёлых инертных газов к электронам с энергией порядка 1 электронвольта (см.рис.4.1)

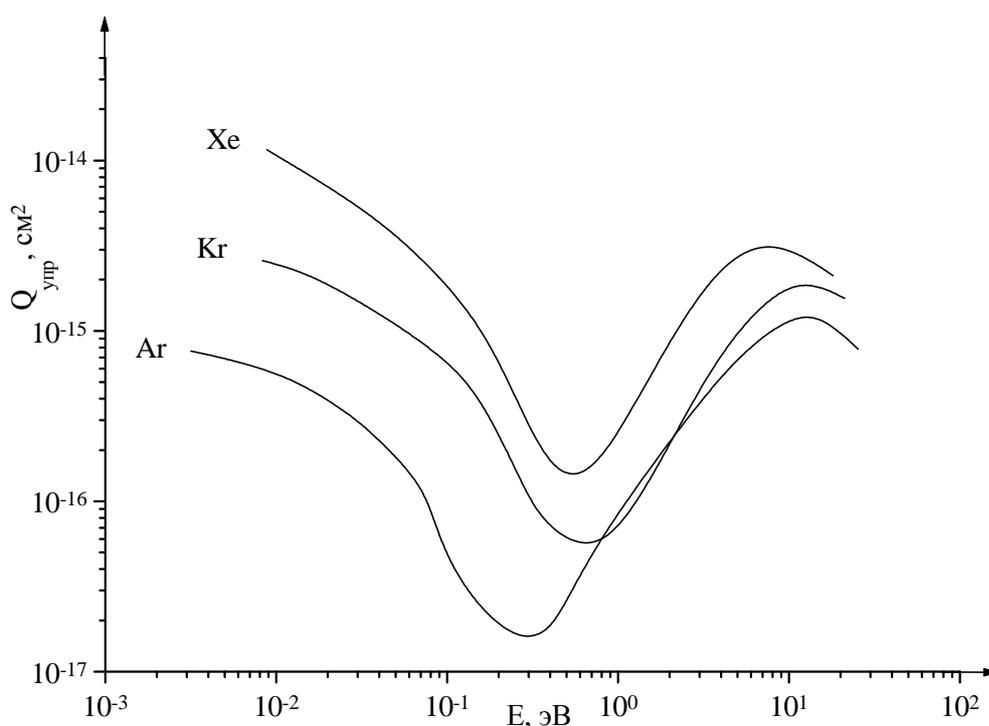


Рис.4.1. Сечения рассеяния электронов атомами инертных газов.

Отметим, что иногда сечения измеряют в единицах πa_0^2 , где $a_0 = 0,53 \times 10^{-8}$ см - радиус первой боровской орбиты водородного атома.

4.3. Неупругие соударения электронов с атомами и молекулами

Если при столкновении электронов с атомами или молекулами происходит изменение внутренней энергии последних, то соударение называется неупругим. При неупругих столкновениях доля энергии, передаваемая при соударении, может быть весьма велика. Существует несколько различных видов неупругих соударений: ионизация, возбуждение, диссоциация и т.д.

Рассмотрим эти процессы отдельно.

4.3.1 Возбуждение

Нормальный атом или молекула находится в состоянии с наименьшей возможной энергией. При возбуждении электронным ударом (или другим путём) валентный электрон атома или молекулы переходит на один из более высоких энергетических уровней, оставаясь связанным с ядром. Большинство возбуждённых состояний являются неустойчивыми и спустя некоторый промежуток времени возбуждённый атом переходит в состояние с меньшей энергией, излучая при этом фотон. Частота излучения определяется выражением:

$$h\nu = E_1 - E_2 \quad (4.12.)$$

где E_1 и E_2 - потенциальная энергия атома до излучения и после излучения.

Спектральные линии, излучаемые из самого низкого возбуждённого состояния в нормальное невозбуждённое, называются резонансными. Средняя продолжительность жизни возбуждённых атомов t является понятием статистическим. В некотором возбуждённом состоянии величина t обратно пропорциональна вероятностям перехода из этого состояния на всё более низкие энергетические состояния путём излучения.

$$t = \frac{1}{\sum_n A_{mn}} \quad (4.13.)$$

где A_{mn} - вероятность перехода из энергетического состояния n в более низкое состояние m путём самопроизвольного (спонтанного) излучения.

Средняя продолжительность жизни атомов, для которых возможны переходы с излучением, составляют 10^{-7} - 10^{-8} сек. Атомы и молекулы некоторых веществ имеют уровни возбуждения, с которых излучательный переход в более низкое энергетическое состояние запрещён правилами отбора. Поэтому продолжительность жизни таких состояний весьма велика и достигает по отношению к излучению до 10^{-3} сек и более. Такие состояния называются метастабильными. Экспериментально было показано, что время жизни резонансных излучательных уровней, оказывается значительно выше, чем 10^{-7} - 10^{-8} сек. Для объяснения этого используются представления о диффузии резонансного излучения. Резонансный квант света при своём движении в газовой среде может многократно поглощаться и вновь испускаться атомами, что соответствует увеличению экспериментально измеряемого времени жизни соответствующих состояний. Вид функции возбуждения при прямом электронном ударе зависит от того, между какими уровнями осуществляется переход. В силу квантово-механического характера неупругого взаимодействия электрона с атомом или молекулой функция возбуждения имеет весьма резкую границу со стороны минимальных значений. Минимальная энергия, необходимая для возбуждения, носит название энергии возбуждения (или потенциала возбуждения). На

рис.4.2 приведён схематический вид типичных функций возбуждения атомов электронами.

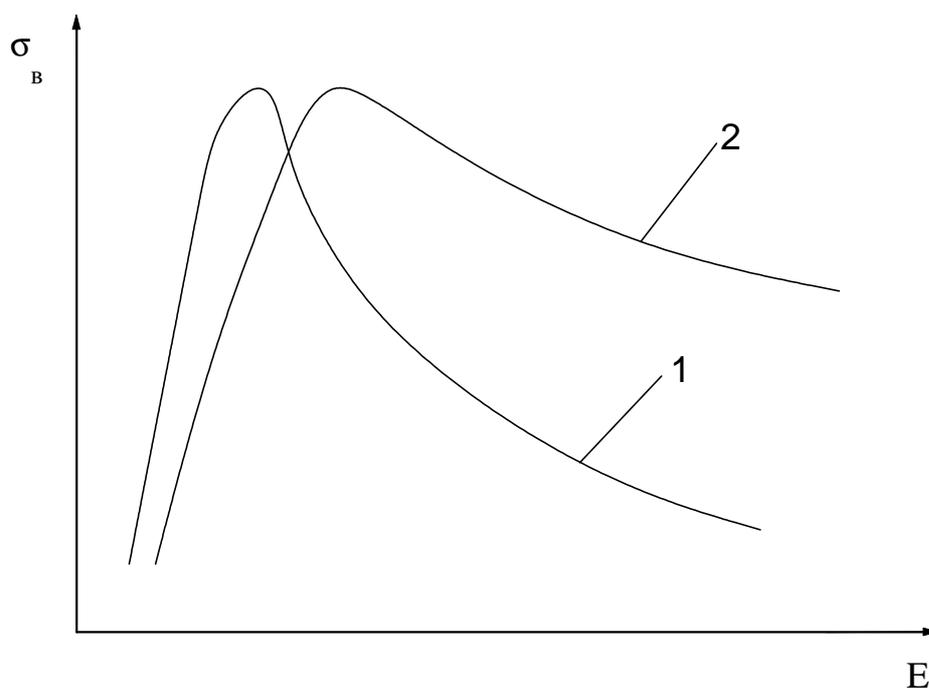


Рис.4.2. Функции возбуждения при электронном ударе с изменением (1) и без изменения (2) мультиплетности

Функция возбуждения обычно имеет вид кривой с максимумом. Функции возбуждения, связанные с изменением спина электронов при переходе из начального состояния в конечное имеют более крутой и острый максимум. Если изменения спина не происходит, кривая характеризуется обычно более плавным подъёмом и более медленным спадом. Теоретический расчёт функций возбуждения весьма сложен даже для простых систем, поэтому на практике обычно пользуются экспериментальными данными. Рассмотренные выше вопросы возбуждения применимы как к атомам, так и к молекулам. Необходимо отметить, что при возбуждении электронных состояний молекул при электронном ударе справедлив принцип Франка-Кондона, согласно которому при электронном возбуждении расстояние между ядрами атомов не изменяется. При этом возбуждение может привести к диссоциации молекулы. Подробнее соответствующие эффекты будут рассмотрены ниже.

Кроме возбуждения электронных состояний, в молекулярных газах электронный удар может приводить к возбуждению колебательных и вращательных состояний молекул. В разрядах наиболее важны колебательно возбуждённые состояния молекул. Возбуждение отдельных колебательных состояний молекул характеризуются функциями возбуждения резонансного типа с довольно

острым максимумом. Наиболее эффективно колебательное возбуждение через образование промежуточного неустойчивого отрицательного иона, например:



4.3.2 Ионизация

Процесс ионизации заключается в отрыве от атома или молекулы одного из валентных электронов. Ионизация в условиях разряда может осуществляться при электронном ударе, термически, под действием квантов излучения и другими способами.

а) Ионизация при электронном ударе

Типичная функция ионизации при электронном ударе возрастает от энергии ионизации до 100 - 150 эВ, а затем медленно спадает (рис 4.3.).

Спад сечения ионизации при больших энергиях электронов связан с уменьшением времени взаимодействия, в результате чего молекула или атом при столкновении не успевают поляризоваться.

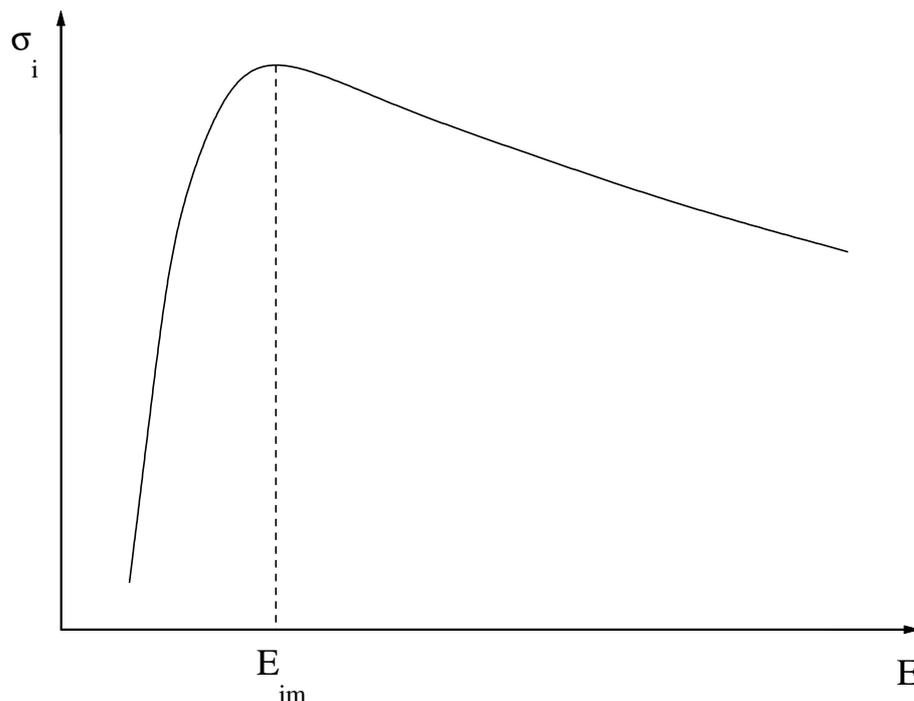


Рис. 4.3. Типичный вид функции ионизации

Так же как и в случае возбуждения, на практике обычно используют экспериментальные данные по сечениям ионизации. Поскольку средняя энергия электронов в разрядах невелика (порядка нескольких электронвольт), то в простейшем случае можно применять линейную аппроксимацию кривой

$$\sigma = C (E - E_i) \quad (4.15)$$

Более широкий интервал энергий охватывает формула, предложенная Н.Д.Моргулисом

$$\sigma_i = C_1 (E - E_i) \cdot e^{-C_2 (E - E_i)} \quad (4.16)$$

Эмпирические постоянные C , C_1 , C_2 зависят от рода газа. Для описания функции ионизации может быть использована и формула Фабриканта.

б) Термическая ионизация.

Термическая ионизация заключается в отрыве электрона от атома или молекулы при нагревании газа в условиях термодинамического равновесия. В качестве количественной характеристики процесса термической ионизации обычно используют степень ионизации α , которая представляет собой отношение концентрации электронов или ионов к концентрации атомов, включая и ионизованные. При локальном термодинамическом равновесии степень ионизации определяется по формуле Саха:

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha} = \frac{2g_i}{g_0} \cdot \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} \cdot p^{-1} \cdot kT^{5/2} \cdot e^{-\frac{eU_i}{kT}} \quad (4.17.)$$

В уравнении (4.17) g_i и g_0 - статистические веса ионов и атомов в нормальном состоянии, $e U_i$ - энергия ионизации атома, p - суммарное давление смеси нейтральных и заряженных частиц. Из рассматриваемой формулы следует, что степень ионизации экспоненциально возрастает с ростом температуры и уменьшается с увеличением давления. Для практических расчётов формулу (4.17) можно упростить, пренебрегая α в знаменателе по сравнению с единицей

$$\alpha = \left(\frac{2g_i}{g_0} \right)^{1/2} \cdot 1,55 \times 10^{-2} \cdot p^{-1/2} \cdot T^{5/4} \cdot e^{-\frac{5800 \cdot U_i}{T_e}} \quad (1.18)$$

Термическая ионизация характерна главным образом для дуговых разрядов, а также для магнетогидродинамических генераторов и некоторых других плазменных устройств.

в) Фотоионизация.

Фотоионизация заключается в отрыве электрона от атома или молекулы под действием кванта излучения. Основное условие фотоионизации $h\nu \rightarrow eU_i$. Поскольку потенциалы ионизации большинства газов и паров довольно велики, то для фотоионизации необходимы кванты ультрафиолетового или рентгеновского излучения. Функция фотоионизации (зависимость сечения процесса от энергии фотона) обычно представляет собой кривую с острым максимумом. Фотоионизация играет заметную роль в искровых разрядах.

4.3.3. Ступенчатые процессы при возбуждении и ионизации молекул электронным ударом

Ступенчатые процессы требуют для своего протекания меньших энергий, чем прямые, и идут наиболее эффективно в газах, где имеются высокие концентрации долгоживущих возбуждённых частиц (например метастабильных). Принципиальная схема ступенчатого процесса показана на рис.4.4.

Скорость протекания процесса при этом определяется следующим уравнением:

$$\Gamma = n_0 \cdot n_e \cdot k_{0-2} + n_1 \cdot n_e \cdot k_{1-2} \quad (4.19)$$

где обозначения 0, 1, 2 относятся к соответствующим уровням энергии на рис.4.4.

Скорость суммарного процесса зависит от концентрации возбуждённых частиц на промежуточном уровне n_1 . Поскольку эта концентрация возрастает с ростом тока разряда, то следует ожидать более быстрого, чем линейный, роста скорости процесса при увеличении тока разряда. В первом приближении, если концентрация промежуточных возбуждённых частиц пропорциональна концентрации электронов, то скорость суммарного процесса определится выражением

$$\Gamma = a \cdot N_e + b \cdot N_e^2 \quad (4.20)$$

где a и b - постоянные величины.

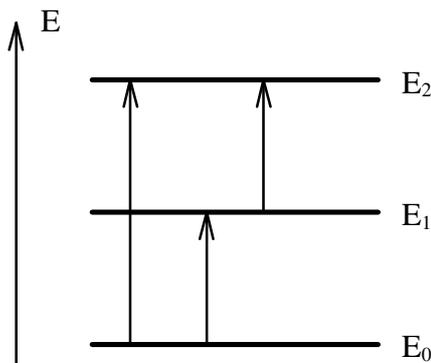


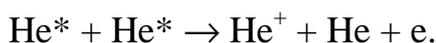
Рис.4.4. Принципиальная схема ступенчатого процесса

Роль ступенчатых процессов пренебрежимо мала при малых токах разряда, однако по мере роста тока их вклад может быть существенным. Так, например, в ртутном разряде при давлении порядка 5×10^5 Па и токе 300 мА практически вся ионизация осуществляется ступенчато. При тех же условиях 50% лучистого потока линий видимого излучения триплета ртути также вызвано ступенчатым возбуждением. Очень важную роль в газовом разряде и низкотемпературной плазме играет ионизация при столкновении метастабильной частицы с частицей другого сорта, если потенциал ионизации второй частицы B меньше энергии возбуждения частицы A :



Этот процесс носит название процесса Пеннинга и обуславливает медленную деионизацию плазмы после прекращения разряда, если в газе имеется легкоионизируемая примесь. Сечения пеннинговского процесса весьма велики и достигают $10^{-15} - 10^{-14}$ см². Большой вероятностью характеризуются также процессы ионизации при столкновении двух метастабильных атомов одного сорта.

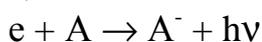
Например



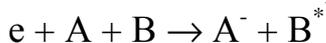
4.3.4 Образование и разрушение отрицательных ионов

Отрицательные ионы могут образовываться в реакциях следующих типов:

а) Радиационный захват свободного электрона нейтральным атомом



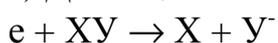
б) Захват свободного электрона нейтральным атомом или молекулой с передачей избыточной энергии третьему телу



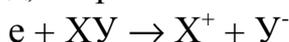
в) Захват свободного электрона молекулой с колебательным возбуждением молекулярного иона и последующей диссипацией энергии



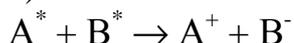
г) Диссоциативный захват электрона



д) Образование ионной пары



е) Столкновение тяжёлых возбужденных частиц



Рассмотренные выше пути в условиях разряда неравноценны и обычно один из них является преобладающим. Так при достаточно больших давлениях существенным является прилипание при тройном столкновении. Вероятность процесса зависит от того, в какой мере система способна избавиться от избытка энергии. Каждому из перечисленных выше механизмов захвата электронов соответствует обратный процесс отрыва электрона. Сводка механизмов отрыва может быть представлена в следующем виде:

а) столкновение отрицательного иона с возбужденным атомом;

б) фотоотрыв;

в) столкновение с электронами, быстрыми ионами или молекулами;

г) столкновение с ионами и молекулами малой энергии;

д) ассоциативный отрыв при столкновении с нейтральными атомами.

4.3.5 Диссоциация молекул

В условиях разряда могут иметь место процессы термической диссоциации, фотодиссоциации и диссоциации при электронном ударе. Первые два типа

реакций можно рассматривать аналогично соответствующим ионизационным процессам.

Рассмотрим подробнее диссоциацию молекул при электронном ударе. К диссоциации может приводить возбуждение электронных состояний молекул, при этом могут реализовываться три случая:

1. Возбуждение нестабильных состояний или переходов на отталкивательные ветви потенциальных кривых стабильных состояний. Примером такой диссоциации является возбуждение неустойчивого $b^3\Sigma_4^+$ состояния молекулы водорода.

2. Возбуждение стабильных состояний, из которых возможна преддиссоциация в результате взаимодействия с нестабильными состояниями. Преддиссоциация характерна для таких молекул, как азот, окись углерода. Вероятность преддиссоциации очень велика для большинства многоатомных молекул (трёх, четырёх и т.д.)

3. Возбуждение стабильных состояний с последующим каскадным переходом в состояние, принадлежащее первым двум типам. Зависимости сечений диссоциации от энергии электронов в данном случае соответствуют закономерностям процесса возбуждения и не будут рассматриваться в данном разделе.

Необходимо отметить, что к диссоциации приводят и ряд процессов, связанных с образованием заряженных частиц, например диссоциативная ионизация, диссоциативное прилипание. Отметим, что последний процесс может служить важным каналом образования атомов при разряде в галогенах. Возможна так же диссоциация молекул при возбуждении колебательных состояний при электронном ударе.

4.3.6 Рекомбинация

Под рекомбинацией понимают столкновение носителей противоположного знака, приводящее к их взаимной нейтрализации. Если оба носителя ионы, то рекомбинация называется ион-ионной, если же один из них электрон - то электрон-ионной. Рекомбинация заряженных частиц характеризуется коэффициентом α , который представляет собой кинетический коэффициент в уравнении

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -\alpha \cdot n^+ \cdot n^- \quad (4.21)$$

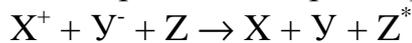
Предположив, что $n^+ = n^- = n$ и обозначив концентрацию при $t=0$ через n_0 , решение уравнения (4.21) можно получить в виде

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + \alpha \cdot t \quad (4.22)$$

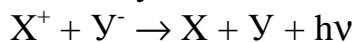
Из выражения (4.22) следует, что коэффициент рекомбинации можно найти, если известна скорость убыли числа носителей заряда в газе после прекра-

щения ионизации. При рекомбинации двух противоположных зарядов их полная внутренняя энергия должна уменьшаться. В случае атомарных ионов уменьшение энергии равно разности энергий ионизации положительного иона и сродства к электрону отрицательного иона. Вероятность процесса зависит от того, в какой мере система способна избавиться от избытка энергии. В силу требований сохранения импульса и момента количества движения переход энергии, выделяющейся при рекомбинации, в кинетическую энергию образующихся частиц почти невозможен. Поэтому рекомбинация заряженных частиц может протекать по одному из следующих каналов:

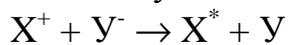
1. С передачей энергии третьему телу



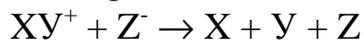
2. С излучением кванта света



3. С возбуждением образующихся нейтральных частиц



4. Если один или оба иона являются молекулярными, то возможна диссоциативная рекомбинация



Теоретические и экспериментальные исследования процесса рекомбинации показали, что излучательная рекомбинация является весьма маловероятной по сравнению с другими типами рекомбинации и ей в большинстве случаев можно пренебречь. Изложенные выше соображения справедливы как для электрон-ионной, так и для ион-ионной рекомбинации. В условиях газоразрядной плазмы пониженного давления наиболее существенной является диссоциативная рекомбинация, коэффициент которой может достигать 10^{-6} см³/сек. При больших давлениях (более 760 мм рт. ст.) основную роль обычно играет рекомбинация при тройных соударениях. Коэффициент рекомбинации уменьшается с увеличением "температуры" сталкивающихся частиц. Зависимость коэффициента рекомбинации от температуры описывается выражением

$$\alpha = \alpha_0 \cdot T^n \quad (4.23)$$

где n изменяется от $-3/2$ до $-1/2$. Аналогичные закономерности характерны и для рекомбинации нейтральных активных частиц (свободных атомов, радикалов), а выделяемая при этом энергия равна энергии разрыва связи.

Важную роль в разрядах имеет стеночная рекомбинация. Вероятность рекомбинации заряженных частиц на стенке близка к единице. Вероятность стеночной рекомбинации нейтральных атомов существенно меньше единицы (для стекла и других диэлектрических материалов она составляет 10^{-4} - 10^{-6} , а для металлов 10^{-2} - 10^{-4}) и растет с увеличением температуры стенки.

4.4 Движение электронов и ионов в газе

4.4.1 Дрейфовое движение электронов и ионов

Электроны в разряде испытывают многочисленные столкновения с атомами или молекулами газа. Поскольку столкновения эти носят случайный характер, то в каждом элементарном объёме имеются электроны с различными скоростями, разными направлениями движения.

При наличии электрического поля на хаотическое движение заряженных частиц накладывается направленное движение вдоль силовых линий поля.

При этом вследствие столкновений электронов и ионов с атомами газа направленное движение происходит с некоторой средней скоростью, зависящей от напряжённости электрического поля. Установим характер этой зависимости. Пусть в некотором объёме движется электрон с хаотической тепловой скоростью V_e . Время пробега электрона t составит:

$$t = \frac{\lambda_e}{V_e} \quad (4.24)$$

За это время сила электрического поля $F = eE$ сместит электрон на расстояние Δx в направлении поля. Столкнувшись затем с атомом газа, электрон изменит направление своего движения. Полагая все направления движения после столкновения равновероятными, можно считать, что после столкновения скорость электрона в направлении поля равна нулю. Тогда величина Δx может быть найдена из уравнения равноускоренного движения:

$$\Delta x = \frac{a \cdot t^2}{2} \quad (4.25)$$

Выражая ускорение a через силу F и массу электрона m получим:

$$\Delta x = \frac{e \cdot E \cdot t^2}{2 \cdot m_e} \quad (4.26)$$

Средняя скорость направленного движения может быть найдена путём деления значения Δx на время пробега t :

$$V_{ex} = 0,5 \cdot \frac{e \cdot \lambda_e}{m_e \cdot V_e} \cdot E \quad (4.27)$$

Таким образом, скорость направленного движения электронов (скорость дрейфа) пропорциональна напряжённости электрического поля E . Коэффициент пропорциональности в уравнении (4.27) называется подвижностью электронов:

$$b_e = 0,5 \cdot \frac{e \cdot \lambda_e}{m_e \cdot V_e} \quad (4.28)$$

Учитывая зависимость длины пробега от давления газа уравнение для подвижности можно переписать следующим образом:

$$b_e = 0,5 \cdot \frac{e \cdot \lambda_0}{m_e \cdot V_e} \cdot \frac{1}{p} \quad (4.29)$$

Полученное выражение является приближённым по ряду причин:

Во-первых, вывод проведён для одного электрона с конкретными значениями длины пробега и скоростью теплового хаотического движения. В действительности электроны имеют различные скорости, различные длины свободного пробега, причём усреднение соответствующих величин не исключает погрешности, ибо усреднять нужно не V_e и λ_e в отдельности, а их отношение.

Во-вторых, предположение о нулевой начальной скорости дрейфа строго говоря, неверно, так как каждый конкретный электрон имеет после столкновения некоторую составляющую в направлении поля.

В-третьих, вывод проведён в предположении, что электрическое поле не влияет на скорость теплового хаотического движения электронов, что справедливо лишь при больших давлениях и малых напряжённостях поля. Строгое решение задачи в общем виде весьма затруднительно, однако некоторые из перечисленных выше факторов могут быть учтены:

$$b_e = 0,815 \cdot \frac{e \cdot \lambda_0}{m_e \cdot V_e} \cdot \frac{1}{p} \quad (4.30)$$

Это уравнение также является приближённым и наиболее хорошо описывает результаты в области средних и больших давлений.

Аналогично уравнению подвижности электронов можно получить и уравнение подвижности положительных ионов:

$$b_i = a \cdot \frac{e \cdot \lambda_i}{m_i \cdot V_i} \quad (4.31)$$

Подвижность положительных ионов много меньше подвижности электронов. Отношение подвижностей определяется величиной:

$$\frac{b_e}{b_i} = \frac{\bar{\lambda}_e}{\bar{\lambda}_i} \cdot \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \quad (4.32)$$

4.4.2. Диффузия заряженных частиц в условиях разряда

Диффузионное движение заряженных частиц подчиняется общим законам диффузии, известным из кинетической теории газов и описывается следующими уравнениями:

$$v_x = n \cdot \bar{V}_x = -D \cdot \frac{dn}{dx} \quad (4.33)$$

$$\frac{dn}{dx} = D \cdot \frac{d^2 n}{dx^2}$$

где n - концентрация частиц в элементарном объёме с координатой x ;

V_x - средняя скорость движения частиц в направлении диффузии;

v_x - поток диффундирующих частиц;

D - коэффициент диффузии.

Если направленное движение заряженных частиц происходит как под влиянием градиента концентрации, так и электрического поля, то результирующая скорость будет равна геометрической сумме скоростей:

$$V_{ex} = -D_e \cdot \frac{1}{n_e} \cdot \frac{dn_e}{dx} - b_e \cdot E \quad (4.34)$$

$$V_{ix} = -D_i \cdot \frac{1}{n_i} \cdot \frac{dn_i}{dx} + b_i \cdot E$$

В газовом разряде часто встречается такой случай, когда действие градиента концентрации и напряжённости поля взаимно компенсируются. Движение электронов при этом оказывается беспорядочным, скорость направленного движения равна нулю:

$$-D \cdot \frac{1}{n_e} \cdot \frac{dn_e}{dx} - b_e \cdot E = 0 \quad (4.35)$$

Это уравнение позволяет установить изменение концентрации n_e электронов при переходе из точки с координатой X_1 и потенциалом U_1 в точку с координатой X_2 и потенциалом U_2 :

$$-\frac{b_e}{D_e} \cdot E \cdot dx = \frac{dn_e}{n_e} \quad (4.36)$$

После интегрирования получается:

$$\frac{b_e}{D_e} \cdot (U_2 - U_1) = \ln \frac{n_{e2}}{n_{e1}} \quad (4.37)$$

или

$$n_{e2} = n_{e1} \cdot e^{\frac{b_e \cdot (U_2 - U_1)}{D_e}} \quad (4.38)$$

Для распределения концентраций тех же частиц справедливо распределение Больцмана:

$$n_{e2} = n_{e1} \cdot e^{\frac{e \cdot (U_2 - U_1)}{k \cdot T_e}} \quad (4.39)$$

Уравнения (4.38) и (4.39) описывают один и тот же процесс и являются тождественными. Это позволяет приравнять показатели экспонент:

$$\frac{b_e}{D_e} \cdot (U_2 - U_1) = \frac{e}{k \cdot T_e} \cdot (U_2 - U_1) \quad (4.40)$$

Отсюда вытекает важное соотношение, связывающее величины b_e и D_e , характеризующие направленное движение электронов, с температурой T_e электронного газа, которая характеризует беспорядочное хаотическое движение:

$$\frac{b_e}{D_e} = \frac{e}{k \cdot T_e} \quad (4.41)$$

Это уравнение носит название соотношения Эйнштейна. Аналогичная формула может быть записана и для ионов:

$$\frac{b_i}{D_i} = \frac{e}{k \cdot T_i} \quad (4.42)$$

В условиях электрического разряда в газах, когда в объёме плазмы находятся электроны и ионы в равных концентрациях, диффузионное движение заряженных частиц имеет специфические особенности. Так как коэффициент диффузии электронов значительно больше, чем у ионов, электроны быстрее достигают стенки и создают избыточный отрицательный заряд, который ускоряет диффузию ионов и замедляет движение электронов. Уравнения движения соответствующих частиц при этом выглядят следующим образом:

$$V_{ex} = -D_e \cdot \frac{1}{n_e} \cdot \frac{dn_e}{dx} - b_e \cdot E \quad (4.43)$$

$$V_{ix} = -D_i \cdot \frac{1}{n_i} \cdot \frac{dn_i}{dx} + b_i \cdot E$$

Процесс накопления избыточного отрицательного заряда на стенке будет продолжаться до тех пор, пока электронный и ионный потоки не выровняются. Поскольку концентрации электронов и ионов равны, то равны должны быть и скорость их направленного движения V_x . Из приведенных выше уравнений можно получить:

$$\bar{V}_x \cdot (b_i + b_e) = -D_e \cdot b_i \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx} - D_i \cdot b_e \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx} \quad (4.44)$$

или

$$\bar{V}_x = -\frac{D_e \cdot b_i + D_i \cdot b_e}{b_i + b_e} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx} \quad (4.45)$$

Это уравнение соответствует обычному диффузионному, если обозначить величину:

$$\frac{D_e \cdot b_i + D_i \cdot b_e}{b_i + b_e} = D_a \quad (4.46)$$

D_a - коэффициент амбиполярной (двуполярной диффузии).

Так как $b_i \ll b_e$, то уравнение для коэффициента амбиполярной диффузии можно упростить:

$$D_a = \frac{k}{e} \cdot b_i \cdot (T_e + T_i) \quad (4.47)$$

При этом D_e и D_i заменены исходя из соотношения Эйнштейна. В условиях неизотермической плазмы, $T_e \gg T_i$, тогда:

$$D_a = \frac{k}{e} \cdot b_i \cdot T_e \quad (4.48)$$

Анализ этого выражения показывает, что коэффициент амбиполярной диффузии значительно меньше коэффициента диффузии электронов, так как $b_i \ll b_e$, но больше коэффициента диффузии ионов, ибо $T_e \gg T_i$.

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте смысл количественных характеристик столкновений (сечение, коэффициент скорости, Таунсендовский коэффициент).
2. Как можно аналитически описать зависимость сечения процесса от энергии электрона.
3. Какие столкновения являются упругими и от чего зависит доля энергии, теряемой электроном при столкновении.
4. Чем отличаются неупругие столкновения первого и второго рода.
5. Какое излучение называется резонансным.
6. Чем отличаются функции возбуждения при изменении и без изменения спина.
7. Сформулируйте принцип Франка - Кондона.
8. Объясните вид функции ионизации атомов и молекул электронным ударом.
9. От чего зависит степень термической ионизации газа.
10. Сформулируйте условие возникновения фотоионизации.
11. Как зависит скорость ступенчатого процесса от концентрации электронов.
12. Что такое пеннинговская ионизация.
13. Укажите основные типы процессов образования отрицательных ионов.
14. Какой вид имеют кривые зависимости сечения прилипания электронов от их энергии: а) для порогового процесса, б) для беспорогового процесса.
15. Назовите основные пути рассеяния энергии при электрон - ионной и ион - ионной рекомбинации.
16. Как меняется концентрация электронов во времени в рекомбинационно распадающейся плазме.
17. Как зависит скорость рекомбинации от температуры.
18. В чем особенности рекомбинации заряженных и нейтральных частиц.
19. Как связаны подвижность и коэффициент диффузии электронов и ионов.
20. В чем заключаются особенности амбиполярной диффузии.

ГЛАВА 5. ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ

5.1. Классификация разрядов

Электрические разряды в газе подразделяются на самостоятельные и не-самостоятельные. Несамостоятельным называется разряд, требующий для его поддержания независимого источника заряженных частиц (нагревание катода, облучение газа светом, рентгеновским или радиоактивным излучением).

Самостоятельным называется разряд, в котором генерация зарядов и их движение в разрядном промежутке осуществляется только за счёт энергии внешнего электрического поля.

Самостоятельный разряд в свою очередь подразделяется на несколько типов:

1. Тлеющий разряд характеризуется большим катодным падением потенциала и своеобразным чередованием тёмных и светлых полос. Тлеющий разряд возникает при средних давлениях ($0,1-10^4$ Па) и среднем внутреннем сопротивлении источника питания.

2. Дуговой разряд возникает при высоких давлениях и наличии мощного источника питания.

3. Искровой разряд имеет вид зигзагообразных ломаных линий, сопровождается характерными звуковыми эффектами. Искровой разряд возникает при высоком давлении и наличии высоковольтного, но маломощного источника питания.

Можно отметить также такие виды разрядов как коронный, факельный, высокочастотный (ВЧ) и сверхвысокочастотный (СВЧ).

5.2. Несамостоятельный газовый разряд

Несамостоятельный разряд был впервые экспериментально исследован Столетовым при изучении фотоэффекта. Объяснение основных закономерностей несамостоятельного разряда было дано Таунсендом в его теории электронных лавин. Рассмотрим процессы между двумя находящимися в газовой среде плоскими электродами, к которым приложена разность потенциалов U_a (рис.5.1.).

Допустим, что

1) Напряжённость поля в пространстве между электродами постоянна и равна U/d .

2) Напряжённость поля достаточно велика, чтобы обеспечить направленное движение электронов и ионов.

3) Из катода под действием внешних факторов в единицу времени выходит ν электронов.

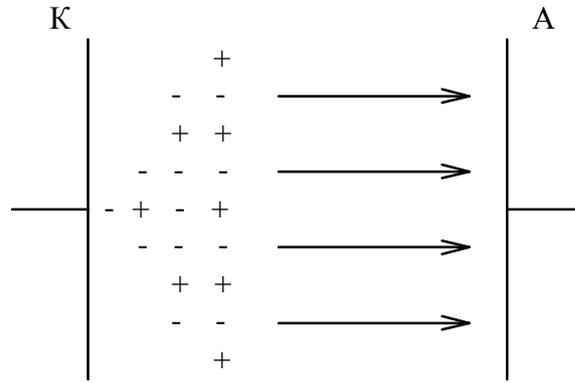


Рис.5.1. Развитие лавины в разрядном промежутке

Двигаясь в электрическом поле, электроны приобретают энергию и ионизируют газ, что приводит к образованию электронной лавины, схематически показанной на рисунке. Число электронов, образованных в единицу времени на отрезке dx будет равно $\alpha \cdot v_x \cdot dx = dv_x$, где α -число электронов, образованных одним электроном на пути в 1 см (первый коэффициент Таунсенда).

Разделим переменные:

$$\frac{dv_x}{v_x} = \alpha \cdot dx \quad (5.1)$$

и проинтегрируем

$$v_a = v_k \cdot e^{\alpha \cdot d} \quad (x=0 \ v_x=v_0; \ x=d \ v_x=v_a)$$

v_a -число электронов, попадающих в единицу времени на анод.

Умножив обе части на заряд электрона, получим связь между электронным током на анод и током электронной эмиссии с катода:

$$I_a = I_k \cdot e^{\alpha \cdot d} \quad (5.2)$$

В более общем случае, когда из-за сложной конфигурации электродов или влияния объёмного заряда напряжённость поля непостоянна, можно записать:

$$I_a = I_k \cdot e^{\int_0^d \alpha \cdot dx} \quad (5.3)$$

Величина $I_a/I_k = \exp(\alpha \cdot d)$ носит название коэффициента газового усиления. Эффект газового усиления тока при несамостоятельном разряде используется в газонаполненных фотоэлементах.

Расчёты коэффициента газового усиления по приведённым выше формулам в ряде случаев приводят к заниженным значениям. Это связано с неучётом явления выбивания электронов из катода положительными ионами. Эмиссия электронов под действием ударов положительных ионов характеризуется коэффициентом γ - числом электронов, выбиваемых из катода одним ионом.

Принимая во внимание эмиссию электронов под действием ударов положительных ионов можно получить следующий закон нарастания тока в междуэлектродном промежутке:

$$I_a = I_k \cdot \frac{e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)} \quad (5.4)$$

Следует подчеркнуть, что I_k - это лишь электронная доля катодного тока, вызванная внешними факторами. Входящий в уравнение коэффициент объёмной ионизации α зависит от напряжённости электрического поля и средней длины свободного пробега электрона. Характер этой зависимости был установлен Таунсендом:

$$\frac{\alpha}{P} = A \cdot e^{-\frac{B}{E/P}} \quad (5.5)$$

A и B - постоянные, зависящие от рода газа:

$$A = I/\lambda e_0 ; B = U_i/\lambda e_0$$

где λe_0 -длина свободного пробега электрона в данном газе;

U_i -потенциал ионизации газа.

На практике обычно пользуются коэффициентами A и B , найденными экспериментальным путём. Коэффициент вторичной эмиссии γ определяется энергией бомбардирующих катод положительных ионов, которая увеличивается с увеличением напряжённости поля и уменьшением давления. Поэтому можно записать:

$$\gamma = f(E/P) \quad (5.6)$$

5.3. Условие развития самостоятельного разряда Пробой разрядного промежутка

Проанализируем подробнее выражение (5.4.)

$$I_a = I_k \cdot \frac{e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)}$$

Обычно γ - величина малая и произведение $\gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1)$ меньше единицы.

При этом уменьшение тока с катода под действием посторонних факторов будет приводить к уменьшению анодного тока. При $I_k=0$ окажется равным нулю и ток на анод, что подтверждает несамостоятельность разряда.

Если при неизменном I_k увеличивать анодный ток за счёт увеличения $\exp(\alpha \cdot d)$ и уменьшения $(1 - \gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1))$ путём подбора соответствующих условий, это будет объясняться увеличением интенсивности электронных лавин, развивающихся между электродами.

Однако как бы ни была мала величина $(1 - \gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1))$, анодный ток будет иметь место только при наличии эмиссионного тока под действием внешних факторов, т.е. разряд будет оставаться несамостоятельным. Предположим, что в результате увеличения $\exp(\alpha \cdot d)$ член знаменателя $\gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1)$ станет равным единице, а весь знаменатель равным нулю. Формально это означает, что при $I_k=0$ в правой части уравнения имеется неопределённость. При этих ус-

ловиях анодный ток будет иметь место даже при отсутствии эмиссии электронов из катода под действием внешних факторов. Электронные лавины становятся настолько мощными, количество ионов, возникающих в объёме столь велико, что эмиссия электронов из катода под действием ионной бомбардировки обеспечивает разряд.

Таким образом, выражение

$$\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) = 1 \quad (5.7)$$

характеризует условие, при которых разряд переходит из несамостоятельного в самостоятельный. Это условие имеет следующий физический смысл: разряд становится самостоятельным, если один выходящий из катода электрон порождает такое количество положительных ионов, которые приходя к катоду, выбивают из него не менее одного электрона.

Ранее было отмечено, что коэффициенты α/P и γ являются функциями приведённой напряжённости поля E/P . Учитывая это условие перехода разряда из несамостоятельного в самостоятельный можно записать:

$$f_1\left(\frac{E}{P}\right) \cdot \left(e^{P \cdot d \cdot f_2\left(\frac{E}{P}\right)} - 1\right) = 1 \quad (5.8)$$

Напомним, что речь идёт о моменте, предшествующем развитию разряда, когда объёмный заряд электронов и ионов ещё невелик и существенного влияния на распределение потенциала между электродами не оказывает. При этом распределение потенциала можно считать линейным и напряжённость поля постоянной:

$$E = U/d \quad (5.9)$$

Тогда уравнение можно переписать в виде:

$$f\left(\frac{U}{P \cdot d}\right) \cdot \left(e^{P \cdot d \cdot f\left(\frac{U}{P \cdot d}\right)} - 1\right) = 1 \quad (5.10)$$

Это уравнение показывает, что напряжение зажигания самостоятельного разряда является функцией произведения давления на расстояние между электродами $U_3=f(P \cdot d)$. Эта зависимость ещё до появления теории Таунсенда была исследована экспериментально Пашеном в широком диапазоне условий, поэтому соответствующие кривые носят название кривых Пашена. Типичный вид зависимости напряжения зажигания от произведения давления на расстояние между электродами приведён на рис.5.2.

Наличие минимума на кривой связано с тем, что по мере увеличения величины $P \cdot d$ увеличивается частота столкновений электронов с молекулами газа, что приводит к увеличению вероятности ионизации, но в то же время уменьшается энергия, приобретаемая электронами между столкновениями, что вызывает уменьшение вероятности ионизации. Напряжение зажигания разряда является одной из важнейших характеристик ионных приборов и это послужило причиной многочисленных исследований по влиянию материала электродов и состава газа на потенциал зажигания.

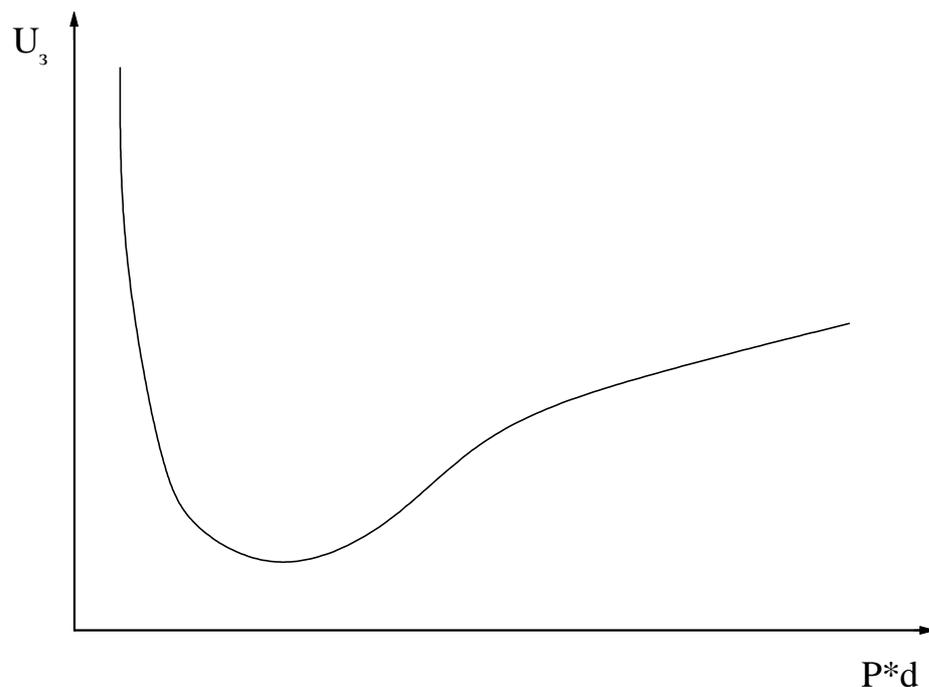


Рис.5.2. Типичный вид кривой Пашена

Было найдено, что напряжение зажигания уменьшается при уменьшении работы выхода электронов из катода (коэффициент γ зависит от работы выхода). При изготовлении некоторых типов ионных приборов для уменьшения потенциала зажигания разряда производится активация катода веществами, снижающими работу выхода (например, барием, цезием и др.).

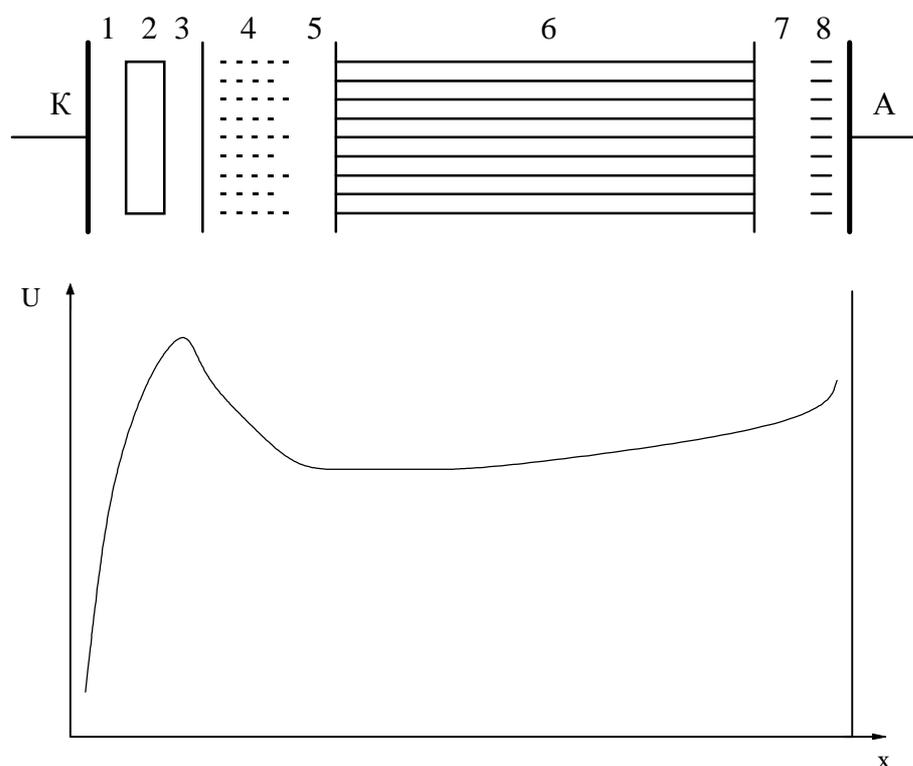
Напряжение зажигания сильно понижается при добавлении к основному газу легкоионизируемой примеси. Это может быть связано как с меньшим потенциалом ионизации примеси, так и с эффектом Пеннинга, когда метастабильные атомы основного газа ионизируют атомы или молекулы примеси. Закон Пашена может нарушаться при сильном уменьшении давления газа, когда средняя длина свободного пробега становится соизмеримой с расстоянием между электродами. Кроме того отклонения от закона Пашена наблюдаются и при давлениях больше 1 атм, когда разряд развивается в виде искры.

5.3.1 Тлеющий разряд

Для тлеющего разряда характерно наличие двух резко различающихся участков: небольшой по протяжённости катодной области, в которой имеется большое падение потенциала, и положительного столба, представляющего собой плазму. На рис.5.3. показаны основные области тлеющего разряда и распределение потенциала по длине разрядного промежутка.

Электроны, покидающие катод под действием ударов положительных ионов, имеют малые начальные энергии, поэтому процессы возбуждения и ионизации малоэффективны и наблюдается тёмная область (1), толщина которой весьма мала. По мере движения в поле катодного падения потенциала энергия электронов увеличивается и там, где она достаточна для возбуждения молекул газа, наблюдается катодное свечение (2). На некотором расстоянии от катода (в пределах тлеющего свечения) энергия электронов оказывается достаточной для ионизации атомов. Так как с ростом вероятности ионизации увеличение энергии приводит и к уменьшению вероятности возбуждения, наблюдается сравнительно тёмное Круксово пространство (3). Слабое свечение этой области связано с наличием сравнительно небольшого количества актов возбуждения. Внешняя граница этого тёмного пространства примерно совпадает с границей катодного падения потенциала. Кривая распределения потенциала имеет в этой области максимум, а напряжённость поля падает до нуля.

Начиная с этого участка резко изменяется характер движения электронов и ионов. Если на участке катодного падения потенциала заряженные частицы двигаются в сильном электрическом поле в осевом направлении, то в области сильно ионизированного газа и практически отсутствующего электрического поля движение их преимущественно хаотическое.



*Рис.5.3. Структура и распределение потенциала тлеющего разряда:
 1. Астоново тёмное пространство; 2. Катодное свечение; 3. Круксово тёмное пространство; 4. Тлеющее свечение; 5. Фарадеево тёмное пространство;
 6. Положительный столб; 7. Анодное тёмное пространство; 8. Анодное свечение.*

На беспорядочное движение накладывается направленное диффузионное движение электронов и ионов, что приводит к возникновению небольшого участка тормозящего электрического поля в области тлеющего свечения (4) и Фарадеева тёмного пространства (5). Частые потери энергии на ионизацию и отсутствие ускоряющего поля приводят к уменьшению средней энергии электронного газа. На внешней границе Круксова тёмного пространства ионизации почти нет, однако энергия электронов ещё достаточна для возбуждения молекул газа, поэтому визуально наблюдается область тлеющего свечения. Характер свечения в этой области по мере удаления от катода становится всё более длинноволновым и постепенно свечение исчезает. Происходит переход к области Фарадеева тёмного пространства, где энергия электронов столь мала, что большинство из них соударяется с атомами упруго, а возбуждения и ионизации почти нет.

В процессе диффузионного движения часть электронов и ионов рекомбинирует на стенке. В связи с этим в Фарадеевом тёмном пространстве концентрация зарядов в направлении анода уменьшается, что вызывает появление продольного градиента потенциала. Продольный градиент потенциала сообщает электронам дополнительную скорость, что приводит к появлению ионизации, компенсирующей гибель зарядов на стенке.

За областью Фарадеева тёмного пространства образуется остов или столб разряда, простирающийся до анода.

Характерно, что величина напряжённости поля в положительном столбе разряда устанавливается такой, что генерация новых зарядов компенсирует уход зарядов на стенки. В узких трубках, где уход зарядов на стенки велик, устанавливается более высокая напряжённость поля и средняя энергия электронов, чем в широких трубках. Положительный столб в осевом направлении может быть однородным или слоистым. Слоистый столб представляет собой ряд светящихся областей (страт), разделённых тёмными промежутками. Различают страты неподвижные и бегущие. Характерный для столба разряда баланс заряженных частиц нарушается около анода. В прианодной области уход положительных ионов по направлению к катоду не компенсируется приходом их и со стороны анода возникает объёмный отрицательный заряд, соответствующий анодному падению потенциала.

5.3.2 Количественная теория катодной области тлеющего разряда

Из феноменологического описания тлеющего разряда следует, что необходимые для его существования процессы происходят в катодных областях. Кроме того особенности процессов в катодных областях используются при построении ряда газоразрядных приборов (например, стабилизаторов напряже-

ния). Поскольку в катодной области имеется объёмный заряд, при решении задачи необходимо исходить из уравнения Пуассона:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = -\frac{1}{\epsilon_0} \cdot \left(\frac{j_i}{b_i} \cdot E - \frac{j_e}{b_e} \cdot E \right) \quad (5.11)$$

j_i, b_i - плотность ионного тока и подвижность ионов;

ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость.

Индекс "e" относится к электронам.

Сложный характер изменения напряжённости электрического поля в катодной области затрудняет решение уравнения Пуассона, поэтому при построении теории эта зависимость аппроксимируется прямой линией. При этом напряжённость поля на катоде можно выразить через величину катодного падения потенциала следующим образом:

$$E_0 = 2 E_{cp} = 2 \Delta U_k / d_k \quad (5.12)$$

d_k - ширина участка катодного падения потенциала.

В этом случае:

$$dE/dx = -E_0/d_k = -2 \Delta U_k / d_k^2 \quad (5.13)$$

и уравнение Пуассона принимает вид:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{1}{\epsilon_0} \cdot \left(\frac{j_{ik}}{b_i} \cdot E_0 - \frac{j_{ek}}{b_e} \cdot E_0 \right) \quad (5.14)$$

или

$$\frac{\Delta U_k^2}{d_k^3} = -\frac{1}{4 \cdot \epsilon_0} \cdot \left(\frac{j_{ik}}{b_i} - \frac{j_{ek}}{b_e} \right) \quad (5.15)$$

Учитывая, что электроны выбиваются из катода под действием ударов положительных ионов, можно записать:

$$j_{ek} = \gamma j_{ik} \quad (a)$$

так как $\gamma \ll 1$, а $b_e \gg b_i$, то

$$\frac{\Delta U_k^2}{d_k^3} = -\frac{j_k}{4 \cdot \epsilon_0 \cdot b_i \cdot (1 + \gamma)} \quad (б)$$

Чтобы исключить величину d_k и получить связь ΔU_k и j_k воспользуемся тем, что в катодной области оправдывается условие $\gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1) = 1$.

Совместное решение уравнений (a) и (б) позволяет получить зависимость ΔU_k от j_k , которая представлена на рис.5.4.

Константы C_1 и C_2 , входящие в масштабы вертикальной и горизонтальной осей, зависят от рода газа, материала катода и выражаются следующими формулами:

$$C_1 = 2 \cdot \frac{A}{B \cdot \ln(1 + 1/\gamma)} \quad (5.16)$$

$$C_2 = \frac{\ln(1 + 1/\gamma)}{\epsilon_0 \cdot A \cdot B^2 \cdot P \cdot b_i \cdot P^2 \cdot (1 + \gamma)} \quad (5.17)$$

где А и В коэффициенты уравнения Таунсенда.

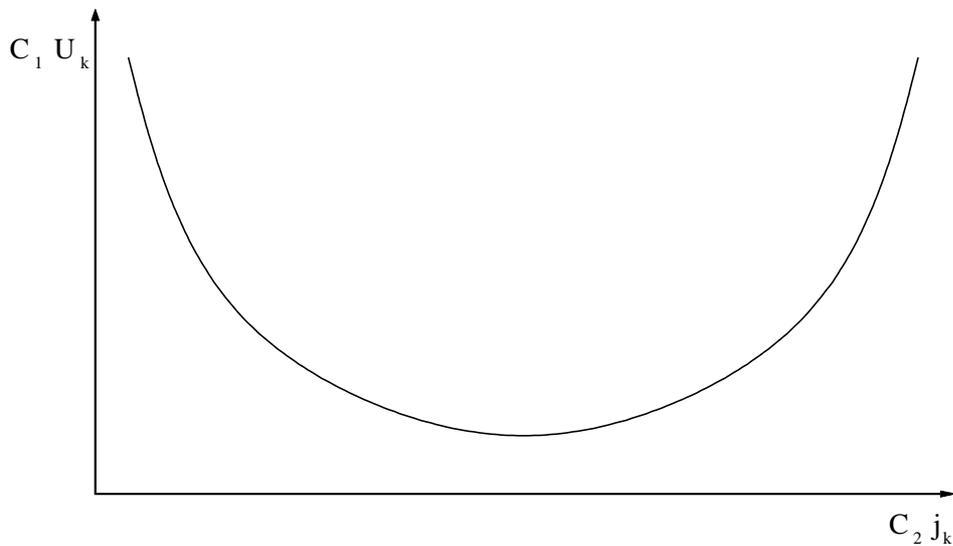


Рис. 5.4. Зависимость U_k от j_k

Переход от зависимости $j_k=f(U_k)$ к вольт-амперной характеристике катодной области путём умножения плотности тока на площадь катода возможен лишь для правой кривой, которая соответствует режиму полного покрытия катода свечением. При некотором значении тока на катоде устанавливается плотность тока $j_{кп}$ и катодное падение потенциала снижается до минимальной величины $\Delta U_{кп}$. Дальнейшее уменьшение катодного тока ведёт не к уменьшению плотности тока, а к уменьшению площади катода, покрытой свечением. При этом плотность тока и катодное падение потенциала остаются неизменными. Действительная ВАХ разряда показана на рис.5.5.

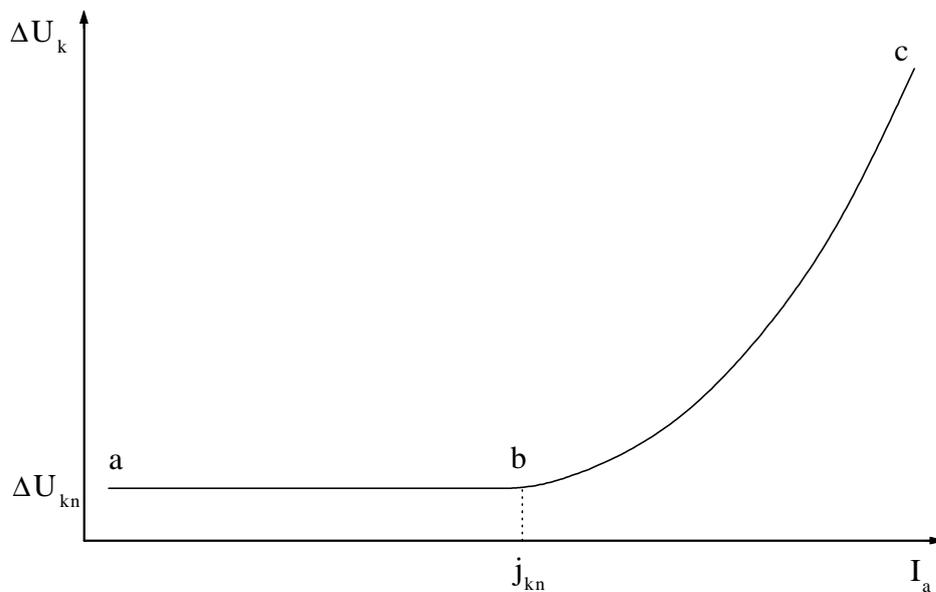


Рис.5.5. Вольт-амперная характеристика катодных областей тлеющего разряда

Участок "ab" характеристики соответствует нормальному тлеющему разряду, а участок "bc" - аномальному.

Итак, для нормального тлеющего разряда характерны постоянные по величине плотность тока j_{kn} на катод и нормальное катодное падение потенциала ΔU_{kn} .

Величина U_{kn} зависит от рода газа и материала электрода. Эффект постоянства U_{kn} при изменении тока нашёл применение в газоразрядных стабилизаторах напряжения (стабиловольтах).

Для каждой комбинации газ - материал катода существует также определённое значение j_{kn}/P^2 и $P \cdot d_{kn}$, которые в области нормального тлеющего разряда постоянны. В аномальном разряде закономерности сложнее и выводы теории хуже совпадают с экспериментом. Поэтому обычно пользуются эмпирическими формулами для расчёта величин ΔU_k и d_k :

$$\Delta U_k = \Delta U_{kn} + \frac{\kappa}{P} \cdot (j_k - j_{kn})^{1/2} \quad (5.18)$$

$$d_k = \frac{a}{\sqrt{j_k}} + \frac{b}{P}$$

где a , b , κ - эмпирические постоянные, зависящие от рода газа и материала катода.

В положительном столбе тлеющего разряда газ находится в состоянии плазмы; вопросы теории плазмы будут кратко рассмотрены в одном из последующих разделов.

5.3.3 Дуговой разряд

Дуговой разряд в виде электрической или вольтовой дуги был открыт В.В.Петровым в 1802 году.

Дуговые разряды классифицируются по эмиссионным процессам на катоде. Можно установить четыре типа разрядов:

1. Дуга с термоэлектронной эмиссией, катод которой разогревается разрядом, а дуга является самоподдерживающейся.
2. Дуга с термоэлектронной эмиссией, катод которой нагревается извне.
3. Дуга с автоэлектронной эмиссией.
4. Металлическая дуга.

В зависимости от давления газа при разряде различают дугу низкого давления ($P \ll 1$ атм) и дугу высокого давления ($P \geq 1$ атм).

Примером 1-ого типа разряда может являться дуга между угольными электродами.

Более простым примером является дуга с вольфрамовыми электродами в азоте. Температура катода в такой дуге составляет около 2500 К. Термоэлектронная эмиссия при этой температуре примерно равна току в дуге.

Примером разряда с автоэлектронной эмиссией является ртутная дуга. В разряде такого типа на катоде видно яркое пятно, передвигающееся по поверхности электрода. Плотность тока достигает огромных величин - до 10^6 А/см².

Если рассматривать переход от тлеющего разряда к дуговому, то по мере роста тока нагрев катода становится весьма сильным. При этом в силу естественной неоднородности и различных условий охлаждения отдельных участков катода, один из участков разогревается сильнее других и начинает эмитировать значительное количество электронов. Увеличение эмиссии с данного участка приводит к образованию более интенсивной местной лавины и к увеличению числа ионов, бомбардирующих данный участок. В результате этого разряд стягивается на катоде в пятно очень малых размеров, называемое катодным пятном, причём преобладающим механизмом эмиссии становится термоэлектронная эмиссия. В трубке устанавливается самостоятельный дуговой разряд, распределение потенциала в котором приведено на рис.5.6.

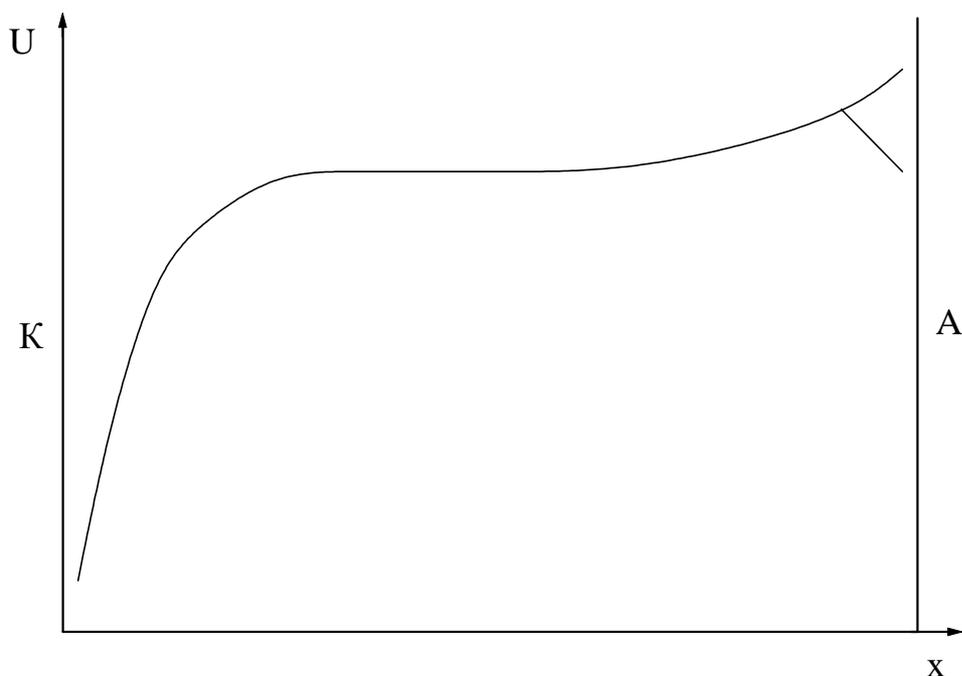


Рис.5.6. Распределение потенциала в дуговом разряде

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

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

Вместе с тем катодное падение потенциала не может быть меньше потенциала ионизации наполняющего газа, т.к. разгоняемые этим катодным падением электроны должны интенсивно ионизировать газ.

Столб дугового разряда, примыкающий к участку катодного падения потенциала, качественно аналогичен столбу тлеющего разряда. Количественные отличия связаны с тем, что плотность тока в дуге значительно больше, чем в тлеющем разряде.

В прианодном участке, в зависимости от размеров, формы, материала анода и т.д. может наблюдаться как некоторое увеличение потенциала, так и его уменьшение.

Таким образом, напряжение горения дугового разряда складывается из ΔU_k , падения напряжения в столбе и анодного падения потенциала, и в общем значительно меньше, чем в тлеющем разряде.

Кроме термоэлектронной эмиссии в дуговых разрядах наблюдается электростатическая эмиссия. Образованию сильного электрического поля около катода способствует интенсивное испарение материала катода, создающее непосредственно около него высокое давление пара. При этом средняя длина пробега электронов, а следовательно, и протяжённость участка катодного падения потенциала уменьшается до величин порядка 10^{-7} м, что при значениях ΔU_k порядка 10-20 вольт даёт среднюю напряжённость поля в катодном участке около 10^8 В/м. Это подтверждается тем, что при ртутном дуговом разряде светящееся катодное пятно представляет собой не свечение поверхности ртути, а свечение газа над поверхностью ртути. Температура ртути непосредственно под пятном не превышает 200°C .

Термоэлектронная эмиссия не может создать ток значительной величины, т.к. напряжённость поля вблизи катода составляет порядка 10^6 В/м. Естественно предположить, что высокая плотность тока в разряде получается за счёт электростатической эмиссии. Вероятно также играет роль термическая ионизация газа в объёме и эмиссия с катода ударами положительных ионов.

Вольт-амперная характеристика дуги является падающей. Обычно связь между током и напряжением в дуге выражается эмпирической формулой Айртона:

$$U = a + b \cdot L + \frac{c + d \cdot L}{I} \quad (5.19)$$

где U - напряжение между электродами;

I - сила тока;

L - длина дуги;

a , b , c и d - постоянные величины, зависящие от давления газа и от условий охлаждения электродов, а следовательно от размеров и формы электродов.

Перепишем формулу в следующем виде:

$$U = a + \frac{c}{I} + L \cdot \left(b + \frac{d}{I} \right) \quad (5.20)$$

Члены, содержащие множитель L , соответствуют падению потенциала в положительном столбе; первые два члена характеризуют сумму катодного и анодного падений $U_k + U_a$. Динамическая характеристика дугового разряда сильно отличается от статических. На вид динамической характеристики оказывают влияния условия, определяющие режим дуги: расстояние между электродами, величина внешнего сопротивления, самоиндукция, ёмкость внешней цепи, частота переменного тока и т.д. К дуговым разрядам следует отнести процессы, происходящие в ртутных выпрямителях. Такая дуга, образованная в парах тех веществ, из которых состоят электроды, при тщательном удалении других газов из разрядной трубки, носит название дуги в вакууме.

Характерной особенностью дуговых разрядов является высокая температура газа и электродов, составляющая несколько тысяч градусов Кельвина, и высокая интенсивность излучения зоны разряда. Поэтому дуговой разряд широко используется для сварки и резки металлов, в качестве источника излучения в дуговых плазмотронах и т.д.

5.3.4 Искровой разряд

Искровой разряд, в отличие от других видов разряда, является прерывистым даже при пользовании источником постоянного напряжения. По внешнему виду искровой разряд представляет собой пучок ярких зигзагообразных полос, постоянно сменяющих одна другую. Светящиеся полосы - искровые каналы - распространяются от обоих электродов. Разрядный промежуток в случае искры неоднороден, поэтому количественное исследование процессов в искровом разряде является затруднительным. Одним из основных методов исследования искрового разряда является фотография.

Потенциал зажигания искрового разряда весьма высок. Однако, когда промежуток уже пробит, сопротивление его резко уменьшается, и через промежуток проходит значительный ток. Если мощность источника мала, то разряд гаснет. После этого напряжение на разрядном промежутке снова возрастает и разряд вновь может зажечься. Такой процесс носит название релаксационных колебаний разряда.

Если разрядный промежуток имеет большую ёмкость, каналы искры ярко светятся и производят впечатление широких полос. Это конденсированный искровой разряд.

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

Особым видом искрового разряда является скользящий разряд, происходящий вдоль поверхности раздела какого-либо твёрдого диэлектрика и газа вокруг металлического электрода (острия), касающегося этой поверхности. Если в качестве диэлектрика использовать фотопластинку, то можно сделать эту картину видимой для глаза. Очертания, получаемые при помощи искрового разряда на поверхности диэлектрика, называют фигурами Лихтенберга. Фигуры Лихтенберга могут служить для определения полярности разряда и для определения высокого напряжения, т.к. максимальное напряжение разрядного импульса прямо пропорционально радиусу поверхности, которую занимает фигура. На этом принципе основаны приборы для измерения очень высоких напряжений - клинодографы. Если расстояние между электродами мало, то ис-

кровой разряд сопровождается разрушением анода - эрозией. Этот эффект используется для точечной сварки и резки металлов.

Опыты показали, что при значениях $P \cdot d > 200$ напряжение зажигания искрового разряда отличается от рассчитанного по теории Таунсенда-Роговского.

При изучении искрового разряда были установлены два основных расхождения между теорией и практикой:

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

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

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

Стример - это область газа с высокой степенью ионизации, распространяющаяся в направлении катода (положительный стример) или в направлении анода (отрицательный стример). Стримерная теория представляет собой теорию однолавиного пробоя. Согласно этой теории между электродами проходит лавина электронов. После прохождения лавины электроны попадают на анод, а положительные ионы, имея значительно меньшие скорости, образуют конусообразное ионизированное пространство. Плотность ионов в этом пространстве недостаточна для пробоя. Однако под действием фотоэлектронов возникают дополнительные лавины. Эти лавины будут двигаться к стволу главной лавины, если поле её пространственного заряда соизмеримо с приложенным напряжением. Таким образом пространственный заряд непрерывно увеличивается и процесс развивается как самораспространяющийся стример. Когда напряжение, приложенное к разрядному промежутку, превышает минимальное пробивное значение, поле пространственного заряда, образованное лавиной, будет соизмеримо с величиной внешнего поля, ещё до того, как лавина достигнет анода. В этом случае стримеры возникают в середине промежутка. Таким образом для возникновения стримера необходимо соблюдение двух основных условий:

1) Поле лавины и поле, созданное приложенным к электродам напряжением, должны находиться в определённом соотношении.

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

При большой мощности источника искровой разряд переходит в дуговой.

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

В электровакуумной технике искровой разряд используется в импульсных разрядниках - тригитронах.

5.3.5 Коронный разряд

Корона возникает при сравнительно высоких давлениях в тех случаях, когда поле в разрядном промежутке неравномерно из-за малого радиуса кривизны одного из электродов. Ионизация и свечение газа происходят в сравнительно узком слое около этого электрода. Этот слой называется коронирующим. Во внешней области разряда ток переносится частицами только одного знака. Ток коронного разряда ограничивается сопротивлением несветящейся области. При увеличении напряжения между электродами размеры светящегося слоя короны и его яркость увеличиваются. Когда светящаяся область достигает другого электрода, разряд переходит в искровой. Поэтому коронный разряд называют незавершенным пробоем разрядного промежутка. В настоящее время для описания короны используют в основном теорию лавин, хотя ряд явлений связан с образованием стримеров.

Начальная напряжённость поля короны зависит от радиуса электрода и давления газа. Хорошо оправдывается эмпирическая формула Пика:

$$E_k = 31 \cdot \delta \cdot \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{\delta \cdot r_0}} \right), \text{ кВ/см}^2 \quad (5.21)$$

r_0 - радиус коронирующего электрода;

d - плотность воздуха при нормальных условиях.

На возникновении коронного разряда основаны газоразрядные счётчики элементарных частиц.

5.3.6 Высокочастотные разряды

В общем случае газовый разряд может возбуждаться с помощью постоянных или переменных электрических полей. Очень широкое распространение в современной технике и технологии получили высокочастотные (ВЧ) разряды, возбуждаемые электромагнитными полями мегагерцового диапазона частот.

Существует два способа создания высокочастотного разряда - индукционный и емкостной. При индукционном способе разрядную трубку помещают в катушку (соленоид) с током высокой частоты. Индуцируемое внутри катушки вихревое электрическое поле и поддерживает разряд. Это разряд Н-типа или ВЧИ разряд. Он характеризуется достаточно высокой пространственной однородностью и применяется при проведении ряда плазмохимических процессов, в том числе в технологии микроэлектроники. При емкостном способе (ВЧЕ-разряд) высокочастотное напряжение подают на электроды, образующие своего рода конденсатор. Электроды могут находиться в непосредственном контакте с плазмой или могут быть вынесены за ее пределы и отделяться от плаз-

мы диэлектрическими стенками (безэлектродный разряд). Такие разряды находят широкое применение в приборах (газоразрядные лазеры, некоторые типы источников излучения) и технологии. Большинство промышленных плазмохимических установок, применяемых в технологии микроэлектроники, работают с использованием емкостного ВЧ разряда на частоте 13,57 МГц.

Напряженность электрического поля в ВЧ разрядах обычно несколько ниже, чем в разряде постоянного тока.

5.3.7. Разряды на сверхвысоких частотах

Сверхвысокочастотные разряды возбуждаются в диапазоне частот от 1 до 300 ГГц (длина волны 30 см – 3 мм). В промышленности наиболее часто используются частоты 0,915 и 2,45 ГГц. СВЧ разряды могут существовать в широком диапазоне давлений. В отсутствие магнитного поля этот диапазон составляет от 1 до 10^5 Па. Наложение внешнего магнитного поля (режим электронного циклотронного резонанса) позволяет существенно продвинуться в область низких давлений – до 10^{-4} Па. В зависимости от давления и вводимой мощности СВЧ разряд по своим параметрам может быть тлеющим или дуговым.

СВЧ разряд возбуждается при помещении трубки с рабочим газом в полость резонатора или при введении резонатора в реактор (рис. ____). Для получения плазмы в достаточно большом объеме СВЧ мощность вводится в реактор через специальное вакуумное окно (рис. ____).

СВЧ разряды отличаются высокой однородностью, повышенной средней энергией электронов, отсутствием внутренних электродов, что обуславливает их широкое применение.

Контрольные вопросы

1. Назовите основные виды электрических разрядов в газе.
2. Опишите процесс развития электронной лавины при несамостоятельном разряде.
3. Укажите необходимые условия существования несамостоятельного разряда.
4. Сформулируйте условия перехода разряда из несамостоятельного в самостоятельный.
5. В чем смысл закона Пашена.
6. Условия возникновения тлеющего разряда.
7. Дайте феноменологическое описание структуры тлеющего разряда.
8. Почему катодная область является необходимым признаком существования тлеющего разряда.
9. Что такое нормальный и аномальный тлеющий разряды.
10. Укажите основные параметры нормального тлеющего разряда.

11. При каких условиях возникает дуговой разряд.
12. Рассмотрите структуру дугового разряда.
13. От чего зависят параметры катодных областей дугового разряда.
14. Назовите типы дуговых разрядов и виды эмиссии электронов с катода в дуговом разряде.
15. Укажите условия возникновения искрового разряда.
16. Почему искровой разряд имеет прерывистый характер.
17. В чем причина звуковых эффектов, сопровождающих дуговой разряд.
18. Сформулируйте особенности стримерной теории искрового разряда.
19. При каких условиях возникает коронный разряд.
20. Чем ограничен ток коронного разряда.
21. Какие особенности имеют разряды на высоких и сверхвысоких частотах.

ГЛАВА 6. ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ПЛАЗМА

6.1. Основные понятия

Плазма - состояние вещества, характеризующееся высокой степенью ионизации и равенством концентраций положительных и отрицательных зарядов (квазинейтральностью). Плазма в стационарном состоянии может существовать только при наличии факторов, восполняющих убыль заряженных частиц. В газовом разряде плазма в стационарном состоянии поддерживается за счёт внешнего электрического поля, энергия которого расходуется на ионизацию газа.

Газ в состоянии плазмы находится в следующих видах разряда:

1. Положительный столб тлеющего и дугового разряда.
2. Дуговой разряд низкого давления с накаливаемыми электродами.
3. Отдельные области высокочастотного и сверхвысокочастотного разрядов.

Плазма в общем случае состоит из электронов, ионов и нейтральных частиц (атомов или молекул). Концентрация заряженных частиц в плазме достигает 10^{17} 1/см³ и по своей электропроводности плазма приближается к проводникам. Плазму нельзя представлять как механическую смесь компонент - все частицы плазмы находятся в непрерывном взаимодействии друг с другом и плазма в целом обладает рядом специфических свойств, которые вовсе не присущи отдельным её составляющим. Различают изотермическую и неизотермическую плазму. Изотермической плазме отвечает ионизированный газ при высокой температуре, когда энергии всех составляющих плазму частиц равны и все

процессы обмена являются равновесными. Такая плазма находится в состоянии термодинамического равновесия. Неизотермическая плазма характеризуется тем, что средняя энергия электронов во много раз превышает энергию ионов и нейтральных частиц. Процессы обмена энергией в этом случае неравновесны и плазма поддерживается за счёт внешних факторов - например электрического поля. Дальнейшее изложение будет касаться главным образом вопросов неизотермической плазмы, ибо последняя наиболее часто встречается в газоразрядных приборах. Количественное описание плазменных процессов требует знания концентраций частиц всех типов, а также их энергетических, пространственных и временных распределений. В неизотермической плазме основную роль в плазменных процессах играют электроны, поэтому в частном случае можно ограничиться знанием характеристик электронной компоненты. Наиболее важными параметрами неизотермической плазмы являются следующие:

1. Функция распределения энергий и средняя энергия электронов.
2. Приведённая напряжённость продольного электрического поля.
3. Средняя концентрация электронов или распределение концентраций по сечению разрядного прибора.

Кроме того важными при описании свойств плазмы параметрами являются такие величины как температура газа и её пространственное распределение, поток ионов на стенку и т.д.

6.2. Диагностика плазмы

Прежде чем переходить к теоретическому описанию свойств газоразрядной плазмы, рассмотрим методы определения её параметров. Соответствующий раздел физики плазмы называется диагностикой плазмы. Для измерения параметров плазмы используются различные экспериментальные методы. В настоящее время наиболее распространёнными являются три метода диагностики плазмы: зондовый, спектральный и сверхвысокочастотный. Кроме того, благодаря появлению оптических квантовых генераторов, физика плазмы получила новые диагностические средства, позволяющие независимо определять концентрацию и энергию электронов. Рассмотрим подробнее эти методы.

6.2.1. Метод зондов Лангмюра

Зондовый метод, разработанный Лангмюром и Мотт-Смитом, применяется для измерения параметров плазмы на протяжении полувека. Метод основан на анализе вольт-амперной характеристики зонда, погружённого в плазму. Принципиальная схема зондовых измерений и типичный вид зондовой характеристики приведены на рис.б.1.

Рассмотрим кратко общие соображения, относящиеся к применению зондов в стационарной немагнитной плазме. В общем случае ток на зонд является алгебраической суммой токов, обусловленных потоками отрицательных

и положительных зарядов. В зависимости от знака потенциала зонда относительно плазмы электрическое поле препятствует попаданию на зонд частиц того или иного знака. Область, в которой сосредоточено электрическое поле, называется двойным электрическим слоем.

В двойном электрическом слое сосредоточена почти вся разность потенциалов между плазмой и зондом и лишь небольшая часть её (порядка $kT_e/2e$) проникает в плазму. Теория зондов Лангмюра основана на предположении, что внутри двойного слоя заряженные частицы движутся под действием электрического поля без столкновений. Поэтому применимость теории зондов ограничивается значениями давлений, при которых длина свободного пробега частиц превышает толщину двойного слоя. При малых токах на зонд толщина двойного слоя определяется дебаевским радиусом экранирования.

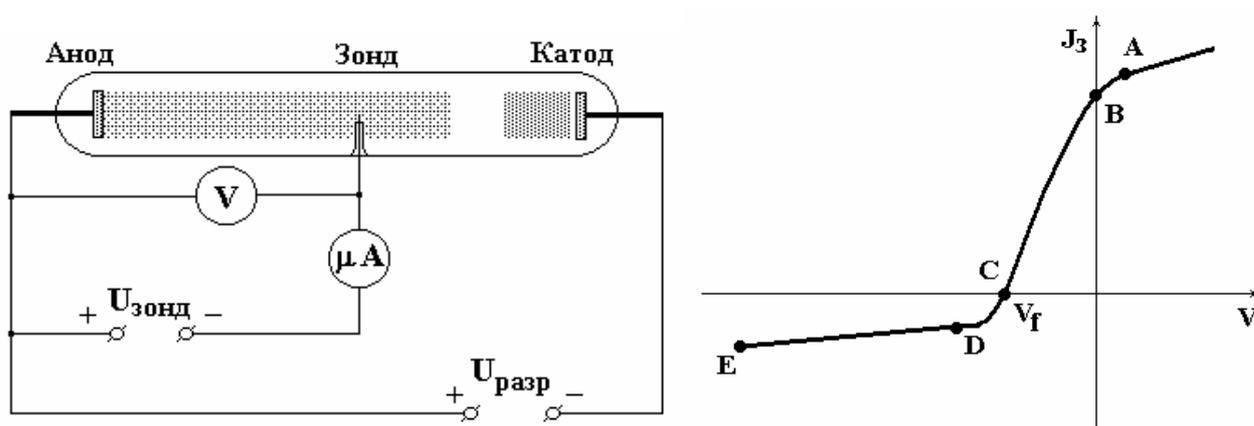


Рис. 6.1. Схема зондовых измерений и типичный вид вольт-амперной характеристики зонда

$$\lambda = \sqrt{\frac{k \cdot T}{4 \cdot \pi \cdot n \cdot e^2}} = 7,5 \cdot 10^{-2} \cdot \sqrt{\frac{T}{\gamma}} \quad (6.1)$$

где T - температура;

n - концентрация заряженных частиц в плазме.

При больших значениях тока для нахождения толщины двойного слоя может быть использовано уравнение трёх вторых для движения заряженных частиц в режиме объёмного заряда. Например, для плоского зонда

$$I = 2,4 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{U^{3/2}}{X^2} \cdot S \quad (6.2)$$

где I - ток на зонд; А

X - толщина двойного слоя; см

S - собирающая поверхность зонда, см².

На вольт-амперной характеристике зонда могут быть выделены три различных участка, соответствующие трём разным режимам сбора заряженных частиц. При отрицательном потенциале зонда ($[U] \gg kT_e/e$) ток на зонд определяется потоком положительных ионов и практически не зависит от при-

ложенного напряжения. При изотропном распределении скоростей и равенстве температур электронов и ионов положительный ток насыщения на зонд определяется выражением:

$$I = \frac{e \cdot n \cdot V_i \cdot S}{4} \quad (6.3)$$

В газоразрядной плазме чаще встречается случай, когда средняя энергия электронов значительно выше, чем у ионов. В этом случае подходящие к двойному слою ионы ускоряются и приобретают энергию, порядка половины энергии электронов. Ток на зонд в этом случае равен:

$$I = 0,4 \cdot e \cdot n \cdot S \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot k \cdot T_e}{M}} \quad (6.4)$$

где M - масса иона;

S - собирающая поверхность зонда.

По мере повышения потенциала зонда относительно плазмы на его поверхность попадают сначала наиболее быстрые, а затем и медленные электроны плазмы. В результате положительный ток на зонд уменьшается. Ток на зонд обращается в нуль, когда потоки электронов и ионов выравниваются. Потенциал, при котором суммарный ток равен нулю, называется плавающим. Такой потенциал приобретает изолированное тело, находящееся в плазме. Величина плавающего потенциала определяется в основном энергией электронов.

$$U_{пл} = \frac{k \cdot T_e}{2 \cdot e} \cdot \ln \frac{M}{m} \cdot \frac{T_e}{T_i} \quad (6.5)$$

При дальнейшем увеличении потенциала зонда ток становится отрицательным и его величина резко возрастает по мере увеличения потенциала (участок II - вольт-амперной характеристики). В интервале потенциалов, отвечающем этой области характеристики, на собирающую поверхность могут попадать электроны, энергия которых превосходит величину $e \cdot U_3$, где U_3 - задерживающая разность потенциалов, приложенная между плазмой и зондом. Помимо электронов, на зонд по-прежнему попадают положительные ионы, поэтому для нахождения истинного значения электронного тока необходимо к току зонда прибавлять абсолютное значение ионного тока, полученное путём экстраполяции ионной ветви насыщения к соответствующему значению потенциала. При наличии Максвелловского распределения энергий электронов плотность тока электронов на зонд при задерживающей разности потенциалов U в $e^{-eU/kT}$ раз меньше плотности тока при отсутствии задерживающего потенциала. Электронный ток на зонд в этом случае определяется выражением:

$$I = \frac{1}{4} \cdot e \cdot n \cdot \bar{V}_e \cdot S \cdot e^{-\frac{e \cdot U}{k \cdot T}} \quad (6.6)$$

$$\text{где } \bar{V}_e = \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T_e}{\pi \cdot m}}$$

Рассмотренный участок вольт-амперной характеристики позволяет определить температуру (среднюю энергию) электронов. Для этого удобнее зондовую характеристику изобразить в полупологарифмическом масштабе.

$$\ln I = \ln\left(\frac{1}{4} \cdot e \cdot n \cdot \bar{V}_e \cdot S\right) - \frac{e \cdot U}{k \cdot T_e} \quad (6.7)$$

На таком графике имеется прямолинейный участок, тангенс угла которого равен e/kT_e . При дальнейшем повышении потенциала зонда относительно плазмы наступает довольно резкий излом характеристики и ток на зонд слабо зависит от потенциала. В точке излома задерживающий потенциал становится равным нулю. Увеличение электронного тока при дальнейшем увеличении потенциала незначительно и является следствием увеличения эффективной собирающей поверхности зонда. Точка перегиба на электронной ветви вольт-амперной характеристики зонда соответствует потенциалу плазмы. Экспериментально обычно не удаётся получить электронную ветвь насыщения в связи с переходом разряда на зонд. Таким образом обработка зондовых характеристик позволяет определить среднюю энергию электронов и их концентрацию. Последняя находится из ионной ветви насыщения и условия квазинейтральности плазмы. Необходимо отметить, что применимость зондовой методики ограничена рядом факторов, связанных как с теоретическими предпосылками зондовой теории, так и возмущающим действием зонда. При выводе основных соотношений зондового метода предполагалось, что заряженные частицы проходят двойной слой без столкновений. Это условие ограничивает применимость зондовой методики со стороны высоких давлений, причём верхняя граница давлений зависит от факторов, влияющих на толщину оболочки. Так при исследовании разрядов с малой концентрацией заряженных частиц в плазме, когда оболочка вокруг зондов имеет значительную толщину, граница допустимых давлений ниже, чем при исследовании плазмы с высокой концентрацией электронов и ионов. Зондовый метод мало применим в высокотемпературной плазме из-за быстрого разрушения зондов, значительные трудности представляет интерпретация зондовых измерений при наличии магнитного поля. Одним из значительных ограничений зондовой методики является немаксвелловское распределение энергий электронов в большинстве реальных условий разрядов. Однако не смотря на эти ограничения зондовый метод является наиболее распространённым при исследовании плазмы, техника и теория его непрерывно развиваются и совершенствуются. В частности, можно отметить, что разработаны системы двойных, тройных и многоэлектродных зондов, позволяющие измерять параметры плазмы в безэлектродных разрядах, термоэлектронные зонды для надёжного измерения потенциала плазмы, в том числе в импульсных разрядах и т. д. Кроме того ведутся работы по созданию теории работы зондов при высоких давлениях, при наличии магнитных полей и т.д. Одним из важ-

нейших достижений диагностики плазмы является создание зондовых методов измерения функции распределения энергии электронов в плазме. Эти методы основаны на анализе Драйвестейна, согласно которому функция распределения энергий электронов пропорциональна второй производной зондового тока по напряжению.

$$f(E) = \sqrt{E} \cdot \text{const} \cdot \frac{d^2 I}{dU^2} \quad (6.8)$$

Метод Драйвестейна нашёл практическое воплощение только после создания радиотехнических методов дифференцирования. Для получения второй производной зондовое напряжение модулируют небольшим переменным сигналом, гармоника которого на удвоенной частоте пропорциональна второй производной зондового тока по напряжению.

6.2.2. Оптические методы исследования плазмы

Сведения о параметрах плазмы путём анализа излучения могут быть получены несколькими способами:

- а) из линейчатого спектра плазмы;
- б) из сплошного (тормозного или рекомбинационного) излучения;
- в) из анализа контура спектральных линий.

Рассмотрим эти способы несколько подробнее. Линейчатый спектр плазмы используется для нахождения средней энергии электронов в предположении, что возбуждение атомов осуществляется при прямых электронных ударах (пренебрегается вторичными процессами) с последующим спонтанным излучением. При этом практически наиболее удобно регистрировать относительные интенсивности двух линий, принадлежащих одинаковым атомным системам. Отношение интенсивностей определяется следующим соотношением:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\nu_1 \cdot \sigma_1 \cdot V_1 \cdot A_1}{\nu_2 \cdot \sigma_2 \cdot V_2 \cdot A_2} = \text{const} \cdot \frac{\int \sigma_1(E) \cdot \sqrt{E} \cdot f(E) \cdot dE}{\int \sigma_2(E) \cdot \sqrt{E} \cdot f(E) \cdot dE} \quad (6.9)$$

Если известна зависимость сечения возбуждения соответствующих уровней от энергии электронов и задан вид функции распределения, можно определить среднюю энергию электронов. Метод ограничен сравнительно узким диапазоном условий, трудностью выбора подходящей пары линий и сложностью обработки результатов. Форма и интенсивность непрерывного спектра излучения плазмы определяется протеканием следующих процессов: тормозным излучением при взаимодействии электронов с ионами и рекомбинационным излучением при радиационном захвате электрона ионом. Скорость протекания каждого процесса является функцией концентраций заряженных частиц и их температуры. Сложный характер зависимости интенсивности от электронной температуры приводит к тому, что в определённых условиях интенсивность излучения в некотором спектральном интервале может настолько слабо зависеть от температуры, что из абсолютной интенсивности участка спектра можно

получить концентрацию, имея весьма ограниченную информацию о температуре. С другой стороны, экспоненциальный характер зависимости интенсивности от частоты излучения и температуры позволяет определять электронную температуру по коротковолновой части спектра даже в том случае, когда концентрация заряженных частиц неизвестна. Метод применяется в основном в плазме с высокой концентрацией заряженных частиц.

Контуры спектральных линий атомов или ионов деформируются под действием различных причин, каждая из которых вносит свой вклад в форму контура. Кроме так называемого аппаратного контура, ширина которого определяется характеристиками спектрального прибора, имеют место доплеровское уширение спектральных линий, определяемое тепловым движением тяжёлых частиц, штарковское уширение, связанное с действием электрических полей заряженных частиц. По доплеровскому уширению определяют обычно температуру ионов, а по штарковскому - концентрацию заряженных частиц в плазме. Необходимо отметить, что методы, связанные с анализом контура линии, кроме сложной аппаратуры, требуют чрезвычайно тщательной, скрупулёзной обработки данных. Основным достоинством оптических методов диагностики плазмы является отсутствие возмущения плазмы. Эти методы чаще используются при исследовании плотной высокотемпературной плазмы.

6.2.3. Сверхвысокочастотные методы диагностики плазмы

Схема, используемая для просвечивания плазмы СВЧ излучением, очень проста. Микроволновый сигнал фиксированной частоты, поступающий через волновод в направленную антенну, проходит сквозь плазму, а затем регистрируется детектором, снабжённым приёмной антенной. Регистрируя сигнал с выхода детектора, получают кривую, подобную приведённой на рис.6.2.

Распространение электромагнитных волн в плазме определяется значением диэлектрической постоянной.

В той области температур и концентраций, где E не зависит от частоты кулоновских столкновений, имеет место однозначная связь между диэлектрической постоянной и концентрацией

$$E = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \quad \text{где} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{4 \cdot \pi \cdot e^2 \cdot n}{m}} \quad (6.10)$$

При $\omega = \omega_0$ коэффициент преломления $N = \sqrt{E}$ обращается в нуль, т.е. электромагнитная волна, падая на плазму достаточно высокой концентрации, испытывает полное внутреннее отражение и не попадает в плазму. Следовательно, если на пути СВЧ-излучения с фиксированной длиной волны имеется область, занимаемая плазмой, концентрация которой возрастает со временем, то при выполнении условия $\omega_0 > \omega$ детектор перестаёт регистрировать излучение, прошедшее через плазму. Максимальная концентрация плазмы на пути пучка в этот момент равна:

$$E = 1 - \frac{4 \cdot \pi \cdot e^2 \cdot n}{m_e \cdot \omega^2} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\frac{v_{cr}}{\omega}}} \quad (6.11)$$

где ω - угловая частота электромагнитной волны; ν - частота столкновений электронов в плазме.

$$n_{пр} = \frac{\omega^2 \cdot m}{4 \cdot \pi \cdot e^2} \quad \text{или} \quad n = \frac{1,1 \cdot 10^{13}}{\lambda^2} \quad (6.12)$$

где λ - длина волны СВЧ излучения в см.

Такой метод определения концентрации плазмы носит название метода отсечки. Существует и ряд других методов СВЧ-диагностики плазмы, которая является весьма важным методом особенно при исследовании высокотемпературной плазмы.

Для исследования плазмы высокой концентрации могут быть использованы монохроматические пучки видимого и инфракрасного излучений. Лазеры используются для определения концентрации заряженных частиц в плазме интерферометрическим методом. Кроме того, при исследовании плазмы находит применение голографическая техника с лазерами в качестве источника излучения и т. д.

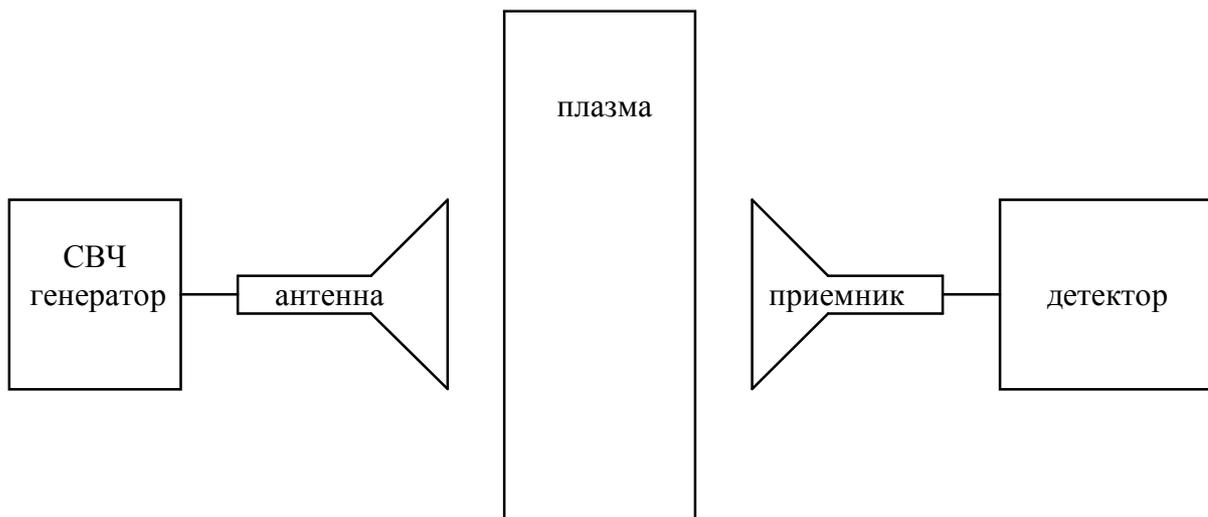


Рис.6.2. Схема СВЧ зондирования плазмы

6.3. Теории газоразрядной плазмы

Основным условием существования стационарной плазмы является поддержание постоянной во времени концентрации частиц. Баланс числа заряженных частиц определяется балансом энергии, которая поступает в плазму от электрического поля. Часть этой энергии расходуется на ионизацию атомов

или молекул газа, которая компенсирует гибель заряженных частиц на стенках. Попадание заряженных частиц на стенки возможно либо в результате прямого движения, либо диффузии. Поэтому различают диффузионный режим плазмы и режим низкого давления.

Построение единой теории плазмы для любых интервалов давлений и условий весьма затруднительно из-за сложности и многообразия протекающих в ней процессов. Поэтому обычно пользуются теориями, построенными для какого-либо определённого интервала давлений с учётом ряда обоснованных в данном случае допущений.

В зависимости от давления газа применяются:

1. Теория плазмы низкого давления;
2. Диффузионная теория плазмы;
3. Теория плазмы высокого давления.

Рассмотрим диффузионную теорию плазмы, соответствующую условию, что длина свободного пробега много меньше размеров трубки.

Диффузионная теория положительного столба исходит из следующих допущений:

- 1) Положительный столб в осевом направлении однороден и стационарен во времени.
- 2) Наличие возбуждённых атомов и излучения положительного столба в теории не учитывается.
- 3) Распределение электронов по скоростям предполагается максвелловским.
- 4) Плазма квазинейтральна, т.е. $n_e = n_p = n$.
- 5) Ступенчатой ионизацией пренебрегают.
- 6) Пренебрегают объёмной рекомбинацией.

Выделим в столбе элементарный слой с радиусами r и $r+dr$ и рассмотрим баланс электронов в этом слое. Пусть $N(r)$ - число ионов, проходящих через 1 см^2 слоя за 1 сек. Тогда внутрь слоя за 1 сек будет входить $N(r) \cdot 2 \cdot \pi \cdot r$ ионов, а выходить $N(r+dr) \cdot 2 \cdot \pi \cdot (r+dr)$. Внутри слоя будет образовываться $v \cdot n \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr$ ионов. v - число ионов, образуемых одним электроном в единицу времени. Тогда при равновесии:

$$2 \cdot \pi \cdot r \cdot N(r) + v \cdot n \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr = N(r + dr) \cdot 2 \cdot \pi \cdot (r + dr) \quad (6.13)$$

Разлагая $N(r+dr)$ в ряд и ограничиваясь первым членом этого ряда получаем:

$$N(r + dr) = N(r) + \frac{dN}{dr} \cdot dr \quad (6.14)$$

После сокращения формула (6.14) принимает вид:

$$v \cdot n \cdot r = r \cdot \frac{dN}{dr} + N \quad (6.14a)$$

Из уравнения диффузии: $N = -D_a \cdot \frac{dN}{dr}$

Тогда уравнение (6.14) запишется в виде:

$$\frac{d^2 N}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dN}{dr} + \frac{v}{D_a} \cdot n = 0 \quad (6.15)$$

Решением этого уравнения является функция Бесселя первого порядка:

$$n = n_0 \cdot I_0 \cdot \left(r \cdot \sqrt{\frac{v}{D_a}} \right) \quad (6.16)$$

n_0 - концентрация электронов по оси.

Функция I_0 при $r \cdot \sqrt{v / D_a} = 2,405$ обращается в нуль. Полагая, что концентрация заряженных частиц около стенки равна нулю, получаем:

$$r \cdot \sqrt{\frac{v}{D_a}} = 2,405 \quad (6.17)$$

Пусть на ионизацию расходуется часть подводимой мощности $\varepsilon \cdot j \cdot E$, тогда

$$\varepsilon \cdot j \cdot E = n_e \cdot U_i \cdot v \quad (6.18)$$

$$j = e \cdot n \cdot (b_e + b_i) \cdot E \quad (6.19)$$

Из этих двух уравнений:

$$v = \frac{\varepsilon \cdot j \cdot E}{n \cdot e \cdot U_i} = \frac{\varepsilon \cdot (b_e + b_i)}{U_i} \cdot E^2 \quad (6.20)$$

Подставляя это уравнение в (6.18) получаем:

$$E = \frac{2,405}{R} \cdot \sqrt{\frac{D_a \cdot U_i}{\varepsilon \cdot (b_e + b_i)}} \quad (6.21)$$

Уравнение 6.17 устанавливает связь между основными параметрами положительного столба, ибо v - величина, характеризующая образование заряженных частиц, а D_a - их исчезновение.

Например, это уравнение позволяет вычислять температуру электронов. Учитывая, что ионы менее подвижны, чем электроны, можно записать

$$D_a = \frac{D^- \cdot b^+}{b^-} \quad (6.22)$$

$$\frac{D_e}{b_e} = \frac{k \cdot T_e}{e} \quad (6.23)$$

$$D_a = \frac{k \cdot T_e}{e} \cdot b^+ \quad (6.24)$$

Число ионизаций одним электроном описывается формулой:

$$\alpha = \frac{600 \cdot a \cdot m \cdot \rho}{e \cdot \sqrt{\pi}} \cdot v^3 \cdot e^{-\frac{U_i \cdot e}{k \cdot T_e}} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{e \cdot U_i}{k \cdot T_e} \quad (6.25)$$

Подставляя обе формулы в уравнение (6.17)

$$r \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{D_a}} = 2,405$$

Получаем уравнение (6.26), графически представленное на рис.6.3.

$$\frac{e \cdot U_i}{k \cdot T_e} = \frac{600 \cdot \sqrt{2} \cdot e}{2,405^2 \cdot (\pi \cdot m)^{1/2}} \cdot \frac{a \cdot \sqrt{v_i}}{b^+ \cdot \lambda_0} \cdot P^2 \cdot R^2 =$$

$$\left(\frac{e \cdot U_i}{k \cdot T_e} \right)^{1/2} = 1,16 \cdot 10^{-7} \cdot C^2 \cdot P^2 \cdot R^2 \quad (6.26)$$

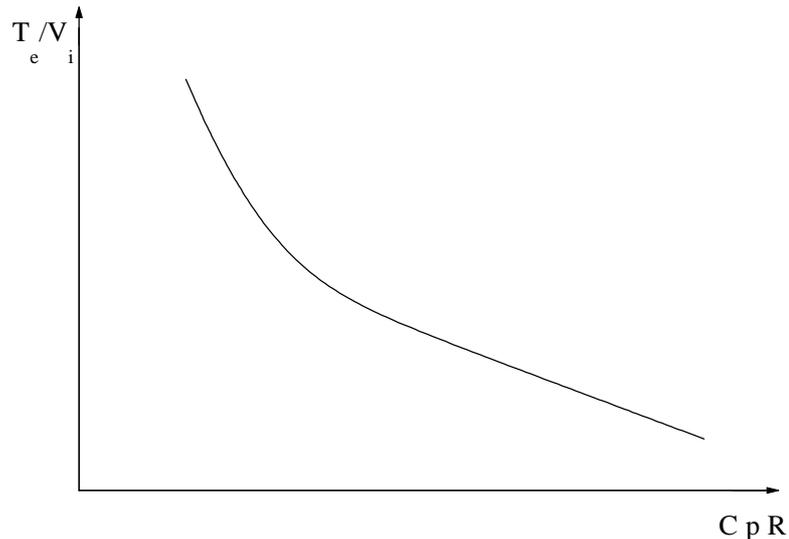


Рис.6.3. Универсальная зависимость энергии электронов от параметров разряда

В этой формуле C - постоянная для данного газа, зависящая от подвижности заряженных частиц, потенциала ионизации и т.д. Приведённый на рисунке график является универсальным, позволяющим определять среднюю энергию электронов в любом газе. Аналогичные выражения можно получить и для других параметров плазмы.

Несмотря на то, что многие допущения диффузионной теории не реализуются на практике, во многих случаях наблюдается неплохое совпадение с экспериментом.

Основные недостатки диффузионной теории:

1. Теория не даёт зависимости параметров плазмы от тока, хотя экспериментально наблюдается некоторое уменьшение средней энергии электронов и приведённой напряжённости поля с током разряда.

2. Теория получена для Максвелловского распределения энергий электронов, которое не реализуется в большинстве практических случаев.

3. Теория не учитывает ступенчатых процессов, объёмной рекомбинации, особенностей свойств плазмы в присутствии отрицательных ионов.

4. Теория неприменима для неоднородной плазмы и при наличии колебаний.

Необходимо отметить, что ведутся дальнейшие разработки диффузионной теории, устраняющие те или иные недостатки. Так уже созданы модификации этой теории для Драйвестейновского распределения электронов, с учётом ступенчатой ионизации, объёмной рекомбинации, наличия отрицательных ионов.

6.4. Особенности теории плазмы низкого и высокого давления

Для плазмы низкого давления, как и для плазмы среднего давления, характерна рекомбинация электронов и ионов на стенке разрядной трубки. Однако длина свободного пробега электронов и ионов при низком давлении много больше радиуса трубки, поэтому заряженные частицы при своём движении к стенке практически не испытывают столкновений.

Решения уравнений движения электронов и ионов дают связь между параметрами плазмы и внешними характеристиками разряда.

При увеличении давления газа столб разряда отделяется от стенок, стягиваясь к оси трубки. Отшнуровывание разряда объясняется тем, что температура газа на оси выше, чем у стенок, следовательно плотность газа на оси меньше и ионизация газа на оси происходит легче. При увеличении давления уменьшается доля энергии электронов, расходуемая на ионизацию и увеличивается расход энергии на нагревание газа.

Нагрев газа до высоких температур приводит к появлению нового механизма генерации зарядов - термической ионизации. В то же время происходит уменьшение средней энергии электронов, которая постепенно сравнивается с температурой газа. Ещё одна особенность плазмы высокого давления состоит в том, что уход электронов и ионов к стенке оказывается затруднённым и рекомбинация происходит непосредственно в объёме. Всё это позволяет использовать для построения теории плазмы высокого давления термодинамические соотношения. Так например, концентрация электронов в плазме высокого давления может быть вычислена с использованием уравнения Саха, которое уже рассматривалось в разделе "Термическая ионизация".

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте понятие плазмы.
2. Чем отличается изотермическая и неизотермическая плазма.
3. Назовите основные параметры неизотермической плазмы.
4. Проведите анализ вольт-амперной характеристики одиночного зонда.
5. Укажите параметры плазмы, измеряемые зондовым методом.
6. Сформулируйте основные ограничения зондового метода.

7. Каковы возможности и области применения оптических методов исследования плазмы.
8. Каковы возможности и области применения СВЧ методов исследования плазмы.
9. В каком диапазоне условий работает диффузионная теория плазмы.
10. Укажите исходные предпосылки диффузионной теории плазмы.
11. Как зависят параметры плазмы от давления газа и диаметра разрядной трубки.
12. С чем может быть связано влияние тока разряда на параметры плазмы.
13. Сформулируйте основные ограничения диффузионной теории плазмы.
14. Какие особенности имеет теоретическое описание плазмы низкого давления.
15. Как подойти к описанию плазмы высокого давления.

ГЛАВА 7. ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ПРИБОРЫ

7.1. Приборы тлеющего разряда

Существует несколько типов приборов, в которых используется тлеющий разряд:

1. Двухэлектродные световые индикаторы.
2. Стабилитроны.
3. Двухэлектродные высоковольтные вентили.
4. Тиратроны различного назначения.
5. Переключаемые световые индикаторы.
6. Приборы десятичного счёта и коммутаторы.
7. Разрядники.
8. Газосветные лампы тлеющего разряда с положительным столбом.
9. Газоразрядные приборы для отображения информации.
10. Газоразрядные оптические квантовые генераторы (лазеры).

В данном разделе будут рассмотрены первые шесть типов приборов. Газосветные лампы тлеющего разряда включены в раздел "Газоразрядные источники света", а газоразрядные приборы для отображения информации и газовые лазеры будут рассмотрены в отдельных разделах. Общей особенностью всех приборов тлеющего разряда является холодный (ненакаливаемый) катод - чисто металлический и покрытый плёнкой активного вещества.

Основные соотношения для различных областей тлеющего разряда приведены во второй главе настоящего пособия. При работе некоторых приборов, использующих тлеющий разряд, важными являются времена зажигания и восстановления внутренней электрической прочности прибора после гашения разряда, так как они определяют частотные свойства приборов. В ходе зажигания разряда различают два этапа: этап запаздывания t_3 и этап формирования разряда t_f (рис.7.1).

Первый этап представляет собой промежуток времени между приложением к прибору внешнего напряжения и появлением у катода первой электронной лавины. Вторым этапом определяется временем нарастания анодного тока от начала лавинного размножения зарядов до значения, определяемого характеристиками внешней цепи. Так как появление первого электрона, дающего начало первой лавине, зависит от ряда факторов - интенсивности космического излучения, фотоэлектронной эмиссии, от условий ионизации в объёме и гибели зарядов, то время запаздывания подчиняется законам статистической вероятности.

$$t_3 = \frac{1}{\omega \cdot n_0} \quad (7.1)$$

ω - вероятность появления электронной лавины при наличии в промежутке одного электрона;

n_0 - количество электронов.

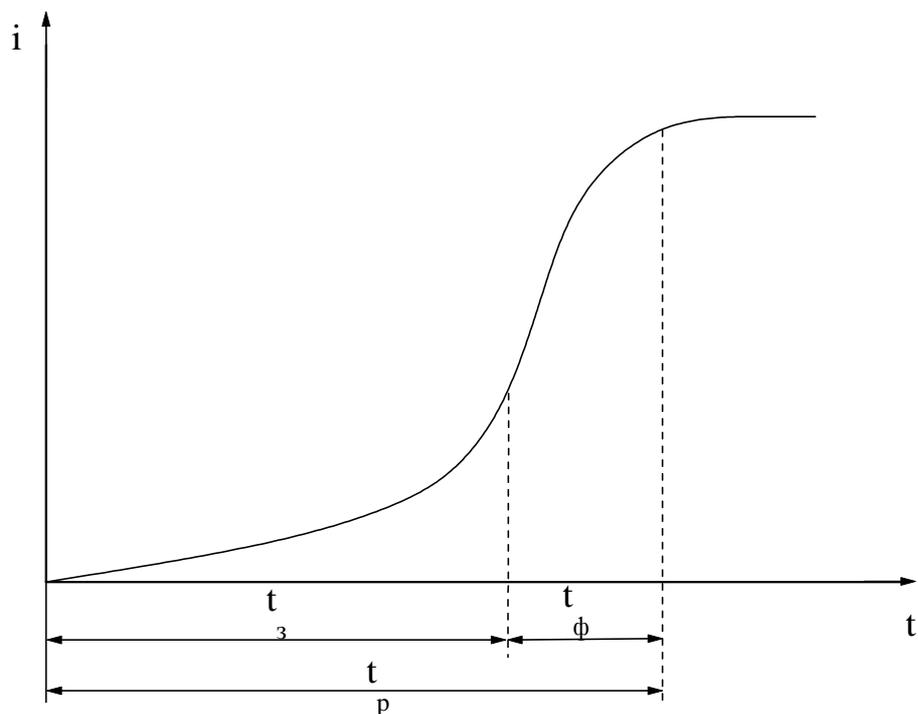


Рис. 7.1. Развитие разряда во времени.

Численное значение ω , кроме перечисленных выше факторов, зависит от приложенного к прибору избыточного напряжения ΔU_3 (напряжения сверх минимально необходимого для зажигания разряда в статическом режиме U_{30}). Эта зависимость приведена на рис.7.2.

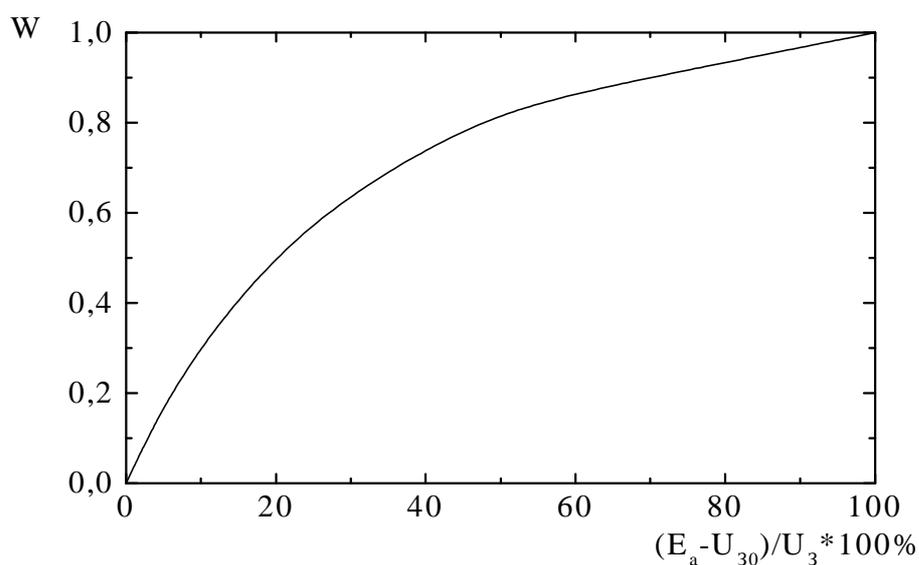


Рис.7.2. Зависимость вероятности возникновения лавины от избыточного напряжения

Время формирования разряда t_{ϕ} определяется интенсивностью нарастания лавин и выражается формулой

$$t_{\phi} = \frac{\tau_1}{\varepsilon} \cdot \ln \left(1 + \varepsilon \cdot \frac{J_a}{J_0} \right) \quad (7.2)$$

где τ_1 - среднее время прохождения электрона от катода к аноду.

J_a/J_0 - отношение тока в цепи анода к его начальному значению в конце формирования первой лавины.

ε - функция, зависящая от напряжения источника и коэффициента эмиссии электронов под действием ударов положительных ионов.

Суммарное время развития разряда t_p складывается из времени запаздывания и формирования разряда $t_p = t_z + t_{\phi}$.

График возрастания пробивного напряжения на приборе (восстановление его электрической прочности) приведены на рис.7.3.

Восстановление электрической прочности прибора, связанное с процессами гибели зарядов после выключения внешнего напряжения, зависит от рода газа и его давления, размеров междуэлектродного промежутка, начальной концентрации остаточных зарядов. Основными способами гибели заряженных частиц являются диффузия их на стенки прибора, электрон-ионная рекомбинация в объёме и прилипание электронов к молекулам газа (в присутствии электроннозахватывающих молекул). Значение времени деэлектронизации может быть вычислено, если известны набор процессов, ведущих к гибели электронов, и коэффициенты их скоростей. Наибольшее время деэлектронизации характерно для инертных газов (до 10^{-3} сек.).

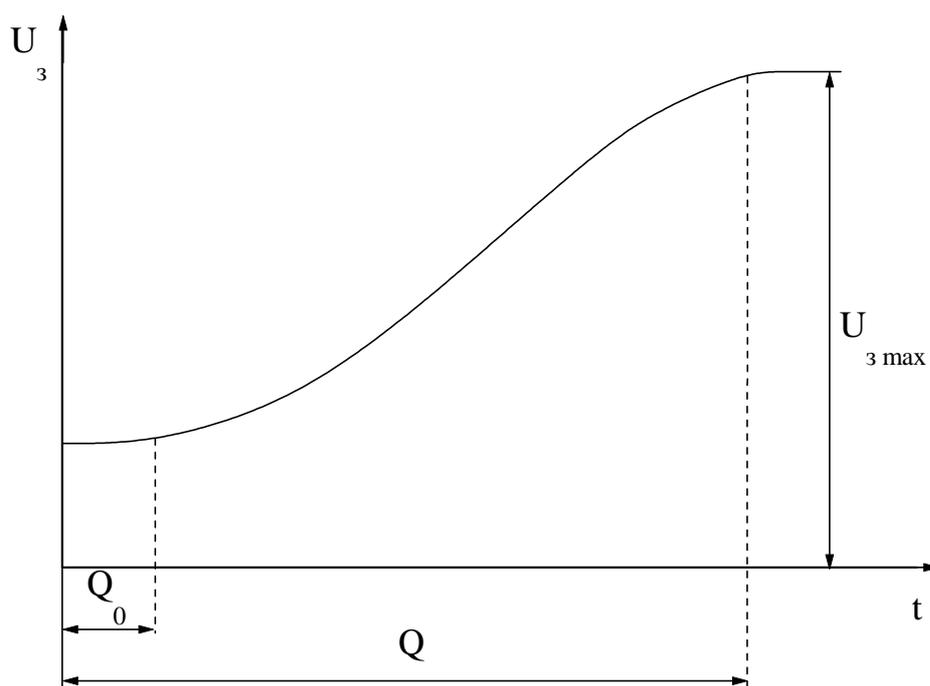


Рис.7.3. Восстановление электрической прочности разрядного промежутка.

7.1.1. Световые индикаторы

Простейшим типом приборов тлеющего разряда являются световые индикаторы, в которых тлеющее свечение используется для качественной индикации состояния электрических цепей. Эти приборы обычно заполнены неоном или его смесями с другими инертными газами и получили название неоновых ламп. В световых индикаторах горит нормальный разряд на границе его перехода в аномальный.

7.1.2. Стабилитроны тлеющего разряда

Принцип работы стабилитронов тлеющего разряда основан на том, что в нормальном тлеющем разряде плотность тока и величина катодного падения потенциала сохраняются постоянными, а увеличение тока разряда приводит лишь к увеличению площади катода, занятой свечением. Вольт-амперная характеристика стабилитрона приведена на рис.7.4:

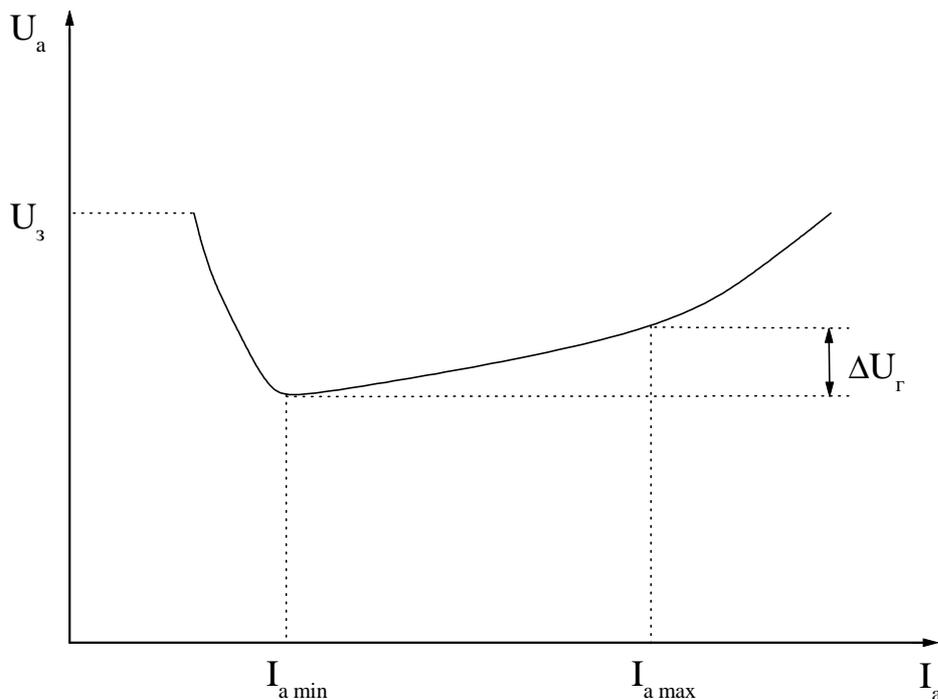


Рис.7.4. Вольт-амперная характеристика газоразрядного стабилизатора напряжения

Основными параметрами стабилитрона являются: напряжение зажигания, напряжение горения разряда, определяющее одновременно и напряжение стабилизации: минимальное и максимальное значение рабочего тока. Минимальный ток стабилитрона ограничен погасанием разряда, а максимальный — повышением напряжения при переходе разряда к аномальному. Изменение напря-

жения горения (стабилизации) U_r при переходе от минимального тока к максимальному учитывается обычно величиной внутреннего сопротивления стабилизатора:

$$r = \frac{\Delta U_r}{J_{a(\max)} - J_{a(\min)}} \quad (7.3)$$

7.1.3. Вентили (газотроны) тлеющего разряда

Это приборы, предназначенные для выпрямления переменного тока. Вентили тлеющего разряда используются при высоких напряжениях (порядка нескольких киловольт), при которых их КПД достаточно высок. Преимуществами этого класса приборов является малая зависимость режима работы от температуры внешней среды и устойчивость к воздействию космических и ионизирующих излучений.

Основной проблемой газотронов тлеющего разряда является обеспечение высокой пробивной прочности прибора в непроводящую часть периода и получение небольшого прямого падения напряжения при горении разряда. Это достигается путём выбора оптимальных геометрических размеров электродов и межэлектродных расстояний, газа-наполнителя и т.д. $P_0 \cdot d$ в катодной камере выбирается таким, чтобы разряд загорался легко (в минимуме кривой Пашена), а в анодной камере потенциал зажигания разряда лежит в левой ветви кривой Пашена и составляет несколько киловольт.

7.1.4. Тиратроны тлеющего разряда

Тиратрон тлеющего разряда представляет собой наполненный инертным газом прибор, имеющий три электрода: катод, анод и сетку. Сетка в данном случае обладает способностью лишь открывать прибор в нужный момент времени, но прекращать разряд она не может. До подачи на сетку управляющего сигнала U_c разряда в тиратроне нет, ибо приложенное внешнее напряжение выбирается несколько ниже напряжения зажигания самостоятельного разряда. При приложении к сетке положительного по отношению к катоду потенциала напряжение зажигания основного разряда снижается, так как электроны проникают из катодной области через отверстия в сетке в анодную область, облегчая тем самым возникновение разряда.

После зажигания разряда и появления анодного тока напряжение на электродах прибора снижается до величины напряжения горения. После зажигания разряда анодный ток определяется лишь параметрами внешней цепи тиратрона. Разряд гаснет после снижения анодного напряжения до величины, меньшей напряжения горения. Изменение сеточного напряжения не влияет на режим горения разряда, так как заряженные частицы образуют вокруг сетки объёмный

заряд того или иного знака, поле которого компенсирует поле, создаваемое потенциалом сетки.

При этом поле, создаваемое сеткой, не выходит за пределы области объёмного разряда и поэтому не может воздействовать на разряд. Заряды из оболочки непрерывно уходят на сетку, но их заменяют другие заряды, приходящие из плазмы. Следовательно, в течение всего времени существования разряда на сетку течёт ток. Кроме управляющей сетки в большинстве тиратронов вводится дополнительный электрод, выполняющий функции анода во вспомогательном разряде. Зажигание основного разряда при наличии вспомогательного возможно лишь при определённом уровне сеточного тока. Такой режим управления зажиганием тиратрона называется тоновым. При отсутствии вспомогательного электрода предварительный разряд возникает непосредственно между катодом и сеткой. Существуют также многосеточные тиратроны с электростатическим управлением момента зажигания. В этом случае одна из сеток является анодом вспомогательного разряда, а вторая находится под отрицательным потенциалом, что мешает электронам проникать в анодную область. Зажигание разряда осуществляется путём смены знака потенциала на управляющей сетке на положительный.

С точки зрения применения тиратроны можно разделить на три группы:

1. Релейные тиратроны.
2. Тиратроны, выполняющие логические операции (логитроны).
3. Измерительные и индикаторные тиратроны.

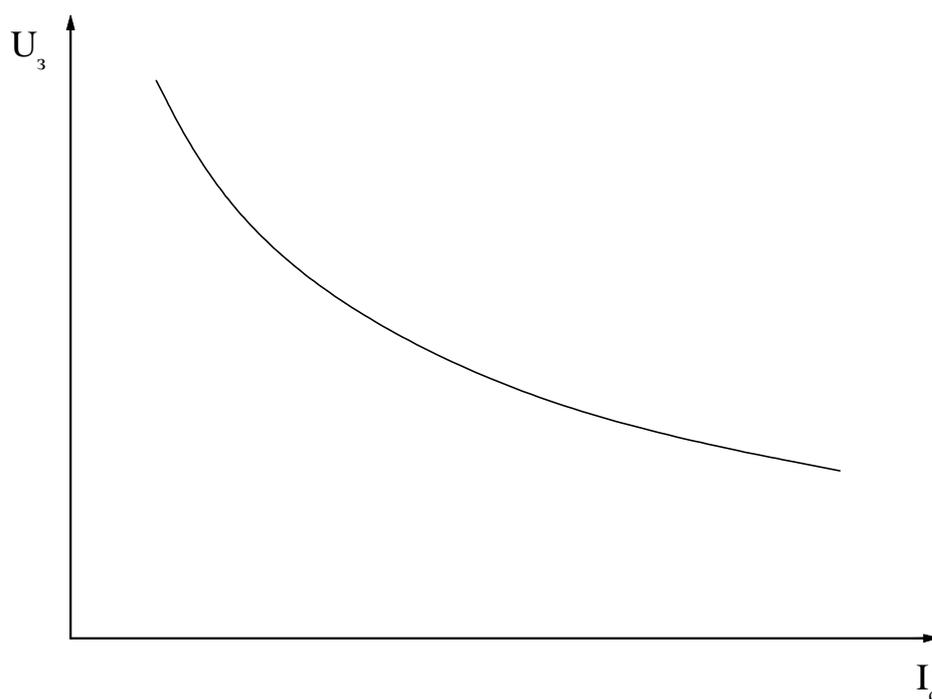


Рис.7.5. Анодно-сеточная характеристика тиратрона

Релейные тиратроны, работающие в режиме включено - выключено, составляют наиболее распространённую группу тиратронов. Анодно-сеточные характеристики этих приборов отражают зависимость напряжения зажигания в приборе от сеточного тока (в приборах с тоновым управлением) или же от сеточного напряжения (в приборах с электростатическим управлением). Типичный вид анодно-сеточной характеристики приведён на рис.7.5.

Многосеточные тиратроны могут использоваться в качестве элементов, выполняющих логические операции при ограниченной скорости действия (несколько кГц) устройства. Тиратроны могут выполнять операции "И", "ИЛИ", "НЕ", "ПАМЯТЬ". Практическое применение тиратронов в данной области весьма ограничено из-за малого быстродействия, определяемого временем деионизации разрядного промежутка.

7.1.5. Переключаемые световые индикаторы

Световые индикаторы тлеющего разряда получили применение для качественного контроля и количественного учёта регистрируемых величин. Наиболее распространённым классом индикаторов, применяемых для количественного учёта, являются приборы, основанные на переносе разряда от одних электродов к другим. Простейшим типом прибора с переносом разряда является двухкатодный индикатор ИН-6.

Основной (индикаторный) катод имеет форму диска и излучает свет через колбу лампы, если разряд горит между ним и анодом. Цилиндрический катод является вспомогательным и принимает на себя разряд, когда свечение индикаторного катода должно отсутствовать.

Управление переносом разряда производится внешним сигналом (от источника постоянного тока или импульсным). Величина управляющего напряжения в цепи индикаторного катода изменяется от -2 до -6 В. При напряжении -2 В разряд горит на вспомогательный электрод, так как индикаторный катод приобретает в это время положительный потенциал за счёт падения напряжения на сопротивлении от проходящего через него ионного зондового тока. Зондовый ток создаётся токами, диффундирующими из плазмы разряда к отрицательному по отношению к плазме индикаторному катоду.

При смене уровня сигнала от верхнего $U_{св}$ к нижнему уровню $U_{сн} = -6В$ разряд переходит от вспомогательного катода к индикаторному (прямой перенос). Полное напряжение переноса определяется разностью потенциалов между зондом и очередным катодом, куда разряд должен перейти. Кроме полного напряжения переноса разряда $U_{зн}$ различают также междукатодное напряжение переноса $U_{мк}$, определяющее разность потенциалов между катодами, которая требуется для переноса заряда от работающего катода, имеющего более высокий потенциал, к катоду с более низким потенциалом, вступающим в работу. Междукатодное напряжение переноса заряда отличается от полного напряжения на величину напряжения горения разряда $U_{мк} = U_{зн} - U_{г}$.

Для начала развития процесса необходимо, чтобы потенциал катода, принимающего на себя разряд, был отрицательнее потенциала работающего катода не менее чем на значение, равное $U_{\text{мк}}$. Когда разряд уже перешёл на катод с более низким потенциалом, то для его удержания достаточно иметь потенциал катода, принявшего разряд порядка нескольких десятых долей вольта. Время переноса заряда, исчисляемое с начала переключения до перехода разряда в устойчивый режим, составляет в рассматриваемых приборах доли микросекунды.

7.1.6. Многоканальные счётные и коммутирующие приборы (декатроны)

Для регистрации импульсов, поступающих на вход того или иного устройства применяются счётные и коммутирующие приборы тлеющего разряда с режимом работы, базирующимся на переносе заряда от одних электродов к другим и отражении такого переноса в виде светового луча, перемещающегося по шкале прибора с пронумерованными позициями. При десятичном счёте число электродов, принимающих разряд, кратно десяти и такие приборы получили название декатронов. Многоанодные приборы аналогичного типа называются полиатронами.

По принципу построения системы управления переносом заряда различают двух и одноимпульсные декатроны.

а) Двухимпульсные декатроны. Прибор имеет один анод и тридцать катодов в виде стержней.

Прибор обычно наполняется водородом или смесями его с инертными газами.

Число катодов в приборе превышает число счётных позиций на экране, так как кроме основных электродов, выполняющих функции индикаторных, декатрон содержит двадцать вспомогательных электродов - по два между каждыми двумя индикаторными катодами. Наличие двух подкатодов в каждой схеме двухимпульсного декатрона диктуется необходимостью обеспечения направленности переноса зарядов по электродам прибора. При подаче внешнего импульса (отрицательного) разряд переходит от индикаторного катода к ближайшему подкатоде, а затем ко второму подкатоде. Разряд может гореть между анодом и только одним катодом. Перенос заряда от одного катода к другому аналогичен процессам, рассмотренным при описании двухкатодного индикатора. Скорость счёта в рассматриваемой схеме определяется временем деионизации газа в каждой секции. Если электрическая прочность секции не восстанавливалась, то разряд может вновь возникнуть в ней, а не перейти на следующую секцию. Обычно подкатоды каждой секции находятся под положительными потенциалами и лишь при подаче внешнего импульса становятся отрицательными.

При первом импульсе управления разряд переносится от индикаторного катода предыдущей катодной секции к первому подкатоде данной секции, а при втором импульсе - ко второму подкатоде данной секции. При следующем

входном импульсе разряд обходит подкатоды и катод следующей секции. После обхода девяти катодных секций разряд переходит к индикаторному катоду выходной секции, имеющему автономный выход. Импульс тока в нагрузочном сопротивлении выходной секции усиливается и передаётся на вход следующего декатрона. Для сброса набранного в декатроне числа импульсов перед началом нового счёта происходит сброс при помощи специального ключа, замыкающего все индикаторные катоды, кроме выходного, на землю.

б) Одноимпульсные декатроны. Приборы данного типа позволяют реализовать более высокие скорости счёта по сравнению с двухимпульсными. Это достигается за счёт конструктивных изменений (например, изменения расстояния между катодами, отказ от подкатодов), приводящих к уменьшению времени деионизации разряда. Скорость счёта в таких приборах может превышать 10^6 Гц. В некоторых типах устройств с многоэлектродными индикаторами и коммутаторами более удобно, для управления и последующего использования, получение выходных импульсов не положительной, а отрицательной полярности. Такую полярность обеспечивают полиатроны. У них общий катод и кратное десяти число анодов. Анодная часть разряда в полиатронах переносится с одного анода к другому, в то время как катодная часть остаётся общей. Отрицательная полярность выходных импульсов полиатронов, являющихся их специфической особенностью, используется при применении их в системах управления цифровыми индикаторами.

7.2. Газоразрядные приборы, основанные на использовании излучения плазмы

7.2.1 Газоразрядные источники света

Газоразрядным источником света называют прибор, в котором излучение видимого диапазона возникает в результате различных процессов, связанных с прохождением электрического тока через газ. В зависимости от того, что является основным источником излучения, газоразрядные лампы подразделяются на:

1. Газоразрядные лампы, в которых основным источником излучения являются возбуждённые атомы, молекулы.

2. Фотолюминесцентные (или просто люминесцентные) лампы, в которых основным источником света является люминофор, возбуждаемый излучением газового разряда.

3. Электродосветные лампы, в которых излучающим элементом являются электроды, нагреваемые в газовом разряде до высокой температуры.

Необходимо отметить, что в лампах второго и третьего типа к основному излучению добавляется излучение газового разряда, так что они дают смешанное излучение.

В газоразрядных источниках действия чаще всего используются две формы разряда: тлеющий и дуговой. Значительно реже применяется высокочастотный безэлектродный разряд.

В импульсных источниках света применяются искровые и дуговые разряды. Наибольшее количество газоразрядных ламп применяется для создания искусственного освещения, так как они имеют достаточно высокий КПД и большой срок службы. Так люминесцентные лампы являются вторым после лампы накаливания массовым источником света. Для наружного и промышленного освещения широко применяются ртутно-кварцевые лампы высокого давления с исправленной цветностью (ДРЛ).

Весьма перспективными являются лампы с разрядом в парах различных веществ (натриевые, цезиевые, с йодным циклом и др.), которые имеют высокую светоотдачу, хорошие спектральные характеристики излучения и т.д. Промышленностью выпускаются мощные ксеноновые газоразрядные лампы, имеющие непрерывный спектр излучения, близкий к солнечному. Помимо освещения, газоразрядные источники света находят применение в самых различных областях народного хозяйства. Сюда можно отнести приборы, дающие УФ излучение (ртутно-кварцевые, эритемные, бактерицидные), различные лампы специального назначения, импульсные приборы, ИК лампы и т.д.

Наряду со многими достоинствами, газоразрядные источники излучения обладают и рядом недостатков. Одним из главных недостатков является необходимость специального пускорегулирующего устройства при включении их в сеть. Кроме того, в большинстве случаев для устойчивой работы ламп необходимо включать в цепь балласт, ограничивающий ток разряда. Лампы, использующие разряд в парах металла, имеют довольно большое время запуска.

Наиболее важными техническими параметрами газоразрядных источников излучения являются их световой (или лучистый) поток, потребляемая мощность и срок службы. Проектирование любого источника излучения ведётся исходя из условия получения максимальной эффективности или светоотдачи. Мощность установки с газоразрядным источником излучения $P_{уст}$ складывается из мощности, потребляемой в самой лампе, и мощности, расходуемой в пускорегулирующей аппаратуре $P_б$. Мощность, потребляемая лампой $P_л$, в свою очередь, складывается из мощности, выделяемой на катоде $P_к$, аноде $P_а$ и положительном столбе $P_{ст.}$:

$$P_{уст} = P_л + P_б = (P_{ст.} + P_а + P_к) + P_б \quad (7.4)$$

Задача создания лампы с высоким КПД излучения связаны в первую очередь с уменьшением непроизводительных потерь энергии.

К таким потерям относится мощность в пускорегулирующей аппаратуре. Для источников света, в которых излучение даёт столб разряда, потерями является мощность, выделяемая на катоде и аноде.

Для инженерных расчётов необходимо знание баланса энергии столба в зависимости от условий разряда. Обобщённая картина баланса в столбе была создана В.Н.Клярфельдом применительно к разряду в одноатомных газах и па-

рах. В балансе энергии выделяется мощность, расходуемая на резонансное и нерезонансное излучение, тепловые потери в объёме и на стенке трубки. На рис.7.6 показан баланс энергии столба разряда в атомарных газах в зависимости от давления.

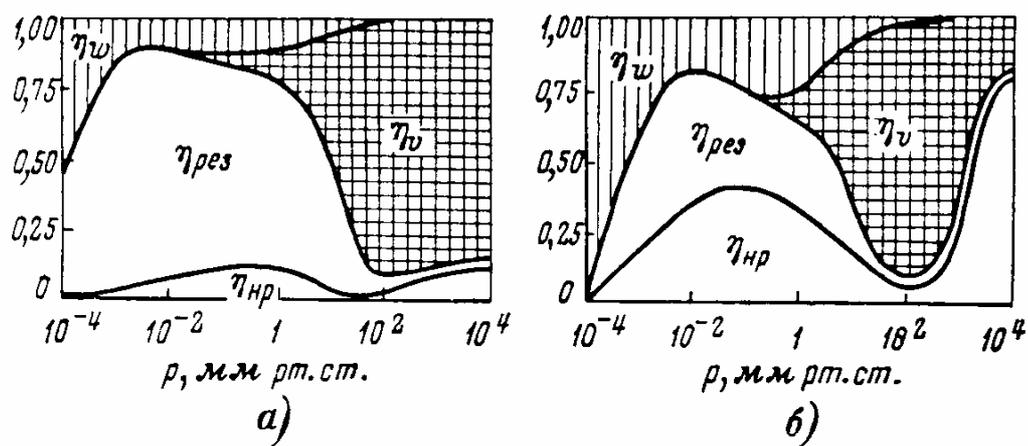


Рис.7.6. Баланс энергии положительного столба разряда в ртути:
 а - при плотностях тока в десятки миллиампер на квадратный сантиметр;
 б - при плотностях тока в амперах на квадратный сантиметр

Из рисунка следует, что наибольший выход резонансного излучения имеет место в области малых плотностей тока и низких давлений. Наибольшие значения КПД рез при этих условиях могут достигать 80-90%. Наибольший выход нерезонансных излучений имеет место при больших плотностях тока и высоких давлениях. Таким образом, при конструировании газоразрядного источника излучения необходимо исходить из энергетического баланса лампы, максимально используя условия, обеспечивающие интенсивное излучение, и снижая потери в пускорегулирующей аппаратуре и околоэлектродном пространстве.

7.3. Ионизационные камеры и счетчики излучений

В настоящее время приборы для измерения интенсивности ионизирующих излучений и регистрации отдельных частиц и квантов излучения широко применяются в научных исследованиях, экспериментальной биологии и медицине, атомной промышленности, военной технике, геологоразведке и т.д. Непосредственное обнаружение одной заряженной частицы по её заряду или слабого потока частиц затруднительно из-за малости измеряемого тока. Однако, пролетая через газ, частица может вызывать многократную ионизацию и заряд появившихся ионов и электронов может быть зарегистрирован. Например, α-частица может произвести свыше 10⁵ ионизаций, прежде чем она будет окончательно заторможена. Возможно и дальнейшее усиление наблюдаемого заряда. Ускоряя электрическим полем электроны, образовавшиеся при первичной ионизации, можно, оставаясь в режиме несамостоятельного разряда, получить большое газовое усиление. Кроме того, можно довести поле до такой величины, что каж-

дая ионизирующая частица вызовет пробой и возникновение самостоятельного разряда. Все эти способы усиления применяются на практике. Основная схема, предназначенная для обнаружения ионизирующих частиц, изображена на рис.7.7.

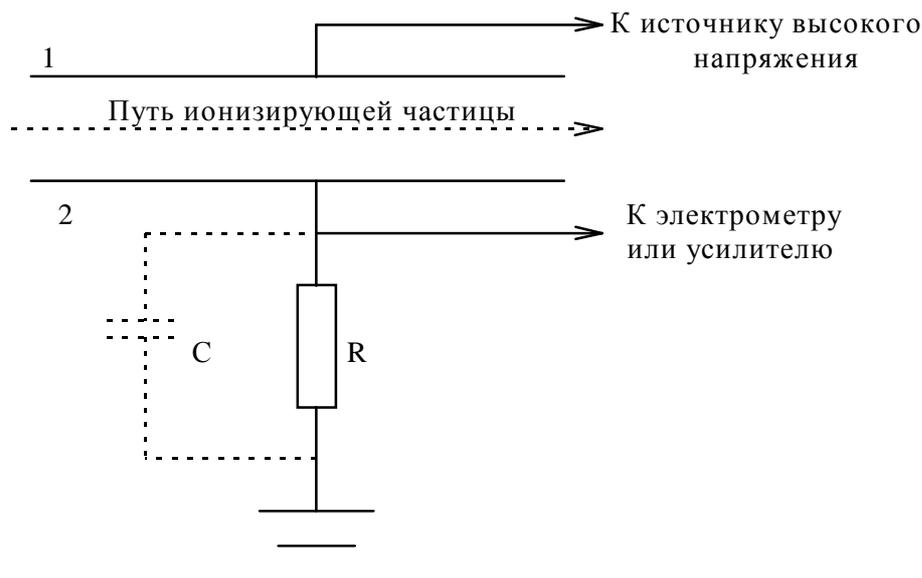


Рис.7.7. Схема работы счетчика ионизирующих частиц

Частица производит ионизацию в газе между электродами 1 и 2, появившиеся заряды собираются этими электродами, а накопившийся заряд разряжается через сопротивление R . Суммарная ёмкость электродов, соединительных проводов и входной цепи измерительного устройства обозначена через C , а R может означать как специально включённое сопротивление, так и сопротивление изоляции. Импульс, создаваемый на сопротивлении R , может измеряться непосредственно электрометром или подаваться на усилитель.

Изменение величины импульса в зависимости от напряжения на электродах, характеризующее режимы работы счётного прибора, показано на рис.7.8.

При напряжениях в интервале от U_m до U_p на электроды попадают практически все электроны и ионы, созданные ионизирующей частицей, а величина импульса зависит от ионизирующей способности частиц. В этом режиме прибор называется ионизационной камерой.

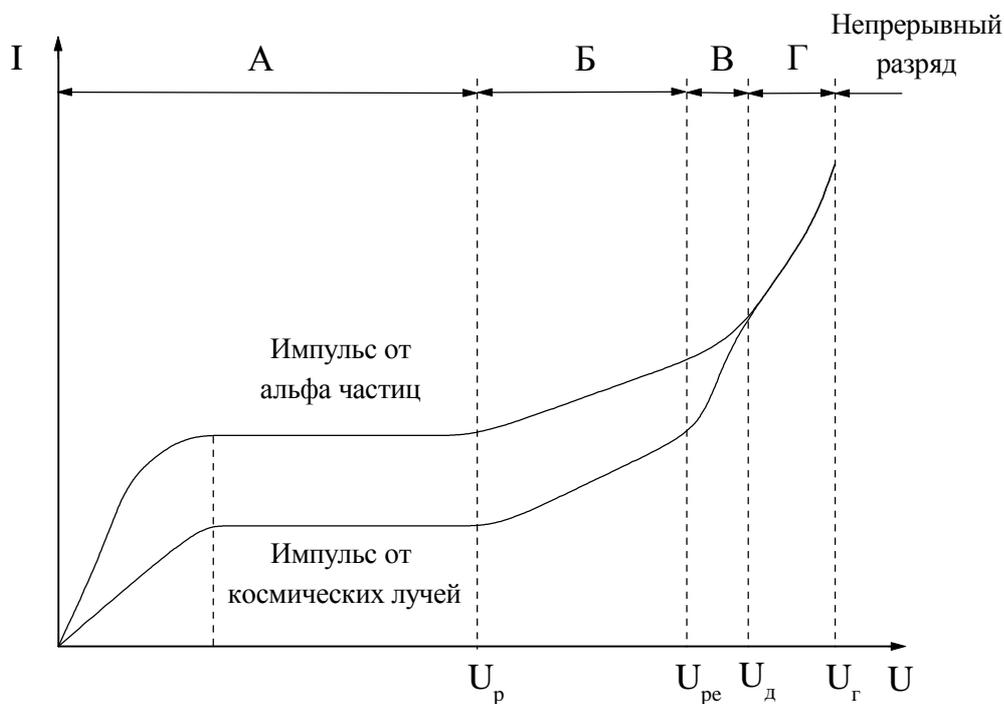


Рис.7.8. Режимы работы счетного прибора

- А - область ионизационной камеры,*
- Б - пропорциональная область,*
- В - область ограниченной пропорциональности,*
- Г - область Гейгера.*

При $U > U_p$ первичные электроны ионизируют газ при движении к электроду и имеет место газовое усиление. При этом полное число электронов и ионов, попадающих на электроды, остаётся пропорциональным числу первичных электронов, если влияние пространственных зарядов не слишком велико. Эта область напряжений носит название пропорциональной области. При дальнейшем увеличении напряжения растут объёмные заряды, коэффициент газового усиления несколько уменьшается; ослабление будет резче выражено для сильноионизирующих частиц и различие между ними и слабоионизирующими частицами уменьшается. Эта область напряжений носит название области ограниченной пропорциональности. Различие в величине импульса, возбуждаемого сильно и слабоионизирующими частицами совершенно исчезает, если каждая первичная ионизация приводит к возникновению самостоятельного разряда. Этот режим, начинающийся с $U = U_3$ носит название области Гейгера. В области Гейгера любая частица одинаково вызывает пробой и импульс самостоятельного разряда. Со стороны высоких напряжений граница области Гейгера несколько неопределена, ибо при значительных напряжениях ($U = U_3$) возникают самопроизвольные разряды, не связанные с внешними ионизирующими частицами

или излучениями. Возникновение самопроизвольных разрядов зависит от конструкции и технологии изготовления прибора, газового наполнения и т.д.

Все три режима - ионизации без усиления, пропорционального газового усиления и самостоятельного разряда в принципе могут быть в одном приборе. Практически каждый реальный прибор предназначается для работы в одном определённом режиме. В каждом из трёх классов насчитываются многочисленные типы приборов различного назначения: например, ионизационные камеры для рентгеновских лучей и α -частиц, пропорциональные счётчики для быстрых и медленных нейтронов, счётчики Гейгера для γ - и β -частиц и т.д.

7.3.1 Ионизационные камеры

Ионизационные камеры применяются как для обнаружения отдельных частиц (счётно-ионизационные или импульсные камеры), так и для измерения интенсивности потока излучения (интегрирующие камеры). Основное различие между ними заключается в величине постоянной времени $\tau = RC$ контура, составленного из измерительной камеры и входной цепи измерительного устройства. Ионизирующие камеры широко применяются для измерения силы рентгеновских лучей (рентгенометры) или излучения радиоактивных препаратов и горных пород. Измеряется в этом случае постоянный ионизационный ток, текущий на электроды камеры, а величина постоянной времени не имеет существенного значения и может быть очень большой. В импульсных ионизационных камерах постоянная времени составляет тысячные доли секунды. Обычно величина импульса слишком мала и для её измерения требуется использовать большое внешнее усиление. Поэтому для регистрации отдельных частиц обычно пользуются не импульсными камерами, а пропорциональными счётчиками и счётчиками Гейгера.

7.3.2 Пропорциональные счетчики

В области пропорционального счёта первичные электроны дают начало Таунсендовской лавине, не переходящей однако в самостоятельный разряд. Коэффициент газового усиления для коаксиальной системы электродов равен:

$$K = e \int_r^{r(\alpha=0)} \alpha \cdot dr \quad (7.5)$$

r при $\alpha=0$ - расстояние от оси, на котором ионизация прекращается.

Воспользовавшись формулами:

$$\frac{\alpha}{\rho} = A \cdot e^{-\frac{B}{E/\rho}} \quad \text{и} \quad E = \frac{U}{r \cdot \ln \frac{R}{r_0}} \quad (7.6)$$

получим:

$$K = \exp\left(a \cdot U \cdot e^{-\frac{b}{U}}\right) \quad (7.7)$$

$$a = \frac{A}{B \cdot \ln\left(\frac{R}{r_0}\right)} \quad b = r_0 \cdot B \cdot p \cdot \ln\left(\frac{R}{r_0}\right)$$

Коэффициент газового усиления в счётчиках, наполненных чистыми инертными газами, составляет несколько сотен. При попытках увеличить напряжение нарушается стабильность работы прибора. Введение многоатомных газов (метан, пары спиртов) приводит к уменьшению фотоэлектронной эмиссии с катода в результате поглощения фотонов этими газами и позволяет получить режимы устойчивой работы при коэффициентах газового усиления $10^2 - 10^3$.

7.3.3 Счетчики Гейгера

Счётчики с самостоятельным разрядом имеют наиболее широкое применение. Они дают достаточно сильные импульсы, которые могут быть зарегистрированы при небольшом внешнем усилении или без него. При наличии ионизирующего излучения количество импульсов в единицу времени (скорость счёта), отмечаемое счётчиком, будет зависеть от напряжения. Соответствующая кривая приведена на рис.7.9.

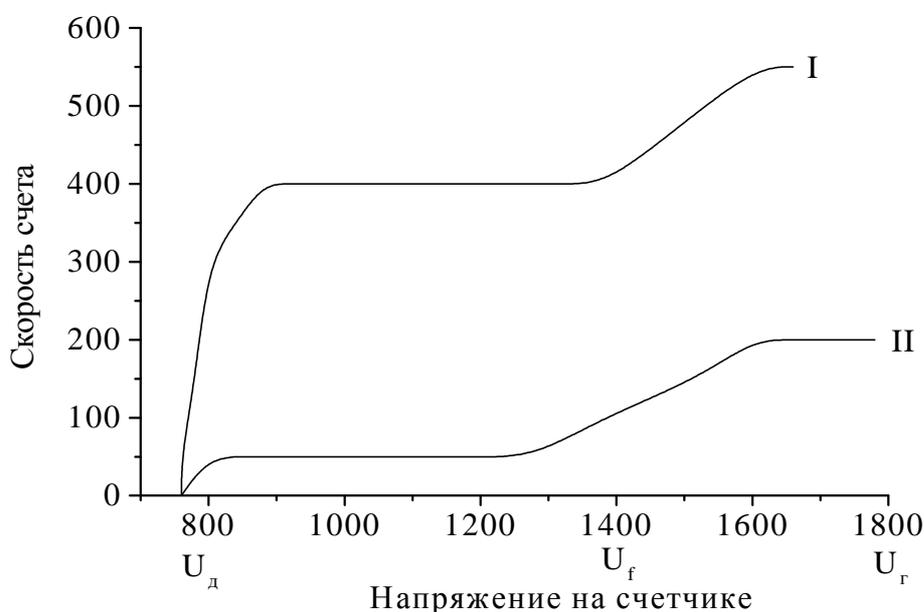
Рабочей областью является горизонтальный участок кривой (плато). Если частица попадает в счётчик тогда, когда ещё не закончился разряд, вызванный предыдущей частицей, то она не будет зарегистрирована. Время, в течение которого счётчик не реагирует на проходящие частицы, называется мёртвым временем.

Время полного восстановления свойств счётчика несколько больше, чем мёртвое время. Важно, чтобы мёртвое время и время полного восстановления были как можно меньше, так как от этого зависит наибольшее количество частиц, которое счётчик способен зарегистрировать в единицу времени. Работа счётчиков Гейгера описывается теорией коронного разряда. Пусть внешнее напряжение U_0 таково, что разряд в отсутствие внешней ионизации не зажигается. После появления ионизирующей частицы разряд загорается и напряжение на счётчике будет определяться величиной $U = U_0 - J \cdot R$ (R - внешнее сопротивление).

По мере возрастания тока напряжение на счётчике уменьшается и, если оно упадёт до величины, меньшей требуемой для поддержания стабильного разряда (U_0), то разряд гаснет. Если в конце разряда $U = U_0$ и $J = J_0$, то в начале разряда $U_{0 \max} = U_0 + J_0 \cdot R$, где $U_{0 \max}$ - верхняя граница области счёта.

Ширина области счёта при этом равна $J_0 \cdot R$. Из рассмотренного ясно, что для получения широкой области счёта необходимо включить во внешнюю цепь

достаточно большое сопротивление (порядка 10^9 Ом). Постоянная времени такого счётчика составляет 0,01 сек. Такой счётчик пригоден лишь для медленного счёта и поэтому для несамогасящихся счётчиков (наполненных чисто инертными газами) были разработаны специальные электронные гасящие схемы, обеспечивающие достаточно быстрое восстановление рабочего состояния. Было замечено, что в счётчиках, наполненных многоатомными газами, можно получить эффективное гашение разряда и при небольшом внешнем сопротивлении. Такие счётчики называются самогасящимися. Роль многоатомного газа состоит в поглощении УФ излучения, которое вызывает эмиссию электронов с катода, в подавлении эмиссии электронов под действием ударов метастабильных частиц, и в поглощении электронов в процессе диссоциативного прилипания, что препятствует развитию разряда в объёме.



*Рис. 7.9. Влияние напряжения на приборе на скорость счёта:
I-при действии ионизирующего излучения;
II-без излучения (фон счётчика)*

Наиболее часто применяемыми гасящими добавками к инертным газам в счётчиках являются пары спирта, изопентана или галогены - в частности бром.

Одним из важнейших параметров счётчика является эффективность - отношение количества зарегистрированных частиц к общему количеству, прошедшему через счётчик. Эффективность счётчика зависит от его размеров, рода и давления газа, свойств стенок и т.д. Для счётчиков разных типов и различного назначения эффективность неодинакова. Для аргонно-спиртовых счётчиков электронов и альфа-частиц она может быть равна 1, тогда как для счётчиков быстрых нейтронов 10^{-3} - 10^{-5} .

7.4. Разрядники антенных переключателей

В радиолокационных установках для излучения зондирующих и приёма отражённых импульсов используется одна антенна. Блок-схема одного из вариантов работы локатора на одну антенну приведена на рис.7.10.

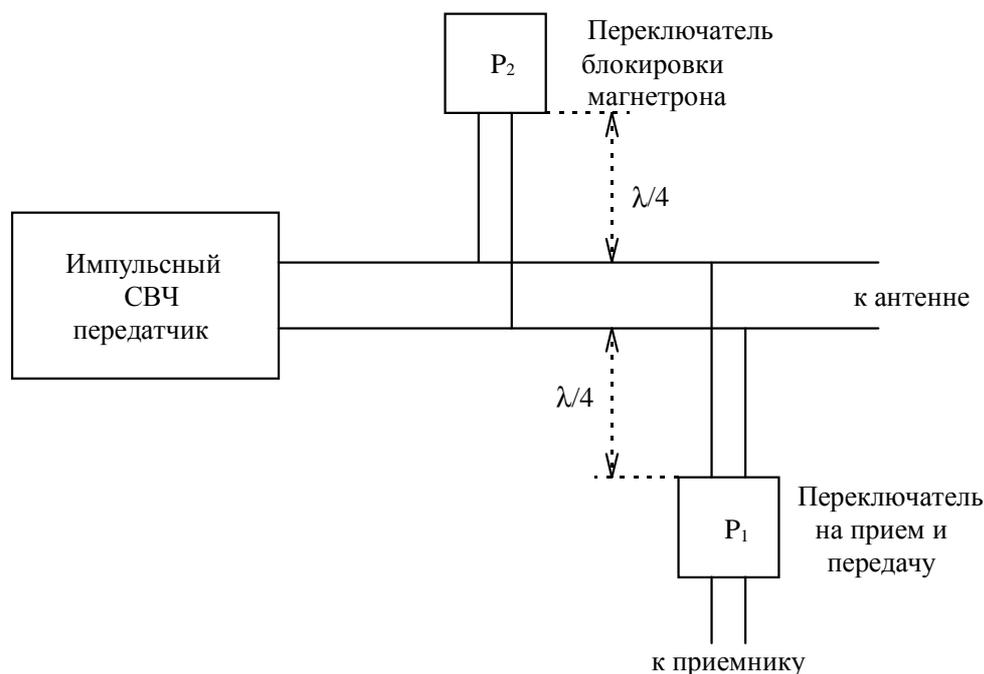


Рис.7.10. Схема РЛС с резонансным разрядником

В момент появления импульса переключатели P_1 и P_2 замыкаются и импульс проходит к антенне. После прохождения импульса переключатели P_1 и P_2 должны разомкнуться за время движения импульса до цели и обратно. При расстоянии до цели 10 км интервал времени составит 66 мксек. Переключатель P_2 блокирует передатчик от отражённого импульса. В то же время разомкнутый переключатель P_1 свободно пропускает отражённый импульс к детектору - это переключатель защиты приёмника. В радиолокационных устройствах быстрое замыкание и размыкание в ответвлениях линии производится зажиганием и гашением разряда в специальных разрядниках. Требования к разрядникам можно сформулировать в следующем виде:

1. Зажигание разряда должно происходить за время порядка 10^{-8} сек, чтобы за время его формирования на детектор не попало избыточное количество энергии.

2. После прохождения импульса разряд должен быстро (примерно за 10^{-6} сек) прекратиться.

3. Потери мощности в самих разрядниках должны быть малыми.
4. Желательно, чтобы разрядник имел широкую полосу пропускания.

Разрядники не дают полного запираания. В течение импульса к приёмнику просачивается некоторая мощность, измеряемая десятками милливольт, но это просачивание не слишком опасно, ибо выделяющееся тепло успевает отводиться от детектора.

Важнейшим параметром разрядника является время восстановления после окончания разряда. Обычно считают, что свойства разрядника восстановились, если из разрядного промежутка удалены электроны. Оставшиеся в разрядном промежутке ионы не оказывают влияние на зажигание СВЧ-разряда.

Возможны следующие пути деэлектронизации:

1. Рекомбинация электронов с положительными ионами.
2. Диффузия электронов на стенку.
3. Захват электронов нейтральными молекулами.

В реальных условиях работы разрядников антенных переключателей (давление порядка 10 тор, характерный размер - несколько миллиметров) деэлектронизация за счёт диффузии требует времени порядка 10^{-3} - 10^{-4} сек, что во много раз больше необходимого для разрядников времени (10^{-6} сек). Поэтому основными процессами, ведущими к деэлектронизации, являются электрон-ионная рекомбинация и прилипание электронов к молекулам. Так как после прекращения импульса происходит релаксация как концентрации, так и энергии электронов, а коэффициент рекомбинации увеличивается с уменьшением энергии, то для получения малых времён деэлектронизации необходимо вводить в разрядный объём молекулярные газы, способные обеспечить эффективное протекание процесса релаксации энергии электронов. Обычно к инертному газу (аргону) добавляют такие газы как аммиак, водород, пары воды. В этих газах имеется большой набор различных процессов, ведущих к уменьшению энергии электронов за очень маленькое время (10^{-8} сек) до уровня тепловой, что обеспечивает в свою очередь необходимый уровень спада концентрации электронов за счёт электрон-ионной рекомбинации в течение времени порядка 1 мксек. Очень эффективным оказалось использование газов, в которых наряду с электрон-ионной рекомбинацией имеет место прилипание электронов с малой энергией к молекулам. К таким газам относятся галогены и галогенпроизводные. В настоящее время на практике чаще всего применяется хлор.

Необходимо отметить, что использование весьма химически активных газов в условиях разряда сопровождается их заметным поглощением стенками и электродами прибора и ставит перед конструкторами и технологами в качестве одной из важнейших задач обеспечение необходимой долговечности разрядников с молекулярным наполнением.

7.5. Приборы дугового несамостоятельного разряда

К классу приборов дугового несамостоятельного разряда относятся приборы с накаливаемым катодом. Простейшей разновидностью их является газотрон - двухэлектродный прибор, наполненный инертным газом, водородом или парами ртути. Разряд в газотроне относят к дуговому исходя из следующих признаков:

1. Большой плотности катодного тока (до десятков ампер на см^2).
2. Малого падения напряжения в катодной части разряда.

Разряд в газотроне является несамостоятельным, так как энергия для эмиссии электронов сообщается катоду извне. Газотрон обладает выпрямляющими свойствами благодаря высокой проводимости при прямом напряжении и большому внутреннему сопротивлению при обратном. Использование газотронов для выпрямления переменного тока в настоящее время сильно ограничено, так как в основном применяются полупроводниковые диоды.

Применение находят импульсные газотроны в качестве защитных (клипперных) диодов в некоторых типах радиолокационных устройств. Такие диоды обычно наполняются водородом. Функциями управления моментом открытия прибора (зажигания разряда в нём) обладают, так же как и в приборах тлеющего разряда, трёх- и четырёхэлектродные приборы, снабжённые управляющей сеткой - тиратроны. Вторая сетка в таких приборах играет обычно вспомогательную роль. Метод управления построен на сообщении сетке постоянного отрицательного напряжения, запирающего тиратрон. Зажигание разряда осуществляется путём подачи на сетку в нужный момент времени положительного импульса напряжения, превышающего по величине напряжение смещения. В настоящее время в промышленности применяются главным образом импульсные водородные тиратроны - в линейных модуляторах радиолокационных устройств, в ВЧ генераторах затухающих колебаний, в релейной технике.

Поиски возможностей с помощью сетки не только управлять зажиганием разряда, но и гасить его привела к созданию таситрона. Таситрон отличается от тиратрона тем, что имеет сетку с очень малой проницаемостью, а катод рассчитывается на высокие токи эмиссии. Благодаря большому избытку электронов в таситроне положительный потенциал начинается непосредственно вблизи сетки, охватывая её. Концентрация зарядов непосредственно в сеточных отверстиях таситрона мала. Это и изменяет режим работы сетки таситрона по отношению к тиратрону, у которого концентрация зарядов вблизи сетки и в сеточных отверстиях одинакова. Сеточному запираению при много меньших потенциалах по сравнению с тиратроном способствует также малая энергия электронов, достигающих сеточных отверстий.

7.6. Приборы самостоятельного дугового разряда

К таким приборам относятся в первую очередь ртутные вентили, которые получили своё название от ртутного катода. Дуга в вентиле горит в парах ртути, которыми заполняется оболочка прибора при испарении материала катода. Напряжение горения разряда в вентиле составляет 20 - 30 В и не зависит от тока разряда. Ртутные вентили применяются при выпрямлении и инвертировании переменного тока. Важными параметрами вентиля являются допустимое обратное напряжение и обратный ток.

7.7 Газоразрядные индикаторные панели

До последнего времени основным типом электронного индикаторного прибора, удовлетворяющего требованиям отображения больших массивов информации со сложным кодированием являлась электронно-лучевая трубка (ЭЛТ). Её достоинствами являются универсальность, высокая световая отдача, простота ввода информации. В то же время практически всем типам ЭЛТ присущи следующие недостатки: неплоскостность конструкции, высокие рабочие напряжения, наличие накаливаемого катода. Кроме того ввод цифровой информации требует введения дополнительного преобразования аналог - код. Перечисленные недостатки обеспечивают определённую несовместимость ЭЛТ с современной интегральной техникой и стимулируют усилия, направленные на развитие новых типов индикаторных приборов. К индикаторам, которые в принципе могут быть использованы для замены ЭЛТ, относятся:

1. Полупроводниковые приборы (в частности светодиоды)
2. Газоразрядные устройства
3. Электролюминесцентные индикаторы
4. Жидкокристаллические индикаторы
5. Электрохромные (основанные на изменении окраски вещества при пропускании через него электрического тока)
6. Электрофорезные индикаторы

Электролюминесцентные приборы отличаются отсутствием чёткого порога включения, необходимостью коммутации значительных по величине напряжений и рядом других недостатков, ограничивающих их применение. Жидкокристаллические, электрохромные и электрофорезные индикаторы являются пассивными приборами, что обуславливает как их достоинства (малую потребляемую мощность и независимость контраста от внешнего освещения), так и их недостатки - необходимость в отдельном источнике подсветки при низких освещённостях. Кроме того пассивные приборы имеют плохие временные характеристики.

Весьма перспективным средством отображения информации являются газоразрядные индикаторы, хотя и они обладают рядом недостатков, к которым относятся довольно высокие питающие напряжения, пока ещё недостаточная

долговечность и т.д. Достоинствами газоразрядных индикаторов являются возможность создания систем отображения с большим числом элементов при достаточном уровне яркости, возможности запоминания информации и другие. Использование достоинств газоразрядных приборов наряду с внедрением методов технологии интегральных схем в их производстве позволило создать новый класс функциональных приборов - газоразрядные индикаторные панели (ГИП), которые можно рассматривать как приборы второго поколения по отношению к дискретным индикаторам. В настоящее время можно выделить следующие классы газоразрядных индикаторных панелей:

1. Многоразрядные знаковые индикаторы (монодисплеи).
2. ГИП постоянного тока с внешней адресацией.
3. ГИП постоянного тока с внутренней развёрткой (самосканированием).
4. ГИП переменного тока.

Рассмотрим некоторые особенности устройства и принципа действия указанных классов ГИП.

7.8. Газоразрядные знаковые индикаторы (монодисплеи)

Многоразрядные знаковые ГИП представляют собой объединённую в одном плоском корпусе строку из большого числа одноразрядных индикаторов. Наиболее распространены сегментные ГИП, включающие в себя следующие элементы: диэлектрическую (керамическую или стеклянную) подложку на которой размещены катодные сегменты; рамку-подкладку, обеспечивающую заданное межэлектродное расстояние, и лицевую стеклянную пластинку с прозрачными (обычно из двуокиси олова) анодами. Из катодных сегментов, составляющих знакоместо, образуются цифры или знаки. Для отображения цифровой информации (от 0 до 9) достаточно 7 - 9 сегментов, для буквенной используется от 14 до 19 сегментов (см. рис.7.11).

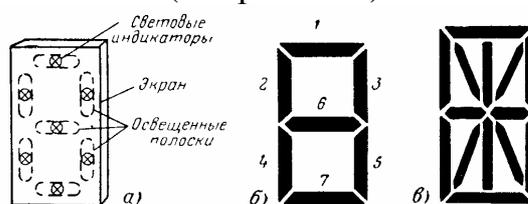


Рис.7.11. Схема сегментных ГИП:

а - структурная схема, б - семисегментный индикатор, в - четырнадцатисегментный индикатор

Для обеспечения правильного считывания индикаторных знаков требуется полное покрытие свечением задействованных сегментов, т.е. работы индикатора в режиме аномального тлеющего разряда. Для обеспечения этого требования при минимальной плотности тока подбирается соответствующее газовое наполнение, чаще всего пеннинговские смеси на основе неона с добавками аргона или криптона. Давление газовой смеси подбирается таким образом, чтобы

обеспечить минимальное напряжение зажигания и горения, и составляет обычно несколько сотен тор. Для управления многознакоместными индикаторами используются одноразрядные или многоразрядные схемы. В первом случае каждый сегмент в знакоместе индикатора должен иметь отдельный вывод из баллона, во втором - все одноимённые сегменты разных знакомест объединяются и имеют общий вывод. Для сегментных монодисплеев на 8 и более знакомест в основном используются многоразрядные схемы, а выводы одноимённых сегментов объединяются внутри корпуса индикатора. Сегментные ГИП находят в настоящее время широкое применение в сетевых ЭВМ, миниЭВМ, в различных цифровых измерительных приборах.

7.8.1 ГИП постоянного тока

ГИП постоянного тока представляет собой сэндвич, содержащий опорные стеклянные пластины, на внутренние поверхности которых нанесены взаимно перпендикулярные системы электродов - анодов и катодов. Между стеклянными пластинами расположена перфорированная изолирующая пластинка, отверстия которой совмещены с местами пересечения проекций катодов и анодов. При этом в местах пересечений образуются изолированные диодные промежутки-ячейки, число которых равно произведению количества катодов и анодов (см. рис. 7.12).

Газовое наполнение ГИП подбирается с учётом обеспечения:

- а) заданной яркости излучения
- б) минимально возможных напряжения зажигания и потребляемой мощности
- в) заданных частотных характеристик
- г) возможно меньшей скорости распыления материала катода, что во многом определяет долговечность катода

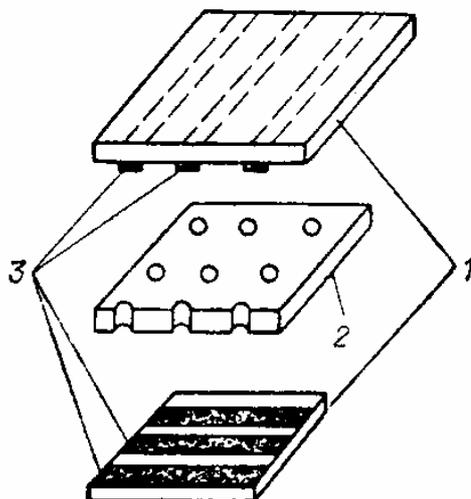


Рис.7.12. ГИП постоянного тока:

1 - стеклянные пластины, 2 - диэлектрическая матрица, 3 - прозрачные электроды

Указанные требования относятся ко всем газоразрядным приборам. Однако требование минимального напряжения зажигания имеет особое значение в ГИП постоянного тока из-за применения довольно большого количества высоковольтных транзисторов для коммутации. Для уменьшения коммутирующих напряжений необходимо низкое напряжение зажигания ячеек, что обуславливает применение в качестве газового наполнения приборов пеннинговских смесей. Для обеспечения равномерной яркости по всему полю панели необходимо обеспечить определённую и возможно большую разницу между напряжениями зажигания и горения разряда.

Как и во всех системах, выборочное зажигание ячейки (запись) или её гашение (стирание) осуществляется при совпадении импульсов на строке и столбце панели. Для отображения информации на панели может быть использован режим двухкоординатной выборки, когда катодные ключи замыкаются последовательно во времени, а анодные ключи (для отрезка времени, соответствующего замыканию катодного ключа определённой строки) - только в тех столбцах, где находятся высвечиваемые ячейки данной строки. Такой режим называется режимом построчной развёртки.

Для предотвращения мелькания изображения необходимо периодически обновлять его, используя частоту кадров не менее 25 - 30 Гц, поэтому в режиме построчной развёртки импульсы включения строки имеют ограниченную длительность и значительную скважность. Так как запись изображения осуществляется при помощи импульсов при наличии опорного напряжения, недостаточного для поддержания разряда, важное значение приобретает время запаздывания зажигания разряда. Наличие запаздывания увеличивает как абсолютное значение, так и разброс импульсного напряжения зажигания для заданной длительности импульсов по сравнению со статическим режимом. При больших размерах индикаторного поля в режиме построчной развёртки увеличение скважности приводит к уменьшению яркости свечения ячейки, а уменьшение длительности импульса к нестабильному её зажиганию. В этих случаях вместо периодического обновления информации целесообразно использовать режим с запоминанием информации непосредственно на индикаторном поле. Такой режим возможен, если каждая ячейка поля способна находиться в одном из двух устойчивых состояний, что присуще, например, газоразрядному промежутку с последовательно включённым резистором.

Основными недостатками ГИП постоянного тока с внешней адресацией является нестабильное время запаздывания зажигания разряда, обусловленное отсутствием достаточного по величине и однородного по индикаторному полю начальной ионизации. Это приводит к нестабильности параметров ГИП и повышает требования к высоковольтности ключей управления. Эти недостатки, которые, правда, в известной степени окупаются простотой конструкции самой ГИП, устранены в панели постоянного тока с внутренней развёрткой.

Панели постоянного тока с внутренней развёрткой (ГИП с самосканированием) - ГИПС применяются для отображения чисто знаковой информации с

системы, соединённой с группами катодов. Перемещение разрядов от нулевого катода к последнему происходит одновременно во всех каналах панели, а по достижении последнего катода с помощью импульса, подаваемого на катод гашения, осуществляется одновременный сброс разрядов. Через инжекционные отверстия осуществляется диффузия заряженных частиц, метастабилей, фотонов из сканирующих промежутков в индикаторные ячейки, в результате чего существенно снижается напряжение зажигания разряда, аналогично тому, как в тиратронах тлеющего разряда. Таким образом сканирующие разряды последовательно воздействуют на все столбцы индикаторных ячеек, подготавливая их зажигание. Перенос сканирующего разряда напоминает развёртку луча в ЭЛТ, с тем лишь отличием, что оно происходит по всем строкам одновременно. Свечение сканирующих разрядов оператор фактически не видит.

Если на аноды индикации подавать положительные импульсы напряжения, то зажигаются только те индикаторные ячейки, которые в этот момент подготовлены сканирующими разрядами. Горение индикаторного разряда в ячейке возможно лишь в течение времени, не превышающего продолжительности устойчивого состояния схемы управления в одном из рабочих положений. Воспроизводимое изображение в виде цифр, букв синтезируется из группы светящихся точек, названной условно знакоместом. Размер символа и толщина его обводки определяются шагом ячеек в строке и их диаметром. Воспроизводимое изображение является динамическим, поэтому для получения немерцающей картины оно должно периодически обновляться с частотой кадровой развёртки не менее 30 Гц.

7.8.2 ГИП переменного тока

Панели постоянного тока, а также панели с самосканированием не могут полностью запоминать информацию, что ограничивает размеры их индикаторного поля и требует внешнего запоминающего устройства.

Запоминание информации значительно проще осуществляется в газоразрядной панели переменного тока, где роль токоограничивающего элемента выполняет проходная ёмкость диэлектрического слоя, отделяющего электроды от газового промежутка. Панель, конструкция которой схематически показана на рис.7.14, состоит из двух толстых стеклянных пластин, с внутренней стороны которых расположены системы взаимноперпендикулярных металлических электродов, покрытых изолирующим слоем диэлектрика, который защищён окисной плёнкой от действия газового разряда.

Зазор между пластинками фиксируется с помощью прокладок и заполняется газом под давлением, близким к атмосферному. Рассмотрим принцип действия панели.

Между системой вертикальных и горизонтальных электродов приложено переменное напряжение $U_{оп}$, амплитуда которого недостаточна для зажигания, но достаточна для поддержания разряда. Для возбуждения разряда в данной

ячейке на соответствующую пару вертикальных и горизонтальных электродов подаются во временной интервал импульсы записи ($U_{\text{зап}}$), суммарная амплитуда которых достаточна для зажигания (двухкоординатная выборка).

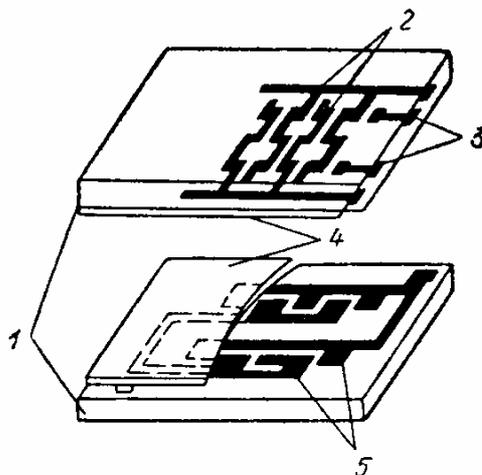


Рис.7.14. Схема ГИП переменного тока:

1 - стеклянные пластины, 2 - горизонтальные электроды, 3 - управляющие электроды, 4 - слой диэлектрика, 5 - вертикальные электроды

В результате прохождения разрядного тока на конденсаторной структуре, представляющей собой изолирующие слои стекла на проводниках, возникают электрические заряды, создающие напряжение U_c с полярностью, противоположной $U_{\text{зап}}$, возбуждающей разряд. Возникновение напряжения на структуре приводит к самогашению разряда, т.е. к ограничению длительности протекания разрядного тока. Так как время стекания возникших на диэлектрике зарядов велико, то в следующий временной интервал созданное им U_c суммируется с изменившимся знаком $U_{\text{оп}}$ и напряжение, приложенное к ячейке оказывается достаточным для зажигания. Этот процесс повторяется во времени.

Таким образом ячейка оказывается бистабильным элементом, так как при приложении одинакового опорного напряжения она может находиться в одном из двух состояний: проводящем или непроводящем. Для гашения разряда на ячейку подают стирающий импульс $U_{\text{ст}}$, который, вызывая частичный разряд конденсатора, понижает напряжение на нём, вследствие чего повторные зажигания разряда в ячейке становятся невозможными. Для полного стирания изображения можно отключить опорное напряжение на время, достаточное для рассасывания накопленного в диэлектрических слоях заряда.

7.8.3 Получение полутонных изображений на ГИП

Описанные выше режимы работы газоразрядных панелей используются при воспроизведении однитонных монохромных изображений. При воспроизведении полутонной информации важной проблемой становится модуляция яркости. В ГИП с внешней адресацией и ГИПС используют амплитудно-

импульсный и широтно-импульсный методы модуляции яркости. При широтно-импульсном методе через включённую ячейку проходит максимальный ток, а время её включения меняется пропорционально яркости. Этим методом трудно получить большое число градаций яркости из-за ограниченного диапазона регулировки разрядного тока. Поэтому в названных панелях чаще применяется комбинированный амплитудно-широтно-импульсный метод модуляции.

При модуляции яркости в ГИП переменного тока возникают значительные трудности, связанные с тем, что ячейки панели могут находиться в одном из двух возможных состояний (включено или выключено). Поэтому для получения градаций применяются различные обходные методы. Пространственные методы позволяют использовать полное запоминание информации на индикаторном поле, чем обеспечивается достаточная яркость, но ухудшается разрешающая способность. Временные методы связаны с необходимостью введения внешних запоминающих устройств, в которых хранится информация о длительности включения (т.е. числе перезажиганий) каждой ячейки. Но при этом методе происходит снижение яркости.

Более удачным является метод временной модуляции яркости с полным или частичным кадровым запоминанием.

В большей части существующих ГИП излучение создаётся областью отрицательного свечения разряда. При этом неон даёт оранжево-красное свечение. Для получения разных цветов и многоцветного изображения в качестве газового наполнения используются смеси на основе ксенона, в которых основная часть излучения приходится на УФ область спектра. Для преобразования УФ излучения в видимое используются фото или, иногда, катодолюминофоры. При этом целесообразно вместо тлеющего свечения использовать положительный столб разряда, который более богат УФ излучением.

В заключение можно отметить, что ГИП - один из наиболее перспективных электронных приборов для отображения информации. Быстрое развитие универсальных ГИП делает их серьёзным конкурентом ЭЛТ при отображении больших массивов буквенно-цифровой, графической и полутоновой информации. С помощью ГИП получено цветное телевизионное изображения с характеристиками, близкими к достигаемым в устройствах с ЭЛТ.

Так, одна из отечественных компаний - Инкотекс, (ООО Микроэлектронные системы, при НИИ ядерной физики МГУ им.М.В.Ломоносова), представила на выставке СеВИТ 2002 ряд цветных наборных плазменных экранов коллективного пользования с большой диагональю и качеством телевизионного или компьютерного изображений.

Экраны представляют собой новое поколение подобных устройств, основаны на разряде переменного тока, способны отображать полноцветное динамическое видео изображение, ранее не выпускались как в СНГ, так и за рубежом.

По сравнению с выпускавшимися ранее экранами на разряде постоянного тока, новинки имеют существенно более высокую яркость, контрастность и долговечность. В частности, типичная яркость панели на постоянном токе 100 - 150

кд/м², яркость экранов от "Инкотекс" на разряде переменного тока 400 - 600 кд/м², что в два раза превосходит ближайшие зарубежные аналоги. Ресурс панелей на постоянном токе - порядка тысячи часов, на переменном токе - десятки тысяч часов.



Основными достоинствами плазменных цветных экранов по сравнению с основанными на других технологиях, являются: возможность показа полноцветного телевизионного и компьютерного изображений высокого качества, широкий угол обзора, малая толщина (около 10 см), отсутствие геометрических искажений, вредных излучений, проблем с чистотой цвета и мерцанием изображения.



Ввиду особенностей применяемого алгоритма управления, невозможно несанкционированное считывание отображаемой информации. Экраны не требуют юстировки и обслуживания в процессе эксплуатации.

Поле экрана коллективного пользования состоит из отдельных плазменных панелей размером 200 x 200 мм, содержащих 64 x 64 цветных точек размером 3x3 мм. Типовым является следующий ряд экранов:

- Базовый с разрешением 768 x 576 полноцветных точек, собранный из 12 x 9 панелей; имеет размеры 2,4 x 1,8 м (диагональ 3 м). Оптимален для отображения как компьютерного, так и телевизионного изображений в стандартах PAL, SECAM и NTSC.
- С разрешением 640 x 512 полноцветных точек, собранный из 10 x 8 панелей, имеющий размеры 2 x 1,6 м (диагональ 2,6 м). Оптимален для отображения телевизионного изображения в стандарте NTSC и компьютерного изображения.

Контрольные вопросы

1. Рассмотрите динамику развития разряда.
2. От чего зависит время восстановления электрической прочности прибора после прекращения разряда.
3. Почему в световых индикаторах используется неоновое наполнение.
4. Рассмотрите принцип действия стабилитрона.
5. Какую роль играет сетка в тиратроне.
6. Каковы области практического использования тиратронов.
7. В чем состоит принцип действия переключаемых световых индикаторов.
8. Сформулируйте принципы работы декатронов.
9. Каковы особенности работы одноимпульсных декатронов.
10. Назовите преимущества и недостатки газоразрядных источников света.
11. Укажите пути повышения КПД газоразрядных источников света.
12. Почему в люминесцентные лампы вводится ртуть.
13. В чем принцип обнаружения ионизирующих частиц с использованием газовых разрядов.
14. Каков принцип действия и возможности ионизационной камеры.
15. В чем особенности работы пропорциональных счетчиков.
16. Сформулируйте физические принципы работы счетчика Гейгера.
17. Для чего в состав газового наполнения счетчиков вводятся многоатомные и электронозахватывающие газы.
18. Как обеспечивается малое время восстановления разрядников антенных переключателей РЛС.
19. В чем особенности работы приборов дугового разряда.
20. Сформулируйте принципы отображения информации с помощью газоразрядных приборов.
21. Укажите принцип работы многоразрядных знаковых индикаторов.
22. Как работает ГИП постоянного тока.
23. В чем особенности работы ГИП с самосканированием.

24. Рассмотрите принцип работы ГИП переменного тока.
25. Как можно создать цветное изображение с помощью ГИП.
26. Каковы принципы формирования полутонных изображений с помощью ГИП.

ЗАДАЧИ И ЗАДАНИЯ для практических занятий и самостоятельной работы

1. Определить время дрейфа электронов в гелии между катодом и анодом, расстояние между которыми равно 5 см. Поле между электродами однородное, разность потенциалов 80 В. Давление гелия составляет 0,1 мм.рт.ст., 5 и 15 мм.рт.ст. (частота соударений электронов с атомами гелия не зависит от энергии электронов и равна $2,3 \cdot 10^9 \cdot p$ (сек-1), где p - давление гелия в мм.рт.ст.).
2. В кислородно-цезиевом фотоэлементе с плоскими электродами расстояние между электродами составляет 2 см, разность потенциалов - 200 В, давление газа 0,5 мм.рт.ст. Определить коэффициент газового усиления, если фотоэлемент заполнен : а) аргоном; б) гелием.
3. Оценить значение пробойной напряжённости однородного поля в воздухе при атмосферном давлении. Al-электрод.
4. Разрядный промежуток с плоскопараллельными электродами ($d = 5$ см) заполнен : а) гелием; б) азотом; в) парами ртути. Найти значение давлений, отвечающих минимальным пробойным напряжениям и величину этих напряжений. Как зависят эти напряжения от рода газа? Pt - электроды.
5. В трубке радиусом 1 см возбуждается тлеющий разряд. Найти напряжённость поля в столбе разряда, если трубка наполнена а) гелием; б) водородом; в) парами ртути. Давление во всех случаях составляет 1 мм.рт.ст.
6. Воспользовавшись условиями первой задачи, найти частоту ионизирующих соударений электронов в гелии.
7. Рассчитать концентрацию электронов в столбе тлеющего разряда в водороде, если радиус разрядной трубки равен 1,5 см, а сила тока разряда - 1 мА, 20 мА, 100 мА (частота соударений электронов с молекулами водорода не зависит от энергии и равна $6 \cdot 10^9 \cdot P$; P - давление водорода в мм.рт.ст.). $P = 1$ мм.рт.ст.
8. Ток луча в электронно-лучевой трубке равен 20 мкА. Наличие остаточных газов приводит к появлению ионного тока величиной $3 \cdot 10^{-8}$ мА. Определить вероятность того, что электрон, пролетевший от катода до экрана трубки, вызовет появление одного иона.
9. Определить концентрацию электронов в изотермической плазме с температурой 8000 К в аргоне, водороде и цезии. Объяснить зависимость степени ионизации от рода газа. $P = 1$ мм.рт.ст.
10. Записать приближённую формулу Саха через дебройлевскую длину волны электрона.

11. Объяснить, почему в газоразрядной плазме температура электронов значительно превышает температуру ионов.

12. Показать, что коэффициент амбиполярной диффузии больше, чем коэффициент свободной диффузии ионов, и меньше, чем коэффициент свободной диффузии электронов.

13. Вычислить среднее диффузионное время жизни ионов в неизотермической гелиевой плазме в трубке радиусом 2,4 см при давлении 10 Па.

14. Определить среднюю по сечению цилиндрической разрядной трубки концентрацию электронов в плазме при концентрации заряженных частиц на оси 10^{10} см^{-3} .

15. Определить поток зарядов на стенку для неизотермической ртутной плазмы в трубке радиусом 1 см при давлении 10 Па и осевой концентрации электронов 10^{12} см^{-3} .

16. Оценить разрядный ток в гелии в трубке радиусом 3 см при давлении 10 Па, частоте столкновений электронов с атомами $2,3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ и плотности электронов 10^{10} см^{-3} .

17. Оценить продольный градиент потенциала в гелиевой плазме при средней энергии электронов 4 эВ и частоте столкновений электронов с атомами $2,3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Принять давление газа равным 133 Па.

18. Почему в молекулярных газах величина приведённой напряжённости электрического поля больше, чем в инертных ?

19. Почему в плазме положительного столба происходит увеличение осевого градиента потенциала при уменьшении радиуса трубки?

20. В чём причина уменьшения интенсивности свечения плазмы при увеличении радиуса разрядной трубки?

21. Пользуясь уравнением Саха рассчитать степень ионизации и концентрацию заряженных частиц в азоте при давлении 10^5 Па и температуре газа 6500 К.

22. Найти, при какой напряжённости переменного электрического поля, прикладываемого к разрядному промежутку с плоскопараллельными электродами, электроны будут совершать колебательное движение, не касаясь электродов. Расстояние между электродами 2 см, прибор наполнен водородом при $P = 133$ Па, частота столкновений $4,8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, частота приложенного напряжения 10^7 Гц.

23. Оценить, при каких концентрациях отрицательных ионов, вклад ионов и электронов в проводимость плазмы будет одинаков (газы - хлор, пары воды).

24. Определить время уменьшения концентрации электронов в 10 раз в распадающейся плазме за счёт процесса диффузии в гелии, аргоне, ксеноне. Радиус трубки 1 см, давление газа 100 Па.

25. Сравнить характерные времена жизни электронов в процессах диффузии, рекомбинации и прилипания для хлорной плазмы при давлении 15 Па и радиусе трубки 1 см.

26. Определить время спада концентрации электронов в распадающейся плазме паров воды в процессе электрон-ионной рекомбинации для начальных концентраций электронов 10^{10} , 10^{11} , 10^{12} $1/\text{см}^3$.

27. Для условий предыдущей задачи вычислить время спада концентрации электронов до 10^8 $1/\text{см}^3$. Обсудить влияние начальной концентрации электронов на характерное время процесса деэлектронизации.

28. Определить основной механизм гибели электронов в хлорном послесвечении для трубки радиусом 1 см при давлении газа 10^3 Па и начальной концентрации электронов 10^{11} $1/\text{см}^3$.

29. Почему увеличивается катодное падение потенциала при переходе от нормального тлеющего разряда к аномальному ?

Аналитический расчёт коэффициентов скоростей процессов

Если известны расчётные или экспериментальные данные по сечениям процесса, то вычисление коэффициента скорости следует проводить по уравнению :

$$K = \int_{E_a}^{\infty} \sigma(E) \cdot f(E) \cdot \sqrt{E} \cdot dE$$

где $\sigma(e)$ - зависимость сечения процесса от энергии электронов (для ряда процессов приведена в справочном разделе);

$f(e)$ - функция распределения энергий электронов;

E - энергия электронов.

Аналитический расчёт коэффициента скорости может быть произведён при задании некоторой модельной функции распределения энергий электронов. Для максвелловского распределения энергий электронов уравнение для расчёта коэффициента скорости процесса имеет вид :

$$K = 1,8 \cdot 10^{18} \cdot \sigma_m \cdot \sqrt{E} \cdot \frac{b-1}{b^3} \cdot \left(2 + b \cdot \frac{E_a}{E} \right) \cdot e^{-\frac{E_a}{E}}$$

где σ_m - сечение процесса в максимуме функции, см^2 ;

$$b = 1 + \frac{E}{E_m - E_a}$$

E - средняя энергия электронов; E_a , E_m - пороговая энергия и энергия, соответствующая максимальному сечению процесса.

При выводе уравнения для описания зависимости сечения электронов от энергии применялась эмпирическая формула Фабриканта :

$$\sigma(E) = \sigma_{\max} \cdot \frac{E - E_a}{E_m - E_a} \cdot e^{\frac{E - E_a}{E_m - E_a}}$$

где E - текущая энергия электронов;

σ - сечение процесса при энергии электронов, равной E .

В случае Драйвестейновского распределения энергий электронов коэффициент скорости можно рассчитать по уравнению :

$$K = \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{2^{3/4}}{D^{3/4}} \cdot a \cdot \sqrt{E} \cdot a^A \cdot \left\{ B \cdot e^{-x_0^2} + \frac{\pi}{2} \cdot E \cdot c \cdot [1 - \Phi(x_0)] \right\}$$

где

$$A = \frac{E^2}{2(E_m - E_a)} + \frac{E_a}{E_m - E_a}; \quad a = \frac{e \cdot \sigma_m}{E_m - E_a}$$

$$B = -\frac{E^2}{E_m - E_a}; \quad c = 1 + \frac{E^2}{(E_m - E_a)^2} + \frac{E_a}{E_m - E_a}$$

$$\Phi(x) = \frac{2}{\pi} \cdot \int_0^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt - \text{ функция табулирована, таблицы имеются в математических справочниках.}$$

численных справочниках.

$$x_0 = \frac{E_a}{\sqrt{2} \cdot E} + \frac{E}{2(E_m - E_a)}$$

Γ - гамма-функция.

Данные, необходимые для проведения расчётов, приведены в справочном разделе.

Порядок проведения расчётов

1. Вычислить зависимости скорости одного из процессов по указанию преподавателя от давления газа и тока разряда.
2. Подобрать сечения процесса, проверить расчётным путём применимость формулы Фабриканта для аналитического описания его зависимости от энергии электронов.
3. Рассчитать коэффициенты скорости процесса в некотором интервале средних энергий электронов (например, от 1 до 10 эВ с шагом 1 эВ) для распределений энергий электронов по Максвеллу и Драйвестейну.
4. С использованием полученных коэффициентов вычислить скорости процесса в зависимости от давления газа и тока разряда для Максвелловского и Драйвестейновского распределений энергий электронов.
5. Сравнить результаты, полученные при использовании таунсендовских коэффициентов, а также функций распределения Максвелла и Драйвестейна, по виду кривых и абсолютным значениям скоростей, дать качественные, физически обоснованное объяснение наблюдаемым эффектам.

Варианты заданий.

1. Вычислить вклад ионизации атомов хлора, брома в общую скорость ионизации при различных давлениях газа для распределения энергий электронов по Максвеллу и Драйвестейну, если степень диссоциации газа в разряде составляет а) 10 %; б) 25 %; в) 50 %.

2. Сравнить вклад отдельных процессов, ведущих к распаду молекул хлора и брома при различных давлениях, для распределений энергий электронов по Максвеллу и Драйвестейну.

3. Исследовать влияние давления газа на скорость ионизации (диссоциации и др.) молекул галогенов при различных ФРЭ и использовании коэффициентов Таунсенда.

4. Провести сравнение скоростей колебательного возбуждения молекул фтора и диссоциации для различных условий.

Расчёт коэффициентов скоростей при электронном ударе на ПЭВМ

Программа BOLT.PAS составлена на языке PASCAL - 5.5 для операционной системы MS DOS, которая реализована на IBM - совместимых компьютерах.

Программа позволяет вычислять функции распределения энергий электронов, средние энергии, скорости дрейфа, доли энергии электронов, расходуемые на тот или иной процесс, кинетические коэффициенты процессов при электронном ударе в заданном интервале приведенной напряженности электрического поля при различных составах плазмообразующего газа (до 5 компонент). Число вариантов заданий может быть очень большим. Задание на конкретную работу выдается преподавателем.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Методика расчёта ФРЭЭ и кинетических коэффициентов процессов при электронном ударе

Для определения функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в неравновесной низкотемпературной плазме в настоящее время используют как экспериментальные, так и расчетные методы.

Экспериментальные методы, являющиеся прямыми методами измерения ФРЭЭ, основаны на получении второй производной вольтамперной характеристики электрического зонда, которая с точностью до постоянного множителя прямо пропорциональна функции распределения электронов по энергиям. Однако проведение корректных зондовых измерений ограничивается необходимостью выполнения неравенства $\lambda_D \ll \lambda_{\min}$, где λ_D – дебаевский радиус экранирования, λ_{\min} – наименьшая длина свободного пробега электронов. К сожалению, выполнение этого условия возможно лишь в относительно узком диапазоне параметров разряда ($P < 1 \text{ Тор}$).

Для расчетов энергетического распределения электронов в низкотемпературной плазме используют методы решения кинетического уравнения Больцмана и методы, основанные на использовании теории движения электронов в газе под действием электрического поля – метод Монте-Карло. Рассеяние электронов на «тяжелых» частицах в методе Монте-Карло определяется вероятностью рассматриваемого процесса, а макроскопические кинетические характеристики получают усреднением характеристик отдельных электронов. Одним из преимуществ этого метода является возможность рассмотрения задач с большими градиентами концентраций и напряженностей электрического поля (например, определение ФРЭЭ в приэлектродных областях разряда), а также описание нестационарных систем. В качестве недостатков следует отметить

относительно большие затраты машинного времени и высокие требования к быстродействию и объему памяти ЭВМ.

Для расчетов ФРЭЭ в системах, не характеризующихся большими пространственными градиентами электрофизических параметров (например, в области положительного столба разряда) наиболее часто применяется метод, основанный на численном решении кинетического уравнения Больцмана. Это уравнение представляет собой уравнение непрерывности плотности потока электронов в шестимерном фазовом энергетическом пространстве. Для стационарного случая (в отсутствии временной зависимости ФРЭЭ), а также без учета электрон-электронных столкновений и соударений второго рода кинетическое уравнение Больцмана можно записать следующим образом:

$$\frac{d}{d\varepsilon} \left[\left(\beta + \frac{kT}{e} \wp \right) \frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon} \right] + \frac{d}{d\varepsilon} [\wp \cdot f(\varepsilon)] + \sum_n \sum_j y_n Q_{nj}(\varepsilon) f(\varepsilon) \varepsilon - \sum_n \sum_j y_n Q_{nj}(\varepsilon + \varepsilon_{nj}) f(\varepsilon + \varepsilon_{nj}) \cdot (\varepsilon + \varepsilon_{nj}) = 0 \quad (1)$$

где:

$$\beta = \frac{1}{3} \left(\frac{E}{N} \right)^2 \varepsilon \left[\frac{1}{y_1 Q_{тр}^1 + y_2 Q_{тр}^2 + y_3 \dots} \right]$$

$$\wp = 2m_e \left[\frac{y_1 Q_{тр}^1}{M_1} + \frac{y_2 Q_{тр}^2}{M_2} + \dots \right] + 6 \cdot [B_1 y_1 Q_{вр}^1 + B_2 y_2 Q_{вр}^2 + \dots] \quad (2)$$

Здесь E/N – приведенная напряженность электрического поля в плазме, ε – текущая энергия электрона, $f(\varepsilon)$ – ФРЭЭ, T – температура нейтральных частиц газа, $y_1 \dots y_n$ – мольные доли нейтральных невозбужденных компонентов плазмы с массами $M_1 \dots M_n$, $Q_{тр}$ – транспортное сечение (сечение передачи импульса), $Q_{вр}$ – сечение вращательного возбуждения, B – вращательная постоянная, Q_{nj} – сечение неупругого j -го процесса n -го компонента смеси, ε_{nj}

– пороговая энергия этого процесса. В уравнении (1) первое слагаемое учитывает подвод энергии от внешнего электрического поля, второе – потери энергии в упругих столкновениях электронов с «тяжелыми» частицами и на возбуждение вращательных уровней, третье и четвертое – потери энергии в процессах неупругого взаимодействия электронов с компонентами газовой смеси.

Численное решение уравнения (1) возможно с использованием итерационной методики при задании максвелловской ФРЭЭ в качестве нулевого приближения. После расчета ФРЭЭ полученное распределение нормируется для выполнения условия:

$$\int_0^{\infty} f(E) \sqrt{E} dE = 1 \quad (3)$$

и на его основе определяются интегральные характеристики электронного газа (средняя и характеристическая энергия электронов, приведенная подвижность и коэффициент свободной диффузии), а также коэффициенты скоростей элементарных процессов:

1) Скорость дрейфа электронов

$$V_{dp} = - \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{E}{N} \cdot \int_0^{\infty} \frac{e}{\sum_k y_k \cdot Q_k^m} \cdot \frac{df(e)}{de} \cdot de \quad (4)$$

2) Коэффициенты скоростей неупругих процессов

$$K_{jk} = \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \cdot \int_{e_{jk}}^{\infty} e \cdot Q_{jk}(e) \cdot f(e) \cdot de \quad (5)$$

3) Доли энергии, вкладываемые в различные процессы

$$X_{jk} = \frac{y_i \cdot K_{jk} \cdot e_n}{V_{dp} \cdot E / N} \quad (6)$$

$$X_{jk} = \frac{(2e/m)^{1/2} \cdot y_k \cdot (2M/m)}{V_{dp} \cdot E/N} \cdot \int f(\mathbf{e}) \cdot \mathbf{e}^2 \cdot Q_k^m(\mathbf{e}) \cdot d\mathbf{e} \quad (7)$$

$$X_{jk} = 6 \cdot \frac{(2e/m)^{1/2} \cdot y_k \cdot B_k}{V_{dp} \cdot E/N} \cdot \int_0^\infty f(\mathbf{e}) \cdot \mathbf{e} \cdot Q_k^g(\mathbf{e}) \cdot d\mathbf{e} \quad (8)$$

где (6) – доля энергии, теряемая в j-ом неупругом процессе, (7) – доля энергии, теряемая на упругое рассеяние, (8) – доля энергии, теряемая на вращательное возбуждение

4) Средняя энергия электронов

$$e_{cp} = \int_0^\infty \mathbf{e}^{3/2} \cdot f(\mathbf{e}) \cdot d\mathbf{e} \quad (9)$$

5) Приведенный коэффициент диффузии электронов

$$D_e \cdot N = \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \cdot \int_0^\infty \mathbf{e} \cdot \left(\sum_k Q_k^m \cdot y_k \right)^{-1} \cdot f(\mathbf{e}) \cdot d(\mathbf{e}) \quad (10)$$

6) Приведенная подвижность электронов

$$m_e \cdot N = \frac{V_{dp}}{E/N} \quad (11)$$

7) Характеристическая энергия электронов

$$e_x = \frac{D_e \cdot N}{m_e \cdot N} \quad (12)$$

СПРАВОЧНЫЙ РАЗДЕЛ

Таблица 1.

Физические постоянные

Наименование величины	Округленное значение в системе СИ
Число Лошмидта (число молекул в 1 м ³ при 0 °С и 1 мм рт. ст.), n_a	$3,54 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$
Постоянная Больцмана, k	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$
Постоянная Стефана-Больцмана, σ	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$
Заряд электрона, e	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Масса покоя электрона, m_e	$9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Масса протона, m_p	$1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Удельный заряд электрона, e/m_e	$1,76 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$
Постоянная Планка, h	$6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Скорость света в вакууме, c	$3,0 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Длина волны света, соответствующая энергии кванта 1 эВ	$1,24 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 1240 \text{ нм}$
Электронвольт в джоулях	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$
Отношение массы протона к массе электрона, m_p/m_e	1836,5
Электрическая постоянная, ϵ_0	$8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Магнитная постоянная, μ_0	$1,26 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}$
Механический эквивалент теплоты	4,19 Дж/кал
Переводной коэффициент от мм рт. ст. к единицам давления в системе СИ	133,3 Па/мм рт. ст.
Число Авогадро (число молекул в 1 моле газа)	$6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$

Таблица 2.

Размерность и соотношение электрических и магнитных единиц

Величина	Символ	Наименование в системе СИ	Размерность в системе СИ				Множитель для перевода	
			м	кг	с	А	CGSE	CGSM
Заряд	q	Кулон	0	0	1	1	$3 \cdot 10^9$	0,1
Сила тока	I	Ампер	0	0	0	1	$3 \cdot 10^9$	0,1
Поверхностная плотность заряда	σ	—	-2	0	1	1	$3 \cdot 10^5$	10^{-5}
Объемная плотность заряда	ρ	—	-3	0	1	1	$3 \cdot 10^3$	10^{-7}
Напряженность электрического поля	E	—	1	1	-3	-1	$1/3 \cdot 10^{-4}$	10^6
Электрическая индукция	D	—	-2	0	1	1	$4\pi \cdot 3 \cdot 10^5$	$4\pi \cdot 10^{-5}$
Напряжение	U	Вольт	2	1	-3	-1	1/300	10^8
Емкость	C	Фарада	-2	-1	4	2	$9 \cdot 10^{11}$	10^{-9}
Сопротивление	R	Ом	2	1	-3	-2	$1/9 \cdot 10^{-11}$	10^9
Проводимость	G	Сименс	-2	-1	3	2	$9 \cdot 10^{11}$	10^{-9}
Диэлектрическая проницаемость	ϵ	—	-3	-1	4	2	$4\pi \cdot 9 \cdot 10^9$	$4\pi \cdot 10^{-11}$
Напряженность магнитного поля	H	—	-1	0	0	1	$4\pi \cdot 3 \cdot 10^7$	$4\pi \cdot 10^3$
Магнитная проницаемость	μ	—	1	1	-2	-2	$1/4\pi \cdot 9 \cdot 10^{13}$	$10^7/4\pi$
Магнитная индукция	B	Тесла	0	1	-2	-1	$1/3 \cdot 10^{-6}$	10^4
Поток магнитной индукции	Φ	Вебер	2	1	-2	-1	1/300	10^8
Индуктивность	L	Генри	2	1	-2	-2	$1/9 \cdot 10^{-11}$	10^9

Таблица 3.

Некоторые параметры упругих соударений электронов в молекулах газа при 1 мм рт.ст. (133 Па)

λ_z - средняя длина свободного пробега молекул газа;

λ_e - средняя длина свободного пробега электрона в газе;

ν_0 - частота соударений электронов с молекулами газа.

Газ	М, ат. ед.	λ_z , м	λ_e , м	ν_0 , с ⁻¹
H ₂	2	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$7,5 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^9$
He	4	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$7,4 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^9$
Ne	20	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$	
Ar	40	$7,7 \cdot 10^{-5}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$	
Kr	84	$3,7 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	
Xe	131	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	
Hg	201	$4,9 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{10}$
N ₂	28	$6,3 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	
Na	23	$8,1 \cdot 10^{-5}$	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{10}$
Cs	133	$5,8 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{11}$

Таблица 4.

Постоянные в выражении для аппроксимации коэффициента ионизации по формуле

$$\frac{\alpha}{P} = A \cdot e^{-\frac{B}{E/P}}$$

Газ	A, м ⁻¹ ·мм рт.ст. ⁻¹	B, В·м ⁻¹ ·мм рт.ст. ⁻¹	Область применения E/P, В·м ⁻¹ ·мм рт.ст. ⁻¹
Воздух	1460	$3,65 \cdot 10^4$	15 ÷ 60
N ₂	1240	$3,42 \cdot 10^4$	15 ÷ 60
H ₂	500	$1,30 \cdot 10^4$	16 ÷ 60
CO ₂	2000	$4,66 \cdot 10^4$	50 ÷ 100
N ₂ O	1290	$2,89 \cdot 10^4$	15 ÷ 100
Ar	1360	$2,35 \cdot 10^4$	10 ÷ 60
He	280	$0,34 \cdot 10^4$	2 ÷ 15
Ne	400	$1,00 \cdot 10^4$	10 ÷ 40
Kr	1700	$2,40 \cdot 10^4$	10 ÷ 100
Xe	2600	$3,60 \cdot 10^4$	20 ÷ 80
Hg	2000	$3,70 \cdot 10^4$	20 ÷ 60

Таблица 5.

Подвижность электронов в газе при $P = 1$ мм рт. ст.

Газ	Подвижность, $\text{м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{мм рт.ст.}^{-1}$	Область применения Е/Р, $\text{В} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{мм рт.ст.}^{-1}$
He	78	50 - 500
H ₂	37	200 - 2000
Ne	150	20 - 200
Ar	36	100 - 1000
N ₂	40	200 - 2000
O ₂	75	200 - 2000
Воздух	50	200 - 2000
NO	27,5	40 - 400
CO	30	500 - 5000
Hg	18	300 - 3000

Таблица 6.

Подвижность ионов в их собственном газе при
 $P=1$ мм рт.ст. и $T=0$ °С

Ион	Подвижность, $\text{м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{мм рт.ст.}^{-1}$	Ион	Подвижность, $\text{м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{мм рт.ст.}^{-1}$
He ⁺	1,0	Воздух ⁺	0,14
He ₂ ⁺	2,0	Воздух ⁻	0,19
Ne ⁺	0,4	CO ⁺	0,08
N ₂ ⁺	0,63	CO ⁻	0,09
Ar ⁺	0,16	CO ₂ ⁺	0,07
Kr ⁺	0,07	CO ₂ ⁻	0,07
Xe ⁺	0,04	H ₂ O ⁺	0,05
Hg ⁺	0,045	H ₂ O ⁻	0,04
H ⁺	1,3	Cl ₂ ⁺	0,06
H ₂ ⁺	1,0	Cl ₂ ⁻	0,06
O ₂ ⁺	0,5	C ₂ H ₅ OH ⁺	0,03
O ⁺	0,18	C ₂ H ₅ OH ⁻	0,03
O ₂ ⁻	0,14		

Таблица 7.

$$\left(\sqrt{\frac{e \cdot U_i}{k \cdot T_e}} \right)^{-1} \cdot e^{\frac{e \cdot U_i}{k \cdot T_e}} = 1,16 \cdot 10^5 \cdot C^2 \cdot P^2 \cdot R^2$$

Газ	$\frac{B^{1/4} \cdot C^{1/2}}{m^3 \cdot Pa}, c$
He	$2,9 \cdot 10^{-2}$
Ne	$4,42 \cdot 10^{-2}$
Ar	$3,9 \cdot 10^{-1}$
Hg	$8,25 \cdot 10^{-1}$

Таблица 8.

Потенциалы ионизации, энергии разрыва связей,
сродство к электрону

Газ	He	Ne	Ar	Kr	Xe	Hg
эВ	24,6	21,6	15,8	14,0	21,1	10,43

Газ	$\epsilon_i, \text{эВ}$	$\epsilon_i, \text{эВ}$	J, эВ
H ₂	15,4	4,5	0,75 (атом H)
N ₂		9,8	
O ₂		5,2	1,46 (атом O)
CO	14,0	11,1	
CO ₂	13,8	5,5 (CO-O)	
NH ₃	10,3	4,5 (NH ₂ -H)	1,21 (радикал NH ₂)
Cl ₂	11,5	2,5	3,8 (атом Cl)
Br ₂	10,6	2,0	3,5 (атом Br)
H ₂ O	12,6	5,1 (H-OH)	2,65 (радикал OH)

Таблица 9.

Значение коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии для различных ионов и поверхностей при малых энергиях ионов

Поверх- ность	Воздух ⁺	N ₂ ⁺	H ₂ ⁺	He ⁺	Hg ⁺
K	0,077	0,12	0,22	0,17	0,22
Cu	0,025	0,066	0,05	-	0,058
Mg	0,038	0,089	0,12	0,031	0,077
Ba	-	0,14	-	0,10	0,14
Ag	-	-	0,08	0,12	-
Al	0,035	0,10	0,10	0,021	0,12
Fe	0,02	0,059	0,061	0,015	0,058
Ni	0,036	0,077	0,053	0,015	0,058
Pt	0,017	0,059	0,02	0,01	0,058

Таблица 10.

Поперечные сечения диссоциативного прилипания и ионизации для
NH₃, SF₆, Cl₂

Энергия, эВ	σ прилипания, 10 ⁻¹⁶ см ²			σ ионизации, 10 ⁻¹⁶ см ²		
	NH ₃	SF ₆	Cl ₂	NH ₃	SF ₆	Cl ₂
0,05		1000	140			
0,2			24,5			
0,4			2			
1,0		4				
1,5			0,72			
2,0		0	1,8			
2,5			2,8			
3,0			1,95			
3,5		0	1,0			
4,0	0	0,6	1,5			
4,5	0,1		2,3			
5,0	2,5	1,2	3,63			
5,5	5,8		4,6			
6,0	4,0	1,2	4,8			
7,0	1,0	0,75	3,0			
8,0	0,35	0,75	0,75			
9,0	0,4		0,4			
10,0	0,7	0,75	0,35			
11,0	0,75		0,33			0
12,0	0	0,8	0,37			0,0927
13,0			0,51	0		0,231
15		1		0,05	0	0,747
20		3		0,5	0,25	2,12
25		4			1,0	3,18
30		5		0,7	2,1	3,90
40				0,85	3,4	4,61
50				1,0	4,3	5,06
60				1,05	4,8	5,39
70				1,1	5,4	5,53
80				1,1	5,75	5,58
90				1,1	6,0	5,57
100				1,1		5,52

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники: Учеб. для вузов. - М.: Высшая школа, 1982. - 608 с.
2. Жеребцов И.П. Основы электроники: Уч. пособ. - 3-е изд., перераб. и доп. - Л.: Энергия, 1974. - 264 с.
3. Соболев В.Д. Физические основы электронной техники: Уч. для вузов. - М.: Высш. шк., 1979. - 448 с.
4. Лабораторный практикум по физической электронике и электронным приборам под ред. В.И. Светцова. Иваново, изд. ИГХТУ, 2001 г.
5. Электронные приборы. под ред. Г.Г. Шишкина / М., 1989
6. Шимони К. Физическая электроника. М., 1989
7. Каганов И.Л. Ионные приборы: Учеб. пособие. - М.: Энергия, 1972. 525 с.
8. Денискин Ю.Д. и др. Сборник вопросов по курсу "Электронные приборы": Учеб. пособие для вузов / Денискин Ю.Д., А.А. Жигарев, И.Ф. Некрасова; - М.: Энергия, 1972. - 296 с.
9. Якимов О.П. Газоразрядные матричные индикаторные панели. - М.: Энергоиздат, 1982. - 73 с. - (Элементы радиоэлектронной аппаратуры; Вып. 41).
10. Германюк В.Н. Сборник задач по электровакуумным полупроводниковым приборам: Учеб. пособие. - 2-е изд., доп. - М.: Высш. шк., 1973. 126 с.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	3
Часть I. ВАКУУМНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА.....	4
Глава 1. ЭМИССИОННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА	4
1.1. Электрон и его свойства. Электроны в твердом теле.....	4
1.2. Эмиссионная электроника.....	6
Глава 2. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ВАКУУМЕ В РЕЖИМЕ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА. ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ПРИБОРЫ.....	19
2.1. Диоды.....	19
2.2. Триоды.....	22
2.3. Многоэлектродные лампы.....	23
2.4. Особенности многоэлектродных ламп различного назначения.....	26
2.5. Генераторные и модуляторные лампы.....	26
2.6. Электровакуумные приборы диапазона сверхвысоких частот.....	26
Глава 3. ЭЛЕКТРОННАЯ ОПТИКА. ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ПРИБОРЫ.....	42
3.1 Электронные линзы.....	43
3.2. Электростатические линзы.....	44
3.3. Магнитные линзы.....	48
3.4. Аберрации электронных линз.....	50
3.5. Электронно-оптические системы (ЭОС) электронно-лучевых приборов.....	51
3.6. Отклоняющие системы.....	54
3.7. Некоторые особенности электронной оптики интенсивных пучков..	58
3.8. Приемные электронно-лучевые трубки.....	59
3.9. Проекционные ЭЛТ и системы.....	63
3.10. Запоминающие электронно-лучевые трубки.....	64
3.11. Передающие электронно-лучевые трубки.....	65
3.12. Электронно-оптические преобразователи.....	68
ЧАСТЬ II. ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА.....	73
ГЛАВА 4. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ.....	73
4.1. Введение.....	73
4.2. Упругие соударения электронов с атомами и молекулами газа.....	75
4.3. Неупругие соударения электронов с атомами и молекулами	76
4.4 Движение электронов и ионов в газе	85
ГЛАВА 5. ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ.....	90
5.1. Классификация разрядов	90
5.2. Несамостоятельный газовый разряд	90
5.3. Условие развития самостоятельного разряда. Пробой разрядного промежутка	92
ГЛАВА 6. ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ПЛАЗМА	107

6.1. Основные понятия	107
6.2. Диагностика плазмы.....	108
6.3. Теории газоразрядной плазмы	114
6.4. Особенности теории плазмы низкого и высокого давления	118
ГЛАВА 7. ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ПРИБОРЫ	120
7.1. Приборы тлеющего разряда	120
7.2. Газоразрядные приборы, основанные на использовании излучения плазмы	128
7.3. Ионизационные камеры и счетчики излучений	130
7.4. Разрядники антенных переключателей	136
7.5. Приборы дугового несамостоятельного разряда	138
7.6. Приборы самостоятельного дугового разряда	139
7.7 Газоразрядные индикаторные панели	139
7.8. Газоразрядные знаковые индикаторы (монодисплеи).....	140
ПРИЛОЖЕНИЕ.....	154
СПРАВОЧНЫЙ РАЗДЕЛ.....	158
ЛИТЕРАТУРА.....	165