

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное агентство по образованию
Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова

Е. И. Кротова

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Учебное пособие

*Рекомендовано
Научно-методическим советом университета
для студентов, обучающихся по специальности
Радиофизика и электроника*

Ярославль 2009

УДК 537.86
ББК 385.я73
К 83

*Рекомендовано
Редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного издания. План 2009 года*

Рецензенты:

А. А. Мурашов, доктор технических наук, профессор ЯГТУ;
кафедра кибернетики ЯГТУ

К 83 Кротова, Е. И. Физическая электроника: учеб. пособие
/ Е. И. Кротова ; Яросл. гос. ун-т им. П. Г. Демидова. – Яро-
славль : ЯрГУ, 2009. – 132 с.
ISBN 978-5-8397-0663-7

Пособие посвящено анализу строения различных ве-
ществ, электронных и ионных процессов в вакууме, газах,
на поверхности раздела между твердыми телами и вакуу-
мом или газом; в нем рассмотрены элементы, устройство и
принципы работы различных электронных приборов.

Предназначено для студентов, обучающихся по специ-
альностям 010801 Радиофизика и электроника и 010800.62
Радиофизика (дисц. "Физическая электроника", блок ОПД,
ДС), очной и заочной форм обучения.

УДК 537.86
ББК 385.я73

ISBN 978-5-8397-0663-7 © Ярославский государственный
университет им. П. Г. Демидова, 2009

Введение

Физическая электроника изучает электронные и ионные процессы в вакууме, газах и полупроводниках, на поверхности раздела между вакуумом или газом и твердыми телами. Кроме того, эта область науки предусматривает изучение устройства и принципов работы различных электронных приборов.

Электронные приборы используются в автоматике, телемеханике, проводной связи, звуковом кино, атомной и ракетной технике, астрономии, метеорологии, геофизике, медицине, биологии, физике, химии, металлургии, машиностроении, различных областях измерительной техники и т. д.

Фундамент электроники был заложен физиками XVIII и XIX вв. Электрические разряды исследовали в России М. В. Ломоносов и Г. В. Рихман. Академик В. В. Петров открыл электрическую дугу. Прохождение тока в газах исследовали в Англии Д. Д. Томсон, Ф. У. Астон; в Германии – Г. И. В. Гейслер, Ю. Плюккер и другие ученые. Русский электротехник А. Н. Лодыгин и независимо от него американский исследователь Т. А. Эдисон изобрели первый электровакуумный прибор – лампу накаливания. П. Н. Яблочков применил электрическую дугу для освещения.

Большой вклад в развитие электронной теории внесли исследование Г. Р. Герцем электромагнитных волн, открытие фотоэлектрического эффекта. В России законы фотоэффекта были сформулированы А. Г. Столетовым. Термоэлектронная эмиссия была открыта Т. А. Эдисоном, детально она была исследована О. У. Ричардсоном. К. Ф. Браун создал первую электронно-лучевую трубку с холодным катодом.

Использование электронных приборов началось с применением Д. А. Флемингом двухэлектродной лампы с накальным катодом для выпрямления высокочастотных колебаний.

В 1907 г. американский инженер Л. Форес создал первый триод. В этом же 1907 г. профессор Петербургского технологического института Б. Л. Розинг предложил использовать электронно-лучевую трубку для приема изображений. В 1918–1919 гг. М. А. Бонч-Бруевич разработал теорию триода, теорию усиления электрических колебаний с помощью триода. В 1920-е и 1930-е гг. были созданы газоразрядные и фотоэлектронные приборы. После Второй мировой войны началось бурное развитие полупроводниковой электроники. Продолжалось исследование электрических свойств различных веществ, жидких кристаллов, плазмы.

Следуя исторической хронологии развития электроники, мы излагаем учебный материал от общетеоретических вопросов к практической реализации и современным перспективам развития данной отрасли науки.

Первые три главы содержат краткие теоретические сведения, необходимые для описания электронных явлений. В последующих главах наряду с теоретическими сведениями читатель знакомится с конкретными электронными, ионными, фотоэлектронными, квантовыми приборами, их устройством, конструкциями и применением. Кроме того, в последней главе рассмотрены современные перспективные жидкокристаллические материалы для формирования визуальной информации.

Каждая глава снабжена вопросами для самоконтроля. Это удобно как для контроля знаний студентами очной формы обучения, так и для студентов-заочников, которые не имеют возможности ежедневно посещать учебные занятия.

Глава 1. Электронные явления в различных средах. Модели атома

1.1. Основы молекулярно-кинетической теории

Молекулярно-кинетическая теория объясняет свойства макроскопических тел и тепловых процессов, протекающих в них, на основе представлений о том, что все тела состоят из отдельных, беспорядочно движущихся частиц.

Основные понятия молекулярно-кинетической теории:

Атом – наименьшая часть химического элемента, являющаяся носителем его свойств. Размеры атома порядка 10^{-10} м.

Молекула – наименьшая устойчивая частица данного вещества, обладающая его основными свойствами и состоящая из атомов, соединенных между собой химическими связями. Размеры молекул $10^{-10} - 10^{-7}$ м.

Макроскопическое тело – тело, состоящее из очень большого количества частиц.

Все вещества могут существовать в трех агрегатных состояниях – твердом, жидком и газообразном. Четвертым состоянием вещества часто считают плазму. Переходы из одного состояния в другое сопровождаются скачкообразным изменением ряда физических свойств (плотности, теплопроводности и др.).

Агрегатное состояние зависит от физических условий, в которых находится вещество. Существование вещества в нескольких агрегатных состояниях обусловлено различиями в тепловом движении его молекул (атомов) и в их взаимодействии при разных условиях.

Газ – агрегатное состояние вещества, в котором частицы не связаны или весьма слабо связаны силами взаимодействия; кинетическая энергия теплового движения его частиц (молекул, атомов) значительно превосходит потенциальную энергию взаимодействия между ними, поэтому частицы движутся почти свободно, целиком заполняя сосуд, в котором находятся, и принимают его форму. Любое вещество можно перевести в газообразное состояние, изменяя давление и температуру.

Жидкость – агрегатное состояние вещества, промежуточное между твердым и газообразным. Для нее характерна большая подвижность частиц и малое свободное пространство между ними. Это приводит к тому, что жидкости сохраняют свой объем и принимают форму сосуда. В то же время жидкость обладает рядом только ей присущих свойств, одно из которых – текучесть. В жидкости молекулы размещаются очень близко друг к другу. Поэтому плотность жидкости гораздо больше плотности газов (при нормальном давлении). Свойства жидкости по всем направлениям одинаковы (изотропны) за исключением жидких кристаллов. При нагревании или уменьшении плотности свойства жидкости, теплопроводность, вязкость меняются в сторону сближения со свойствами газов. Тепловое движение молекул жидкости состоит из сочетания коллективных колебательных движений и происходящих время от времени скачков молекул из одних положений равновесия в другие. При наличии внешней силы, сохраняющей свое направление более длительное время, чем интервалы между скачками, молекулы перемещаются в направлении этой силы, что и приводит к текучести жидкости.

Твердые тела – агрегатное состояние вещества, характеризующееся стабильностью формы и особенностями теплового движения атомов. Это движение вызывают колебания атомов (или ионов), из которых состоит твердое тело. Амплитуда колебаний обычно мала по сравнению с межатомными расстояниями. Структура твердых тел многообразна, но их можно разделить на кристаллы и аморфные тела.

В кристаллах атомы (или ионы) расположены в пространстве в узлах кристаллической решетки и колеблются около них. Строгая периодичность в расположении атомов приводит к сохранению порядка на больших расстояниях.

В аморфных телах атомы колеблются около хаотически расположенных точек. Свойства аморфных тел: изотропность, отсутствие постоянной температуры плавления, текучесть.

Кристаллическая структура твердых тел зависит от сил, действующих между атомами и частицами. Одни и те же атомы могут образовывать различные структуры – серое и белое олово, графит и алмаз.

Полиморфизм – способность некоторых веществ существовать в состояниях с различной атомно-кристаллической структурой (сера, кремнезем имеют более чем полиморфные модификации).

Одиночные кристаллы называются монокристаллами. У монокристаллов некоторые свойства анизотропны, т. е. зависят от направления (механические, оптические и электрические). Естественная анизотропия – характерная особенность кристаллов; например, пластина слюды легко расщепляется на тонкие листочки вдоль определенной плоскости (параллельно этой плоскости силы сцепления между частицами слюды наименьшие).

Твердое тело, состоящее из большого числа маленьких кристаллов, называют поликристаллическим. Поликристаллические материалы изотропны.

Плазма – частично или полностью ионизированный газ, в котором плотности отрицательных и положительных зарядов одинаковы. При сильном нагревании любое вещество испаряется, превращается в газ. Если увеличивать температуру и далее, резко усиливается процесс термической ионизации. Молекулы газа начнут распадаться на составляющие их атомы, которые затем превращаются в ионы. В состоянии плазмы находится подавляющая часть вещества Вселенной: звезды, галактические туманности и межзвездная среда. Около Земли плазма существует в виде солнечного ветра и ионосферы. На поверхности Земли в естественных условиях плазма – редкий гость, появляющийся лишь при вспышках молний.

В лабораторных условиях плазма впервые появилась в виде газового разряда. Она заполняет лампы дневного света, стеклянные трубки неоновой рекламы и т. д. За последние годы применение плазмы существенно расширилось. Высокотемпературная плазма ($T \sim 10^6 - 10^8$ K) из смеси дейтерия с тритием используется для осуществления управляемого термоядерного синтеза; низкотемпературная плазма ($T \leq 10^5$ K) – в различных газоразрядных приборах: газовых лазерах, ионных приборах, МГД – генераторах и т. д.

1.2. Закон Ома, закон Джоуля-Ленца

Закон Ома устанавливает зависимость между силой тока I в проводнике и разностью потенциалов (напряжением) U между двумя фиксированными точками (сечениями) этого проводника:

$$I = \frac{U}{R}. \quad (1)$$

В 1881 г. на электротехническом съезде в Париже ученые единогласно утвердили название единицы сопротивления – 1 Ом.

В общем случае зависимость между I и U нелинейна, однако на практике всегда можно в определенном интервале напряжений считать её линейной и применять закон Ома; для металлов и их сплавов этот интервал практически неограничен.

Закон Ома в форме (1) справедлив для участков цепи, не содержащих источников ЭДС. При наличии таких источников (аккумуляторов, термопар, генераторов и т. д.) закон Ома имеет вид:

$$r \cdot I = U + \varepsilon, \quad (2)$$

где ε – ЭДС всех источников, включённых в рассматриваемый участок цепи. Для замкнутой цепи закон Ома принимает вид:

$$r_n \cdot I = \varepsilon, \quad (3)$$

где $r_n = r + r_i$ – полное сопротивление цепи, равное сумме внешнего сопротивления r и внутреннего сопротивления r_i источника ЭДС. Обобщением закона Ома на случай разветвлённой цепи является правило 2-е Кирхгофа.

Закон Ома можно записать в дифференциальной форме, связывающей в каждой точке проводника плотность тока j с полной напряжённостью электрического поля. Потенциальное электрическое поле напряжённости E , создаваемое в проводниках микроскопическими зарядами (электронами, ионами) самих проводников, не может поддерживать стационарное движение свободных зарядов (ток), т. к. работа этого поля на замкнутом пути равна нулю. Ток поддерживается неэлектростатическими силами различного происхождения (индукционного, химического, теплового и

т. д.), которые действуют в источниках ЭДС и которые можно представить в виде некоторого эквивалентного непотенциального поля с напряженностью E_{CT} , называемого сторонним. Полная напряженность поля, действующего внутри проводника на заряды, в общем случае равна $E + E_{CT}$. Соответственно, дифференциальный закон Ома имеет вид:

$$\rho \cdot j = E + E_{CT} \quad \text{или} \quad j = \sigma(E + E_{CT}), \quad (4)$$

где ρ – удельное сопротивление материала проводника, а $\sigma = 1/\rho$ – его удельная электропроводность.

Закон Ома в комплексной форме справедлив также для синусоидальных квазистационарных токов:

$$z \cdot I = \mathcal{E}, \quad (5)$$

где z – полное комплексное сопротивление: $z = r + i \cdot x$, r – активное сопротивление, а x – реактивное сопротивление цепи. При наличии индуктивности L и емкости C в цепи квазистационарного тока частоты ω

$$x = \omega \cdot L - 1/\omega \cdot C.$$

Закон Ома для однородного участка цепи (не содержащего источника тока): сила тока в проводнике прямо пропорциональна приложенному напряжению и обратно пропорциональна сопротивлению проводника, записывается аналогично (1).

Закон Ома для замкнутой цепи: сила тока в замкнутой цепи равна отношению ЭДС источника тока к суммарному сопротивлению всей цепи:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R_{\text{общ}}} = \frac{\mathcal{E}}{R + r}, \quad (6)$$

где R – сопротивление внешней цепи, r – внутреннее сопротивление источника тока.

Закон Ома для неоднородного участка цепи (участка цепи с источником тока):

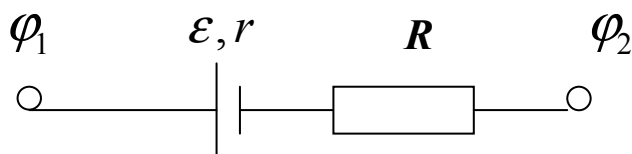


Рис. 1. Неоднородный участок цепи

$$U = \varepsilon_{12} + \varphi_1 - \varphi_2; \quad I = \frac{U}{R_{\text{общ}}} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}}{R + r}, \quad (7)$$

где $(\varphi_1 - \varphi_2)$ – разность потенциалов на концах участка цепи, ε_{12} – ЭДС источника тока, входящего в участок.

Способность вещества проводить ток характеризуется его удельным сопротивлением ρ либо проводимостью σ . Их величина определяется химической природой вещества и условиями, в частности температурой, при которых оно находится. Для большинства металлов удельное сопротивление растет с температурой приблизительно по линейному закону:

$$\rho \cdot \frac{l}{S} = \rho_0 \frac{l}{S} (1 + \alpha \cdot t);$$

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha \cdot t^\circ), \quad (8)$$

где ρ_0 – удельное сопротивление при 0°C , t – температура по шкале Цельсия, α – коэффициент, численно равный примерно $1/273$. Переходя к абсолютной температуре, получаем

$$\rho = \rho_0 \cdot \alpha \cdot T. \quad (9)$$

При низких температурах наблюдаются отступления от этой закономерности. В большинстве случаев зависимость ρ от T следует кривой **1** на рис. 2.

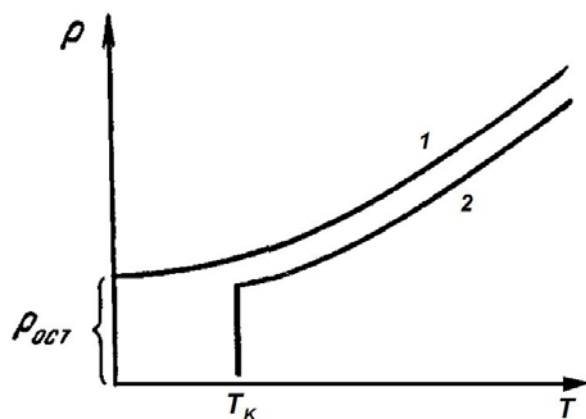


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления от температуры

Величина остаточного сопротивления $\rho_{ост}$ в сильной степени зависит от чистоты материала и наличия остаточных механических напряжений в образце. Поэтому после отжига $\rho_{ост}$ заметно уменьшается. У абсолютно чистого металла с идеально правильной кристаллической решеткой при абсолютном нуле $\rho = 0$.

У большой группы металлов и сплавов при температуре порядка нескольких градусов Кельвина сопротивление скачком обращается в нуль (кривая 2 на рис. 2). Впервые это явление, названное сверхпроводимостью, было обнаружено в 1911 г. Камерлинг – Оннесом для ртути. В дальнейшем сверхпроводимость была обнаружена у свинца, олова, цинка, алюминия и других металлов, а также у ряда сплавов. Для каждого сверхпроводника имеется своя критическая температура T_k , при которой он переходит в сверхпроводящее состояние. При действии на сверхпроводник магнитного поля сверхпроводящее состояние нарушается. Величина критического поля H_K , разрушающего сверхпроводимость, равна нулю при $T = T_k$ и растет с понижением температуры.

Полное теоретическое объяснение сверхпроводимости было дано в 1958 г. советским физиком Н. Н. Боголюбовым и его сотрудниками.

Зависимость электрического сопротивления от температуры положена в основу термометров сопротивления. Такой термометр представляет собой металлическую (обычно платиновую) проволоку, намотанную на фарфоровый или слюдяной каркас. Проградуированный по постоянным температурным точкам термометр

сопротивления позволяет измерять с точностью порядка нескольких сотых градуса как низкие, так и высокие температуры.

Закон Джоуля – Ленца

Закон Джоуля – Ленца описывает выделение тепла при прохождении электрического тока на участке электрической цепи с конечным сопротивлением при отсутствии в нем химических превращений.

За время t на произвольном участке цепи постоянного тока, к концам которого приложено напряжение U , через каждое сечение проводника проходит заряд:

$$q = I \cdot t. \quad (10)$$

Это равносильно тому, что заряд $I \cdot t$ переносится за время t из одного конца проводника в другой. При этом силы электростатического поля и сторонние силы, действующие на данном участке, совершают работу:

$$A = U \cdot I \cdot t. \quad (11)$$

В случае, когда проводник неподвижен и химических превращений в нем не совершается, работа тока затрачивается на увеличение внутренней энергии проводника, в результате чего проводник нагревается. При протекании тока в проводнике выделяется тепло:

$$Q = U \cdot I \cdot t = I^2 \cdot R \cdot t = U^2 t / R. \quad (12)$$

Это соотношение было установлено Джоулем и, независимо от него, Ленцем и носит название закона Джоуля – Ленца (интегральная форма).

Если сила тока изменяется со временем, то количество тепла, выделяющееся за время t , вычисляется по формуле:

$$Q = \int_0^t I^2 \cdot R \cdot dt. \quad (13)$$

От формулы, определяющей тепло, выделяющееся во всем проводнике, можно перейти к выражению, характеризующему выделение тепла в различных местах проводника. Удельной мощностью тока W называется количество тепла, выделившееся в единице объема проводника за единицу времени:

$$W = \frac{d^2 Q}{dV \cdot dt}. \quad (14)$$

Закон Джоуля – Ленца в дифференциальной форме – удельная мощность тока равна скалярному произведению векторов плотности тока и напряженности электрического поля:

$$W = \overline{j \cdot E} = \sigma \cdot E^2 = \frac{1}{\rho} E^2, \quad (15)$$

где σ – удельная проводимость;

ρ – удельное сопротивление среды.

Закон Джоуля – Ленца в дифференциальной форме носит совершенно общий характер, т. е. не зависит от природы сил, возбуждающих электрический ток. Закон Джоуля – Ленца, как показывает опыт, справедлив и для электролитов и для полупроводников.

1.3. Электроны в атоме

Электрон представляет собой элементарную заряженную частицу с отрицательным зарядом $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл; массой $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$ кг; радиусом $r_e = 2,82 \cdot 10^{-15}$ м; удельным зарядом $e / m_e = 1,759 \cdot 10^{11}$ Кл/кг.

Как известно, количество электронов в атоме зависит от типа вещества и равно его атомному номеру в периодической системе элементов Д. И. Менделеева. Электроны в атоме взаимодействуют с ядром и друг с другом.

Электроны, расположенные на внешних орбитах, связаны с ядром слабее, чем электроны, находящиеся на внутренних, близких к ядру орбитах. Поэтому под воздействием соседних атомов или вследствие других причин внешние электроны могут поки-

нуть свою орбиту, что приводит к изменению электрического состояния атома. Электроны, расположенные на внешних орбитах атома, называются валентными. Они определяют химическую активность вещества, участвуют в создании химической связи между атомами. Электроны, освободившиеся от внутриатомных связей, называются свободными. При возникновении внешнего электрического поля хаотическое движение свободных электронов становится упорядоченным и направленным, возникает электрический ток. Чем больше свободных электронов имеет вещество, тем выше его электропроводность. Этим определяется хорошая проводимость металлов, а также классификация веществ на проводники, полупроводники и диэлектрики.

Теряя или приобретая электроны, нейтральный атом приобретает электрический заряд. Такой атом называется ионом, а процесс присоединения или потери электрона называется ионизацией.

Электрон, получивший дополнительную энергию, называется возбужденным. Предельным случаем возбуждения является отрыв электрона от атома, при котором наступает ионизация.

Поведение электронов в атоме подчиняется законам квантовой механики.

1.4. Гипотеза М. Планка

В 1900 г. М. Планк выдвинул гипотезу, согласно которой энергия электронов в атоме может принимать лишь вполне определенные дискретные значения. Изменение энергии электронов может происходить только скачкообразно. Переход из состояния с меньшей энергией в состояние с большей энергией может произойти при условии поглощения извне порции энергии, равной разности значений энергии в этих состояниях. Такая порция энергии называется квантом энергии.

1.5. Постулаты Н. Бора

В 1913 г. Н. Бор выдвинул следующие постулаты.

1. Электрон в атоме может находиться в определенных устойчивых состояниях, называемых стационарными. В этом случае атом не излучает энергии.

Атом излучает или поглощает энергию только при переходе из одного стационарного состояния в другое. Величина кванта энергии связана с частотой излучения соотношением

$$W = h\nu, \quad (16)$$

где ν – частота излучения; h – постоянная Планка ($h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с).

3. Момент количества движения электрона на стационарной орбите должен быть кратным числу $h/2\pi$

$$m_e V r = n \frac{h}{2\pi}, \quad (17)$$

где m_e – масса электрона;

V – скорость движения электрона по орбите;

r – радиус орбиты электрона;

n – целое число.

1.6. Принцип неопределенности В. Гейзенберга

Согласно этому принципу в атомной системе невозможно одновременно точно задать некоторые пары сопряженных величин, например координату и скорость электрона. Если при определении координаты x неточность равна Δx , а неточность в определении соответствующей компоненты скорости V_x будет ΔV_x , то соотношение Гейзенберга для этой компоненты имеет вид

$$\Delta V_x \cdot \Delta x \approx h. \quad (18)$$

Таким образом, чем точнее мы будем определять координату x ($\Delta x \rightarrow 0$), тем более неопределенной будет величина V_x ($\Delta V_x \approx h/\Delta x \rightarrow \infty$), и наоборот. Отсюда следует, что понятие "траектория" по отношению к внутриатомным перемещениям электрона лишено смысла, а представление об электроны лишь как о материальной частице является недостаточным.

1.7. Гипотеза Л. де Бройля

В 1923 г. Луи де Бройль выдвинул гипотезу о наличии волновых свойств у электрона и других движущихся частиц. Изучение дифракции электронов показало, что длина волны движущегося электрона определяется соотношением

$$\lambda = \frac{h}{m_e V}, \quad (19)$$

где λ – длина волны; $m_e V$ – импульс электрона; h – постоянная Планка.

Дуализм электрона (частица – волна) приводит к тому, что, с одной стороны, состояние электрона как частицы, движущейся в атоме вещества, характеризуется такими величинами, как орбитальный момент количества движения, орбитальный магнитный момент, собственный механический момент электрона (спин) и внутренний собственный магнитный момент, а с другой стороны, движение электрона можно рассматривать как распространение волны. Волновые свойства электрона заметно проявляются в пространстве, линейные размеры которого сравнимы с размерами электрона. Однако в большинстве электронных приборов волновые свойства электронов не проявляются, а при описании работы этих приборов поток электронов рассматривается как множество движущихся материальных частиц.

1.8. Принцип запрета В. Паули

В обоснование принципа запрета положено утверждение, что электроны в атоме могут иметь лишь определенные значения энергии. Каждой орбите соответствует строго определенная энергия электрона, или разрешенный энергетический уровень. Уровни энергии, которые не могут иметь электроны при переходе с одной орбиты на другую, называются запрещенными. Согласно принципу запрета Паули на одном энергетическом уровне не может быть более двух электронов атома, причем собственные механические моменты (спины) этих двух электронов должны быть антипарал-

лельны, т. е. электроны должны вращаться вокруг своей оси в противоположных направлениях.

В твердом теле, состоящем из множества атомов, энергетические уровни отдельных атомов образуют энергетические зоны.

Электроны внутренних орбит атома сильно связаны с ядром и в явлениях проводимости, а также в химических реакциях не участвуют.

Совокупность энергетических уровней валентных электронов образуют нормальную, или валентную, зону.

Совокупность более высоких энергетических уровней свободных электронов образуют зону проводимости, расположенную выше валентной зоны и запрещенной зоны. Ширина запрещенной зоны определяет электропроводность материала. Таким образом, проводимость вещества определяется той энергией W , которую нужно сообщить валентным электронам, чтобы они могли перейти со своего уровня на более высокий энергетический уровень, соответствующий зоне проводимости. При этом электроны теряют связь с ядром атома и становятся свободным.

Такая энергетическая структура твердых тел позволяет объяснить физическую сущность разделения их на проводники, полупроводники и диэлектрики. На рис. 3 показаны типичные диаграммы энергетических зон у проводников, диэлектриков и полупроводников.

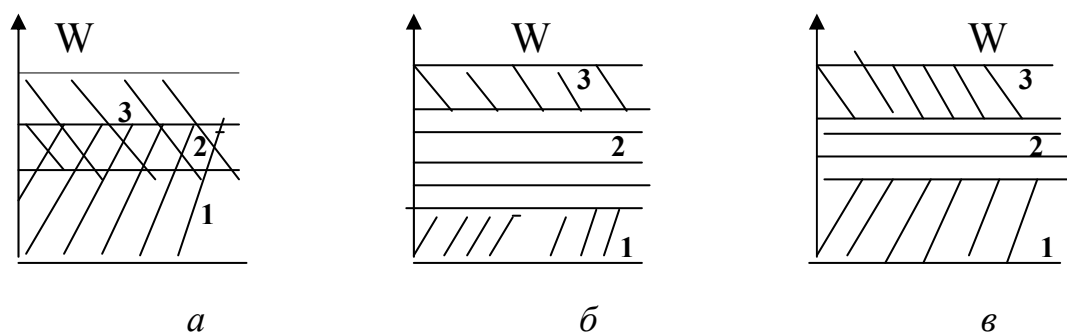


Рис. 3. Энергетические диаграммы различных веществ:
а – проводника; б – диэлектрика; в – полупроводника,
(1 – валентная зона; 2 – запрещенная зона; 3 – зона проводимости)

У проводников зона проводимости и зона валентных электронов перекрывают друг друга, т. е. запретной зоны нет, элек-

троны свободно переходят в зону проводимости. У диэлектриков ширина запрещенной зоны велика, поэтому для перехода в зону проводимости электронам нужно сообщить большую энергию. Для полупроводников запрещенная зона сравнительно невелика, и под действием внешних источников энергии (тепло, свет, электрическое поле и т. п.) электроны могут перейти из валентной зоны в зону проводимости.

1.9. Работа выхода

При температуре абсолютного нуля ($T = 0^\circ\text{K}$) и отсутствии других источников возбуждения электроны занимают уровни с наименьшей энергией. В проводниках, имеющих высокую концентрацию электронов в зоне проводимости, распределение по величине энергии можно представить с помощью графика (рис. 4).

$$N=f(W)$$

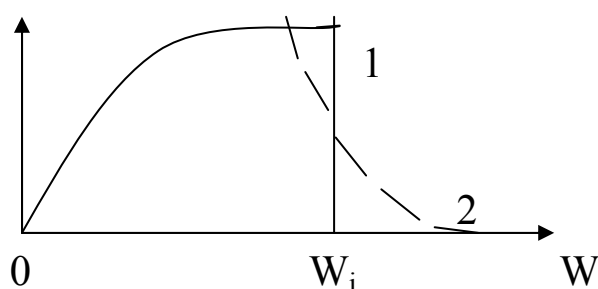


Рис. 4. График распределения электронов по величинам энергии в зоне проводимости (распределение Ферми)

По оси абсцисс отложено значение энергии, а по оси ординат – количество электронов. При температуре абсолютного нуля (кривая 1), нет электронов, обладающих энергией, большей W_i (уровень Ферми). Величина W_i зависит от физических свойств материала и определяется выражением

$$W_i = \frac{h^2}{8m_e} \left(\frac{3N}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (20)$$

где h – постоянная Планка;
 m_e – масса электрона;

N – число свободных электронов в 1 см^2 проводника. В металлах $N \approx 10^{22} - 10^{23}$.

Поэтому максимальная энергия W_i достигает нескольких электронвольт. Тем не менее выход электронов за поверхность металла при температуре абсолютного нуля и отсутствии внешних воздействий (освещение поверхности проводника, бомбардировка пучком электронов и т. п.) не наблюдается. Это объясняется тем, что для отрыва от поверхности проводника электроны должны затратить работу против электрических сил, возвращающих их обратно. Следовательно, для выхода из проводника электрон должен затратить некоторую полную энергию W_a , равную

$$W_a = W_i + W_0. \quad (21)$$

Величина W_0 называется работой выхода. Работа по перемещению электрона из проводника в окружающее пространство равна произведению заряда электрона e на пройденную разность потенциалов φ_0 . Поэтому можно записать соотношение

$$W_0 = W_a - W_i = e\varphi_0. \quad (22)$$

Величина работы выхода твердых тел зависит от их структуры и является физической характеристикой тела.

Если электронам металлов или полупроводников сообщается извне дополнительная энергия, то выход электронов из тела оказывается возможным – происходит электронная эмиссия.

Существует несколько видов электронной эмиссии:

термоэлектронная – при нагревании металла или полупроводника;

фотоэлектронная – при воздействии электромагнитного излучения;

вторичная электронная, являющаяся результатом бомбардировки поверхности потоком электронов или ионов, летящих с большой скоростью;

электростатическая, при которой сильное электрическое поле у поверхности металла или полупроводника создает силы, способствующие выходу электронов с поверхности.

Вопросы для самоконтроля

1. Сформулируйте основные понятия молекулярно-кинетической теории.
2. Дайте определение макроскопического тела?
3. Что называется газом?
4. Что называется жидкостью?
5. Что называется твердым телом?
6. Что такое плазма?
7. Дайте формулировку закона Ома.
8. Запишите формулу закона Ома для участка цепи.
9. Запишите формулу закона Ома для полной цепи.
10. Сформулируйте закон Ома в дифференциальной форме.
11. Дайте формулировку закона Джоуля – Ленца в дифференциальной форме.
12. Дайте формулировку закона Джоуля – Ленца в интегральной форме.
13. Приведите график зависимости удельного сопротивления от температуры.
14. Перечислите модели атома.
15. Сформулируйте гипотезу М. Планка.
16. Перечислите и поясните постулаты Н. Бора.
17. Сформулируйте принцип неопределенности В. Гейзенберга.
18. Объясните смысл гипотезы Л. де Бройля.
19. В чем смысл принципа запрета В. Паули?
20. Дайте определение работы выхода.
21. От чего зависит величина работы выхода?

Глава 2. Взаимодействие электронов с веществом

2.1. Физические основы электронной микроскопии и спектроскопии

Прохождение пучка электронов с энергией E_0 (incident electron beam) через образец сопровождается многообразными явлениями, часть из которых схематично изображена на рис. 5.

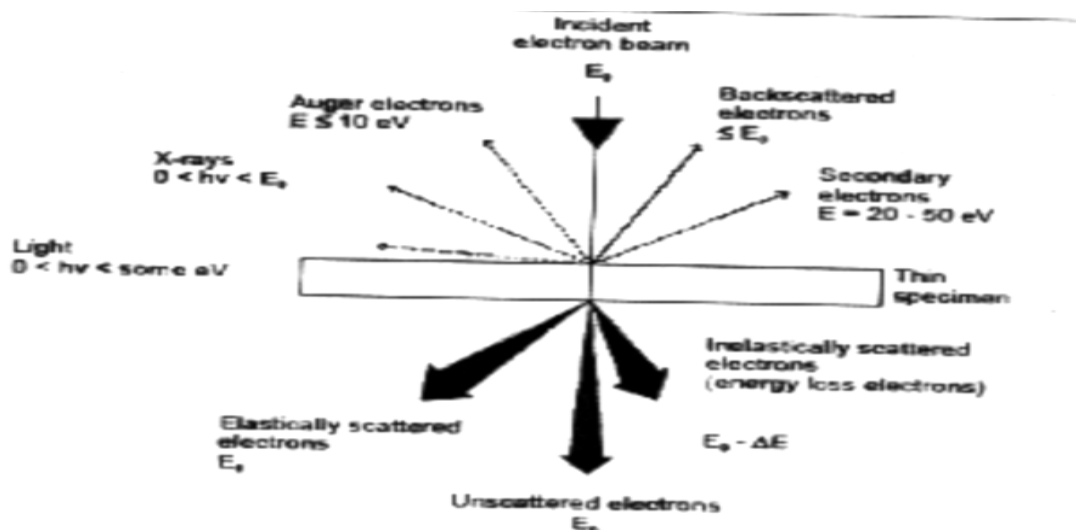


Рис. 5. Основные процессы при взаимодействии электронов с веществом

Среди них – прежде всего рассеяние (elastically and inelastically scattered electrons) и дифракция электронов, генерация рентгеновского излучения (X-rays), Оже-электронов (Auger electrons) и т. д. Все эти процессы важны для электронной микроскопии.

Интенсивность процесса характеризуется сечением процесса σ (cm^2). Если образец имеет толщину t , плотность томов N , плотность ρ и атомный вес A , то интенсивность процесса, например, рассеяния будет

$$Q_T t = N t \sigma_T = N_0 \sigma_T \rho t / A, \quad (23)$$

где N_0 – число Авогадро. Значок T означает интенсивность полного или интегрального сечения, в отличие от дифференциального, описывающего угловое распределение,

$$d\sigma/d\Omega = (1/(2\pi\sin\theta))d\sigma/d\theta \quad (22)$$

Вместо сечения, имеющего размерность площади, часто используют среднюю длину пробега между последовательными актами взаимодействия (mean free path), приводящими к наблюдаемому процессу:

$$\Lambda = 1/Q = A/(N_0\sigma\rho). \quad (23)$$

Рассеяние электронов. Для типичных толщин образцов (100 нм) большинство электронов проходит его, не испытав рассеяния (unscattered electrons) либо испытав один акт столкновения (single scattering), кратное число ($1 < n < 20$) столкновений (plural scattering) или многократное ($n > 20$) рассеяние (multiple scattering). Столкновения бывают упругими и неупругими.

Упругое рассеяние (elastically scattered electrons). Упругие столкновения – это такие, при которых энергия не расходуется на возбуждение атомов среды. Направление движения электрона может изменяться, но энергия практически не изменяется, т.е. $E \approx E_0$. Будем разделять упругое рассеяние на изолированном атоме и на системе атомов.

Упругое рассеяние на изолированном атоме. Проходя мимо атома на большом удалении от него, электрон взаимодействует с электронами внешней оболочки и испытывает рассеяние на небольшой угол. Если же электрон налегает на атом с малым прицельным параметром, то рассеяние может быть на большой угол, вплоть до 180° . С большой вероятностью электрон будет рассеян вперед, однако имеется малая вероятность рассеяния на большой угол ($> 90^\circ$).

Упругое рассеяние на малые углы обычно вызвано рассеянием на электронах, а на небольшие углы – на ядрах.

Обратнорассеянные электроны имеют энергию, близкую к начальной и несут информацию о поверхности, что важно для растро-

вой электронной микроскопии (РЭМ). Поскольку рассеяние никогда не является истинно упругим (как минимум электрон испускает тормозное излучение), то разделение на упругое и неупругое рассеяние является достаточно условным.

Сечение упругого рассеяния описывается формулой Резерфорда:

$$d\sigma(\theta)/d\Omega = e^4 Z^2 / [16 E_0^2 \sin^4(\theta/2)]. \quad (24)$$

Упругое рассеяние на системе атомов, в отличие от классического корпускулярного подхода, описывается в рамках волнового механизма взаимодействия. Формула Резерфорда, даже с поправками на экранировку и релятивизм, не может точно описать процесс рассеяния, поскольку она игнорирует волновую природу электронов. В волновом подходе взаимодействие описывается амплитудой, или фактором атомного рассеяния, который соотносится с дифференциальным сечением как $|f(\theta)|^2 = d\sigma(\theta)/d\Omega$. Именно волновому характеру электронов обязано такое явление, как дифракция.

Неупругое рассеяние (inelastically scattered electrons). Энергия электронов $E < E_0$ (energy loss electrons) теряется на

- а) коллективное взаимодействие со многими атомами;
- б) генерацию процессов, приводящих к вылету вторичных электронов;
- в) генерацию рентгеновских лучей.

Механизм некоторых неупругих процессов схематично изображен на рис. 6. Именно неупругие процессы лежат в основе методики EEL.S (electron energy-loss spectrometry), где измеряемый энергетический спектр электронов отражает различные неупругие потери, которые можно сопоставить с присутствием и концентрацией определенных элементов.

Характеристическое рентгеновское излучение (ХРИ или X-ray emission)

Генерируемое электронным пучком рентгеновское излучение может иметь, в принципе, энергию γ -квантов до E_0 . На регистрации ХРИ основан аналитический метод XEDS (X-rays energy dispersive spectrometry).

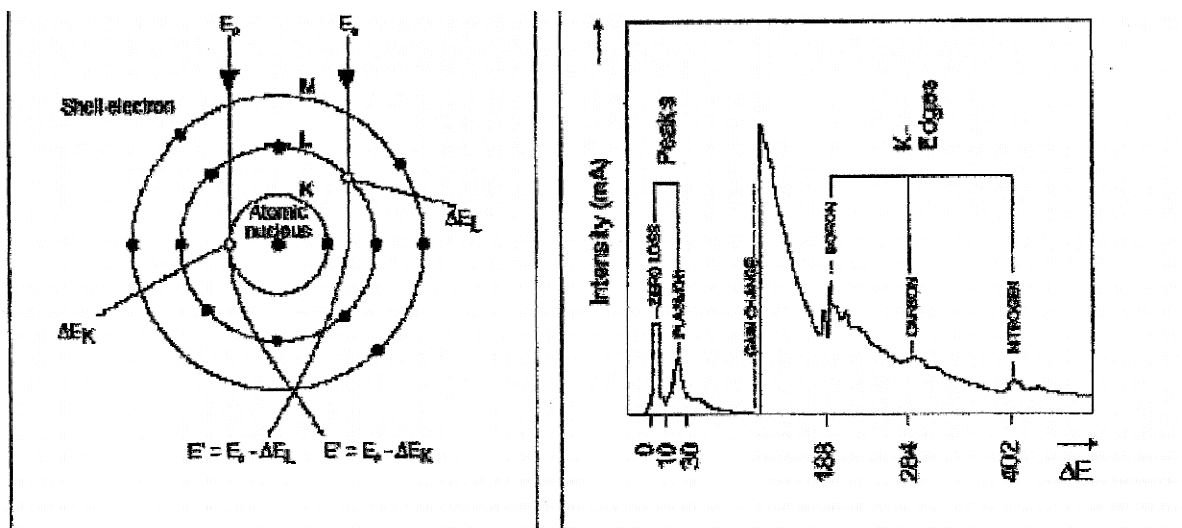


Рис. 6. Неупругое рассеяние электронов
и спектр потерь энергии электронов

Возбуждение ХРИ связано с образованием первичным электроном (пучка) вакансии, скажем, на К-оболочке. Эта вакансия может быть заполнена электроном внешней, скажем, L2-оболочки. Избыток энергии излучается в виде характеристического рентгеновского излучения (ХРИ) (characteristic K-L X-ray emission). Вакансия на L-оболочке со временем заполняется электроном из валентной зоны или более внешней оболочки. При этом оставшийся избыток энергии испускается в форме светового кванта.

Для ионизации определенной оболочки и генерации ХРИ требуется определенная критическая энергия электронов E ($\sim E_{\text{ХРИ}}$). Однако при $E_0 - E_c$ интенсивность излучения невелика. Требуется некоторое превышение, характеризуемое фактором $E_0/E_0 > 1$.

Тормозное рентгеновское излучение (Bremsstrahlung X-rays)

Электроны, сталкивающиеся с ядром с малыми прицельными параметрами, испытывают торможение в кулоновском поле ядра, что вызывает рентгеновское излучение, которое называют тормозным (ТРИ). Для оценки выхода ТРИ обычно используют сечение, выведенное Крамерсом:

$$N(E) = KZ(E_0 - E)/E, \quad (25)$$

где $N(E)$ – число ТРИ-фотонов с энергией E , генерируемых электронами с энергией E_0 ; K – константа Крамерса, Z – атомный номер мишени.

В отличие от ХРИ, ТРИ резко анизотропно, направлено резко вперед.

Генерация вторичных электронов

Вторичные электроны (ВЭ, secondary electrons=SEs) можно разделить на три группы:

- медленные ВЭ = МВЭ (<50 эВ) (slow SEs), выбитые из валентной зоны или зоны проводимости;
- быстрые БВЭ (fast SEs = FSEs), выбитые из внутренних оболочек атомов. Вероятность выбивания быстрых ВЭ мала, но если это происходит, то они забирают до 50% энергии исходных электронов;
- электроны Оже (Auger electrons).

Медленные вторичные электроны дают наименьший вклад в неупругие процессы, однако этот процесс достаточно интенсивен, чтобы его можно было использовать в электронной микроскопии.

Большую часть МВЭ составляют свободные электроны, т. е. не связанные с определенным атомом. Поскольку энергия МВЭ мала, они могут вылетать только из приповерхностных слоев. Поэтому МВЭ используются в ЭМ для изображения поверхности образца. Это стандартная методика для СЭМ находит все большее применение и в сканирующей микроскопии, где с помощью МВЭ получают изображение топографии поверхности с очень высоким разрешением.

2.2. Устройство электронного микроскопа

В основе работы электронного микроскопа лежит свойство неоднородных электрических и магнитных полей, обладающих вращательной симметрией, оказывать на электронные пучки фокусирующее действие. Таким образом, роль линз в электронном микроскопе играет совокупность соответствующим образом рассчитанных электрических и магнитных полей; соответствующие устройства, создающие эти поля, называют "электронными линзами". В зависимости от вида электронных линз электронные

микроскопы делятся на магнитные, электростатические и комбинированные.

С помощью электронного микроскопа можно исследовать определенные объекты. Объекты, во-первых, могут быть "самосвещающимися", т.е. служить источником электронов. Это, например, накаливаемый катод или освещаемый фотоэлектронный катод. Во-вторых, могут быть использованы объекты, "прозрачные" для электронов, обладающих определенной скоростью. Иными словами, при работе на просвет объекты должны быть достаточно тонкими, а электроны достаточно быстрыми, чтобы они проходили сквозь объекты и поступали в систему электронных линз. Кроме того, путём использования отражённых электронных лучей могут быть изучены поверхности массивных объектов (в основном металлов и металлизированных образцов). Такой способ наблюдения аналогичен методам отражательной оптической микроскопии.

Электронные микроскопы обладают разрешающей способностью порядка нескольких ангстрем, т. е. порядка 10^{-10} м. Эта величина сравнима с размерами отдельных атомов и молекул. Таким образом, научившись видеть такие величины и общаться с ними, мы приобретаем возможность "работать" с отдельными атомами и молекулами вещества или, по крайней мере, с объектами, в которых не очень много атомов. Современные электронные микроскопы позволяют наблюдать и изучать большие органические молекулы.

На уровне размеров, разрешаемых современной электронной микроскопией, разворачиваются события, играющие исключительно важную роль в жизни человека, в природе и технике. Например, в биологии. Живые клетки представляют собой сложные структурные образования; в них протекают сложнейшие биохимические процессы.

Многие свойства материалов, являющихся основой современной техники и использующихся в повседневной жизни человека и общества в целом, определяются свойствами микроструктур вещества.

Многообразие явлений, требующих изучения при помощи электронной микроскопии, определяет разнообразие и специфику ее методов и соответствующих устройств.

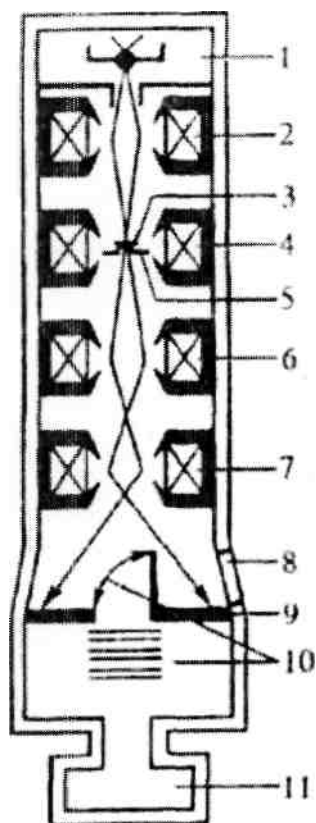


Рис. 7. Схема устройства трансмиссионного электронного микроскопа:

- 1 – электронная пушка;
- 2 – конденсор; 3 – образец;
- 4, 5 – объектив и его диафрагма; 6, 7 – промежуточная и проекционная линзы;
- 8 – смотровое окно;
- 9 – люминесцентный экран;
- 10 – фотокамера с затвором;
- 11 – вакуумная система

линзы (здесь и далее речь идёт об электронных линзах). Она формирует пучок быстрых электронов нужного сечения и интенсивности и направляет его на исследуемый объект, находящийся в камере объектов.

Пучок электронов, прошедший сквозь объект, поступает в фокусирующую (проекционную) систему, состоящую из объективной линзы и одной или нескольких проекционных линз.

В ряде случаев и в первую очередь для исследования массивных объектов применяются электронные микроскопы других типов.

По характеру исследования объектов электронные микроскопы разделяют на просвечивающие, отражательные, эмиссионные, растровые, теневые и зеркальные.

Наиболее распространёнными в настоящее время являются электромагнитные микроскопы просвечивающего типа, в которых изображение создаётся электронами, проходящими сквозь объект наблюдения. Устройство такого микроскопа показано на рис. 7.

Он состоит из следующих основных узлов: осветительной системы, камеры объекта, фокусирующей системы и блока регистрации конечного изображения, состоящего из фотокамеры и флуоресцирующего экрана. Все эти узлы соединены друг с другом, образуя так называемую колонну микроскопа, внутри которой поддерживается давление $\sim 10^{-4}$ – 10^{-5} мм рт. ст. Осветительная система обычно состоит из трёхэлектродной электронной пушки (катод, фокусирующий электрод, анод) и конденсорной

Объективная линза предназначена для получения увеличенного электронного изображения (обычно увеличение ~ 100). Часто это увеличенное изображение называют промежуточным. Для его наблюдения в плоскости изображений объективной линзы располагают специальный экран. Этот экран, покрытый люминесцирующим веществом (люминофором), аналогичен экрану в кинескопах и превращает электронное изображение в видимое.

Часть электронов из числа попадающих на экран необходимо направлять в проекционную линзу для формирования конечного электронного изображения; с этой целью в центре экрана сделано круглое отверстие. Поток электронов, прошедших сквозь отверстие, перед поступлением в проекционную линзу диафрагмируется. В более сложных микроскопах используются две электронные линзы. В этих случаях первую из линз называют промежуточной; она формирует второе промежуточное изображение. Вторая же проекционная линза формирует конечное электронное изображение, которое фиксируется в блоке регистрации. Результат электронно-микроскопического исследования может быть получен либо в виде распределения плотностей почернения фотографической пластинки, либо в виде распределения яркостей свечения люминесцентного экрана.

Формирование изображения в просвечивающем электронном микроскопе связано главным образом с различной степенью рассеяния электронов различными участками исследуемого образца и в меньшей мере с различием в поглощении электронов этими участками. В зависимости от степени рассеяния электронов участками образца через так называемую апертурную диафрагму, помещённую перед объективной линзой, проходит большее или меньшее число электронов (диафрагма пропускает лишь те электроны, углы рассеяния которых не очень велики). Контрастность получаемого изображения определяется отношением числа прошедших через диафрагму электронов к общему числу электронов, рассеянных данным микроучастком образца.

Максимальное увеличение такого микроскопа определяется величинами фокусных расстояний объективной и проекционной линз и расстоянием между объектом наблюдения и плоскостью конечного изображения. Для просвечивающего микроскопа с од-

ной проекционной линзой эта зависимость выражается следующей простой формулой:

$$M = L^2/4f_1f_2, \quad (26)$$

где L – расстояние между объектом и плоскостью изображения; f_1 и f_2 – соответственно фокусные расстояния объективной и проекционной линз.

Из формулы видно, что для достижения больших увеличений целесообразно использовать короткофокусные линзы и располагать их на большом расстоянии друг от друга, что соответствует большому значению величины L . Заметим, что в этом отношении электронный микроскоп аналогичен оптическому.

Реально в современных электронных микроскопах L не превышает 1–2 м, а величины f_1 и f_2 составляют порядка 1,5–2 мм. Нетрудно подсчитать, что в этом случае $M_{\text{макс}} = 20000 - 40000$. Однако для электронного микроскопа есть смысл добиваться дальнейшего повышения увеличения ещё на порядок, поскольку максимальное полезное увеличение его, определяемое отношением разрешающей способности человеческого глаза ($\sim 0,2$ мм) на расстоянии наилучшего зрения к разрешающей способности электронного микроскопа, составляет порядка 400000.

Эмиссионный электронный микроскоп

Эмиссионный электронный микроскоп формирует изображение с помощью электронов, испускаемых самим объектом. Такое испускание достигается путем нагревания объекта (термоэлектронная эмиссия), освещения его (фотоэлектронная эмиссия), бомбардировки электронами или ионами (вторичная электронная эмиссия), а также помещением его в сильное электрическое поле (автоэлектронная эмиссия). Увеличенное изображение формируется подобно тому, как это делается в микроскопе просвечивающего типа. Образование изображения в эмиссионном электронном микроскопе происходит в основном за счет различного испускания электронов микроучастками объекта. При эмиссионных исследованиях объектов разрешающая способность микроскопов составляет $\sim 300 \text{ \AA}$.

Эмиссионная электронная микроскопия нашла широкое применение в исследованиях и разработках катодов электровакуумных

приборов различного, в том числе радиолокационного, применения, а также в физических исследованиях металлов и полупроводников.

Отражательный электронный микроскоп

В отражательном электронном микроскопе изображение создается с помощью электронов, отраженных (рассеянных) поверхностным слоем объекта. Формирование изображения в нем обусловлено различием рассеяния электронов в разных точках объекта в зависимости от материала и микрорельефа. Обычно образцы получают под малым углом (приблизительно в несколько градусов) к поверхности. Практически на электронных микроскопах такого типа достигнуто разрешение порядка 100 ангстрем.

Одна из особенностей отражательного электронного микроскопа – различие увеличений в разных направлениях вдоль плоскости объекта – связано с наклонным положением объекта по отношению к оптической оси микроскопа. Поэтому увеличение такого микроскопа характеризуют обычно двумя величинами: увеличением в плоскости падения пучка электронов и увеличением в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

Растровый электронный микроскоп

Растровый электронный микроскоп (рис. 8) основан на использовании предварительно сформированного тонкого электронного луча (зонда), положением которого управляют с помощью электромагнитных полей. Это управление (сканирование) во многом аналогично процессу развертки в телевизионных кинескопах. Электронный зонд последовательно проходит по поверхности исследуемого образца. Под воздействием электронов пучка происходит ряд процессов, характерных для данного материала и его структуры. К их числу относятся рассеяние первичных электронов, испускание (эмиссия) вторичных электронов, появление электронов, прошедших сквозь объект (в случае тонких объектов), возникновение рентгеновского излучения. В ряде специальных случаев (люминесцирующие материалы, полупроводники) возникает также световое излучение. Регистрация электронов, выходящих из объекта, а также других видов излучения (рентгеновского, светового) дает информацию о различных свойствах микроучастков изучаемого объекта. Соответственно этому системы индикации и другие элементы растровых микроскопов различаются в зависимости от вида регистрируемого излучения. Синхронно с разверткой электронного

зонда осуществляется развертка луча большого кинескопа. Можно рассмотреть работу растрового микроскопа в режиме индикации тока вторичных электронов. В этом случае величина вторичного электронного тока определяет глубину модуляции яркости на экране кинескопа. Растровый электронный микроскоп такого типа позволяет получить увеличение 100, 100000 при достаточной контрастности изображения. Разрешающая способность растровых электронных микроскопов определяется диаметром электронного зонда и в случае получения изображения в электронных лучах составляет $\sim 300 \text{ \AA}$. Растровые электронные микроскопы позволяют изучать, например, р-п переходы в полупроводниках.

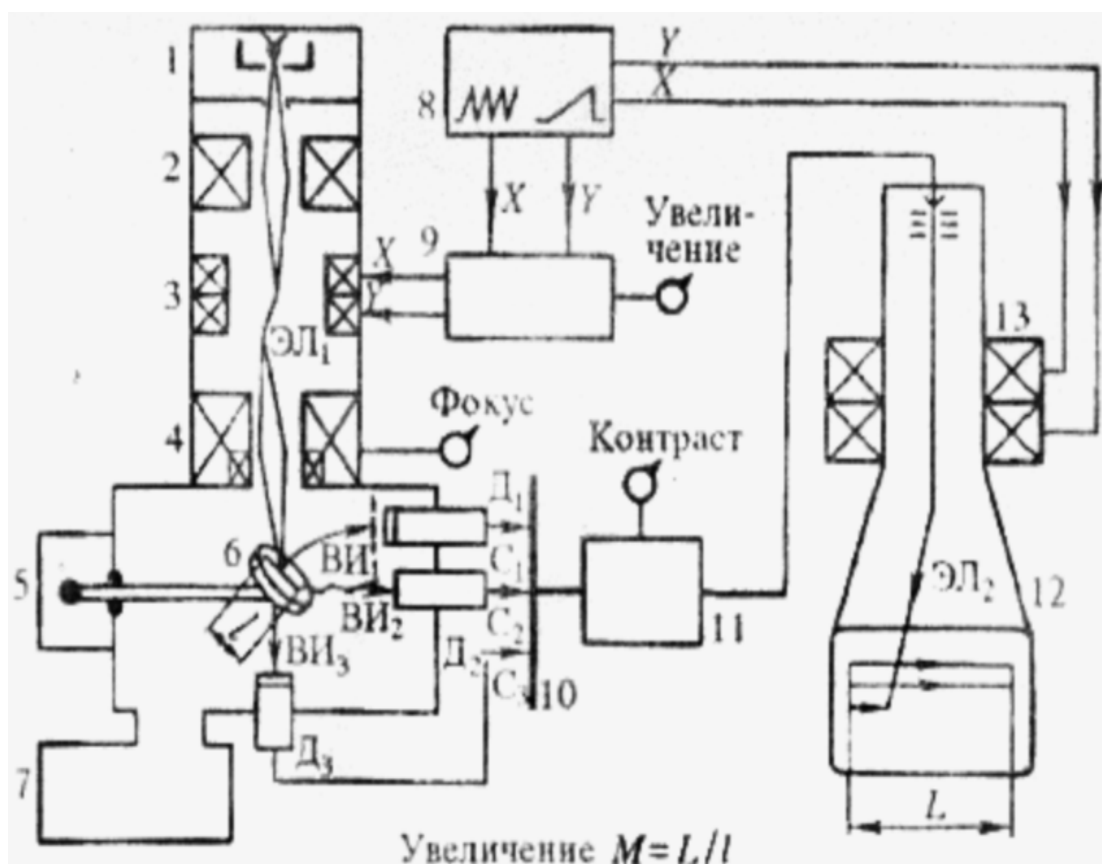


Рис. 8. Схема устройства растрового электронного микроскопа:
 1 – электронная пушка; 2 – конденсор; 3 – отклоняющая система;
 4 – конечная линза с коррекцией астигматизма; 5 – объектный столик;
 6 – образец; 7 – вакуумная система; 8 – генератор разверток; 9 – блок управления увеличением; 10 – селектор сигналов (для выбора регистрируемого вторичного излучения); 11 – видеоусилитель; 12, 13 – ЭЛТ и ее отклоняющая система; ВИ1-ВИ3 – потоки вторичных излучений; С1-С3 – электрические сигналы; Д1-Д3 – детекторы; ЭЛ1, ЭЛ2 – электронные лучи;
 X, Y – направление сканирования (строчная и кадровая развертка)

Зеркальный электронный микроскоп

Электронный зеркальный микроскоп, основной особенностью которого является чувствительность к микроскопическим электрическим и магнитным полям на отражающем массивном объекте. При этом достигается разрешение деталей порядка $1000 \text{ \AA}$. Работа такого микроскопа основана на действии микроскопических электрических и магнитных полей на электронный поток. Зеркальный электронный микроскоп позволяет изучать, например, доменную структуру ферромагнитных материалов, структуру сегнетоэлектриков.

Теневой электронный микроскоп

В теневом электронном микроскопе, так же как и в растровом, формируется электронный зонд, однако положение его остается неизменным. Электронные лучи зонда служат для получения увеличенного теневого изображения объекта, помещенного в непосредственной близости от зонда. Формирование изображения обусловлено рассеянием и поглощением электронов различными участками объекта. Интенсивность конечного изображения в теневом электронном микроскопе незначительна, поэтому обычно в них используются усилители света типа электронно-оптических преобразователей.

Основными видами искажений электронных линз в просвечивающих микроскопах являются сферическая и хроматическая аберрации, а также дифракция и приосевой астигматизм. Использование спектрально чистого монохроматического света в оптике (вместо белого) устраняет хроматическую аберрацию. Аналогично этому в электронной микроскопии используют пучки электронов, скорости которых отличаются мало. Этого достигают применением высокостабильных источников электрического питания.

2.3. Устройство спектро스코па. Виды спектроскопов

Спектроскопические методы. С помощью спектроскопических методов получают сведения о химическом составе, структуре поверхности, и распределении заполненных и незаполненных энергетических поверхностных уровней, степени окисления поверхностных молекул и химической активности поверхности или моле-

кул, расположенных на поверхности, о характеристике связей системы "твердое тело – адсорбат". Глубина анализа обычно определяется тем сортом частиц, которые используются в конкретном эксперименте, и меняется от десятых долей нанометра до 10 нм.

Существует множество методов, которые можно отнести к классу спектроскопических. Представление об этом дает "диаграмма Пропста", представленная на рис. 9.

Стрелки на этой диаграмме, направленные к твердому телу, соответствуют первичным частицам. Стрелки, направленные наружу, соответствуют вторичным частицам, по которым можно судить о состоянии твердого тела. Каждому сочетанию падающей и отраженной частицы соответствует экспериментальный метод. Таких сочетаний 36. Однако число возможных экспериментальных методов значительно больше, т. к. каждому данному сочетанию стрелки, направленной внутрь, со стрелкой, направленной наружу, может соответствовать несколько спектрометрических методов в зависимости от того, какие свойства падающих и вылетающих частиц исследуются.



Рис. 9. Диаграмма Пропста

Широкое распространение в настоящее время получила электронная спектроскопия, основанная на анализе электронов, рассеянных или эмитированных поверхностью твердого тела. Электронная спектроскопия лишь сравнительно недавно нашла применение для исследования поверхностей твердых тел, хотя электронно-спектроскопические исследования молекул газов весьма активно проводятся в течение последних десятков лет.

В электронной спектроскопии реализуется три основных подхода:

1) применение рентгеновских лучей для возбуждения электронов внутренних оболочек, или метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФС);

2) использование более мягкого ультрафиолетового излучения, позволяющего исследовать валентные уровни, или ультрафиолетовая электронная спектроскопия (УФС);

3) исследование оже-электронов или электронная оже спектроскопия (ЭОС).

Процессы, характерные для электронной спектроскопии, можно проиллюстрировать с помощью схем, представленных на рис. 10.

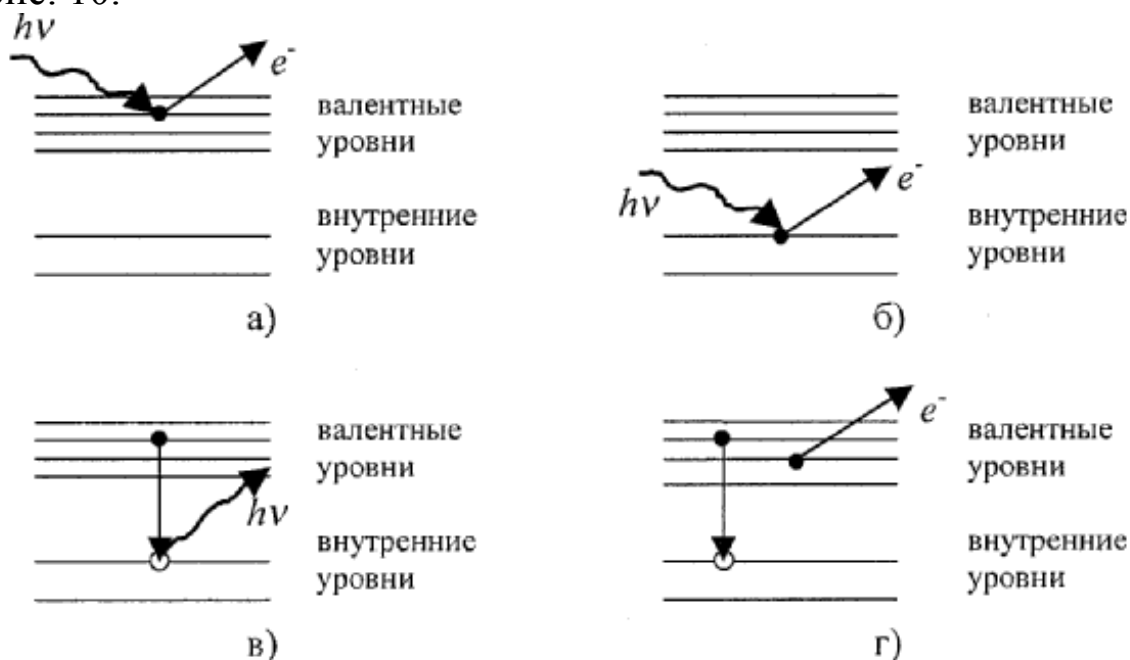


Рис. 10. Процессы, характерные для электронной спектроскопии: а) УФС; б) РФС; в) рентгеновская флуоресценция; г) оже-процесс

При облучении поверхности фотонами баланс энергии в упрощенном виде может быть записан следующим образом:

$$E_{кин} = h\nu - \varepsilon_{св}, \quad (27)$$

где $E_{кин}$ – кинетическая энергия электронов, испускаемых из молекул под действием фотона с энергией $h\nu$, $\varepsilon_{св}$ – энергия связи электрона.

Зная энергию первичного излучения $h\nu$ и определяя экспериментально кинетическую энергию эмитированных электронов $E_{кин}$, можно найти энергию связи данного атома или молекулы с поверхностью.

Спектроскопические методы можно условно разделить на группы: методы исследования структурных и энергетических характеристик поверхности, методы анализа химического состава поверхности и методы исследования кинетики поверхностных реакций.

Принципиальная схема электронного спектрометра представлена на рис. 11.

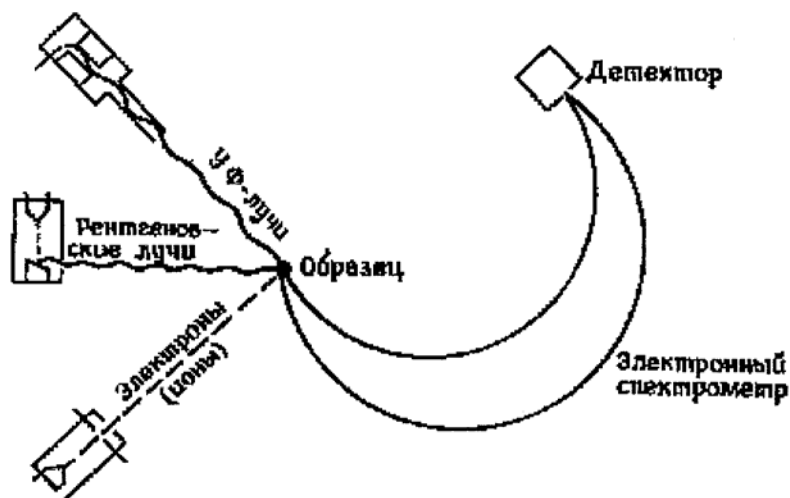


Рис. 11. Принципиальная схема электронного спектрометра

Электронные спектроскопы. Общие технические характеристики спектроскопов:

- возможность регистрации всех элементов с атомными номерами, большими, чем у гелия;
- высокая чувствительность для лёгких элементов ($Z < 11$);
- возможность получения изображения во вторичных и поглощённых электронах;
- возможность измерения профиля распределения элементов и его анализ;
- энергетическое разрешение 0,3%;
- рабочий вакуум $2 \cdot 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-8}$ Па;
- рабочий газ для ионных пушек – аргон;
- максимальный размер раstra во вторичных электронах 3 x 3 мм.

На рис. 12 представлена блок-схема электронного спектроскопа, предназначенного для комплексного исследования вторично-эмиссионных свойств поверхности твердого тела. Эта лабораторная установка уже в течение нескольких лет используется для учебных и научных целей в Сибирской аэрокосмической академии. Электронная пушка, являющаяся источником первичных электронов, расположена внутри анализатора на его оси. Эмитированные поверхностью твердого тела электроны, прошедшие через анализатор, регистрируются электронным умножителем и детектором импульсов, ионная пушка применяется для предварительной очистки поверхности образца и профилирования по глубине.

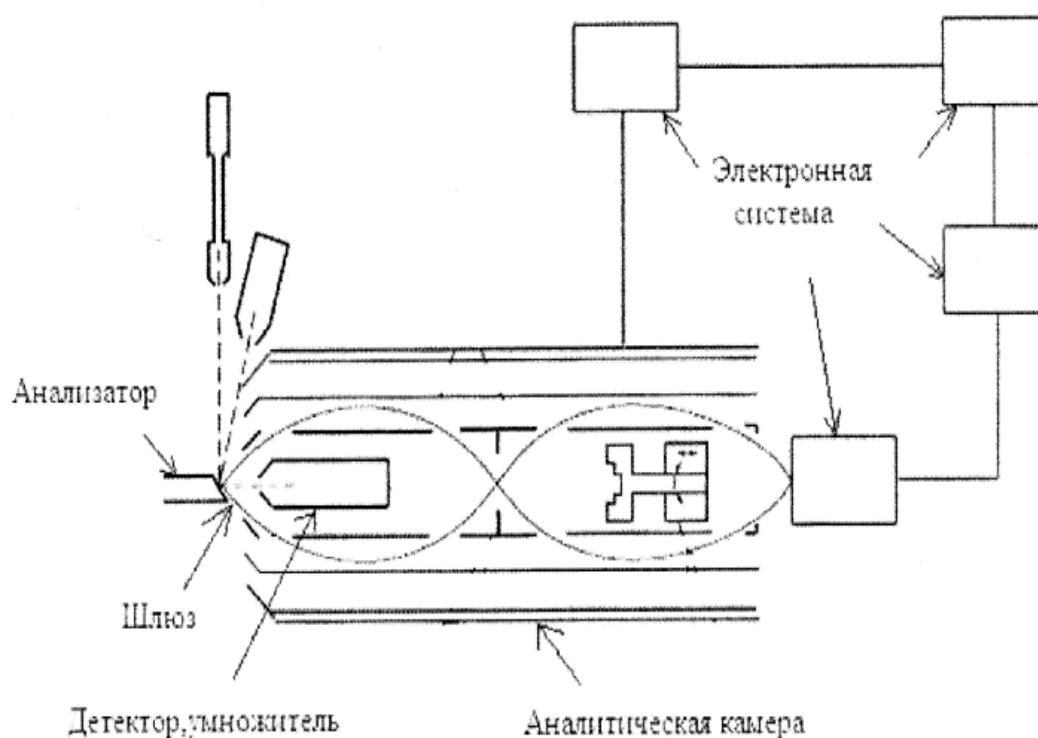


Рис. 12. Устройство электронного спектроскопа

Управление спектроскопом, контроль его работы и количественная обработка результатов осуществляется с помощью компьютерной системы.

Для надежной работы электронного спектроскопа система получения и контроля сверхвысокого вакуума в аналитической камере спектроскопа должна обеспечивать вакуум порядка $10^{-7} \dots 10^{-8}$ Па. Конструкции современных магниторазрядных насосов позволяют создавать и поддерживать требуемые вакуумные условия в течение

длительного времени при достаточно низких энергетических затратах. Сверхвысоковакуумные камеры спектрометров изготавливают, как правило, из нержавеющей стали, они имеют достаточное количество фланцев для закрепления устройств, обеспечивающих работу спектрометра (электронных и ионных пушек, энергоанализатора и т. д.). Быстрая смена образца обеспечивается шлюзовым устройством. С помощью вакуумных затворов шлюзовая камера отсекается от аналитической камеры, в ней производится смена образца, откачка до предварительного вакуума, после чего образец с помощью специального манипулятора перемещается в аналитическую камеру. При такой процедуре смены образца нет необходимости производить длительную операцию откачки и очистки аналитической камеры. Манипулятор, на котором крепится образец в аналитической камере, должен обеспечивать возможность перемещения образца в пространстве. Конструкции многопозиционных манипуляторов, применяемых в настоящее время в вакуумной технике, позволяют перемещать образец в трех взаимно перпендикулярных направлениях, вращать образец, менять угол наклона плоскости образца. В ряде случаев манипуляторы снабжены системой нагрева и охлаждения образца, контроля его температуры, что позволяет производить температурные исследования.

В зависимости от назначения спектрометра в вакуумной аналитической камере располагаются один или несколько анализаторов вторичных электронов. Для электронной оже-спектроскопии вполне подходит по своим техническим параметрам энергоанализатор типа "цилиндрическое зеркало" или, в ряде случаев, анализатор с задерживающим полем. Для рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и спектроскопии характеристических потерь энергии высокого разрешения необходим полусферический анализатор. В аналитической вакуумной камере располагаются также электронные и ионные пушки. В некоторых спектрометрах применяется вторая электронная пушка для компенсации заряда при записи спектров в непроводящих или плохо проводящих образцах. В спектрометрах, используемых для фотоэлектронной спектроскопии, в аналитической камере располагаются источники рентгеновского или ультрафиолетового излучения.

Работа и управление энергоанализаторами, электронными и ионными пушками, регистрацией сигнала, системами нагрева и ох-

лаждения образцов обеспечивается электронными блоками, которые могут управляться вручную или с помощью компьютера. Собранные данные можно предварительно обработать с помощью компьютерной системы, производя операции изменения масштаба спектра, измерения площадей кривых, дифференцирования спектра, устранения выбросов, вычитания постоянной составляющей, сложения и вычитания спектров, сглаживания, вычитания фона, нормировки и анализа сложных спектров, состоящих из нескольких перекрывающихся пиков разной формы и интенсивности и многие другие операции. Кроме записи спектров вторичных электронов в режиме электронной оже-спектроскопии, спектроскопии характеристических потерь энергии электронов, спектроскопии потенциалов исчезновения и наблюдения дифракции медленных электронов, комплекс аппаратуры позволяет изучать распределение работы выхода по поверхности образца методом электронного пучка (метод Андерсона). С этой целью на одном из боковых фланцев сверхвысоковакуумной камеры установлен электронный прожектор.

Телевизионный монитор позволяет получать изображение поверхности образца как в режиме электронного спектроскопа, так и в режиме исследования распределения работы выхода по поверхности образца.

Вопросы для самоконтроля

1. Перечислите основные процессы при взаимодействии электронов с веществом.
2. Расскажите о видах рассеяния электронов.
3. Перечислите основные процессы, применяемые в электронной микроскопии.
4. Изобразите структурную схему электронного микроскопа.
5. Перечислите виды электронных микроскопов.
6. Запишите формулу увеличения электронного микроскопа.
7. Перечислите преимущества электронных микроскопов.
8. Где применяются электронные микроскопы?
9. Дайте определение электронного спектроскопа.
10. Изобразите структурную схему электронного спектроскопа.
11. Где применяются методы электронной спектроскопии?

Глава 3. Движение электронов в электрических и магнитных полях

3.1. Движение электронов в однородном электрическом поле

Взаимодействие движущихся электронов с электрическим полем – основной процесс, происходящий в большинстве электронных приборов. Наиболее простым случаем является движение электронов в однородном электрическом поле, т. е. поле, напряженность которого одинакова в любой точке как по величине, так и по направлению.

Примером такого поля, как известно из курса общей физики, является электрическое поле между двумя параллельными пластинами достаточно большой протяженности.

На электрон, как и на любой заряд, помещенный в электрическом поле с напряженностью E , действует сила, равная произведению величины заряда на напряженность поля в месте нахождения заряда,

$$F = -eE. \quad (28)$$

Знак "минус" показывает, что вследствие отрицательного заряда электрона сила имеет направление, противоположное направлению вектора напряженности электрического поля. Под действием силы F электрон двигается навстречу электрическому полю, т. е. перемещается в сторону точек с более высоким потенциалом. Поэтому поле является ускоряющим.

В случае продольного поля работа, затраченная электрическим полем на перемещение заряда из одной точки в другую, равна произведению величины заряда на разность потенциалов между этими точками, для электрона

$$A = eU = e(U_2 - U_1), \quad (29)$$

где U – разность потенциалов между точками 1 и 2.

Эта работа затрачивается на сообщение электрону кинетической энергии

$$W_k = 1/2 (m_e(V^2 - V_0^2)), \quad (30)$$

где V и V_0 – скорости движения электрона в точках 1 и 2. Приравняв равенства (29) и (30), получаем

$$1/2 (m_e(V^2 - V_0^2)) = eU. \quad (31)$$

Если начальная скорость $V_0 = 0$, то

$$1/2 (m_e V^2) = eU. \quad (32)$$

Можно определить скорость электрона, пролетевшего в электрическом поле с разностью потенциалов U ,

$$V = \sqrt{(2e/m_e)U}. \quad (33)$$

Подставляя в (32) значение заряда и массы электрона, можно получить выражение для скорости электрона

$$V \approx 600 \sqrt{U} \quad [\text{км/с}]. \quad (34)$$

Таким образом, скорость, приобретаемая электроном при движении в ускоряющем поле, зависит только от пройденной разности потенциалов.

Из формулы видно, что для разности потенциалов 100 В скорость – 6000 км/с.

При такой большой скорости процессы в электронных приборах считаются безынерционными. Если начальная скорость электрона V_0 направлена против силы F , действующей со стороны поля, то поле для электрона является тормозящим. Скорость движения электрона и его кинетическая энергия в тормозящем поле уменьшаются, т. к. в данном случае работа совершается не силами поля, а самим электроном, который за счет своей энергии преодолевает сопротивление сил поля. Энергия, теряемая электроном, переходит к полю. В момент, когда электрон полностью израсходует свою кинетическую энергию, его скорость станет равной нулю, а затем электрон будет

двигаться в обратном направлении. Это движение будет аналогичным случаю движения без начальной скорости в ускоряющем поле. При таком движении электрона поле возвращает ему ту энергию, которую он потерял при своем замедленном движении. Возможен случай, когда электрон, обладающий большой начальной скоростью, успевает за время нахождения в тормозящем поле израсходовать часть своей кинетической энергии.

В случае поперечного электрического поля его силовые линии направлены перпендикулярно вектору начальной скорости.

Если электрон влетает под прямым углом к направлению силовых линий электрического поля с начальной скоростью V_0 , поле действует на него с постоянной силой (28), направленной в сторону более высокого положительного потенциала. Под действием этой силы электрон приобретает скорость V_1 , направленную навстречу полю. В результате электрон одновременно совершает два взаимно перпендикулярных движения: прямолинейное равномерное по инерции со скоростью V_0 и прямолинейное равноускоренное со скоростью V_1 . Под воздействием двух взаимно перпендикулярных скоростей электрон будет двигаться по параболической траектории. После выхода из электрического поля электрон будет двигаться по инерции прямолинейно.

В электронных приборах с помощью выбора величины и направления начальной скорости электронов, а также величины и направления напряженности электрического поля можно заставить электроны двигаться по заранее рассчитанной траектории.

3.2. Движение электронов в магнитном поле

Влияние магнитного поля на движущийся электрон можно рассматривать как действие этого поля на проводник с током. Движение электрона с зарядом e и скоростью V можно уподобить току i , проходящему через элементарный отрезок проводника длиной Δl , так как

$$i\Delta l = eV. \quad (35)$$

Ток i равен

$$i = \Delta q / \Delta t, \quad (36)$$

где Δt – время прохождения заряда Δq через поперечное сечение проводника. Следовательно, $i\Delta l = (\Delta q/\Delta t)\Delta l$ или

$$i\Delta l = \Delta q\Delta l/\Delta t. \quad (37)$$

Учитывая, что частное $\Delta l/\Delta t$ представляет собой скорость движения заряда V , а Δq – заряд электрона, равный e , подставляя эти значения в формулу (37), получим принятое вначале выражение (35).

Согласно основным законам электромагнетизма сила, действующая в магнитном поле на провод длиной Δl с током i , равна

$$F = Bi\Delta l \sin \alpha, \quad (38)$$

где B – магнитная индукция; α – угол между направлением тока и магнитной силовой линией поля.

Используя соотношение (35), получим новое выражение, характеризующее силу воздействия магнитного поля на движущийся в нем электрон,

$$F = BeV \sin \alpha. \quad (39)$$

Из этого выражения видно, что электрон, движущийся вдоль силовых линий магнитного поля ($\alpha=0$), не испытывает никакого воздействия поля ($F = BeV \sin 0 = 0$) и продолжает перемещаться с заданной ему начальной скоростью.

Если вектор начальной скорости электрона перпендикулярен вектору магнитной индукции, т. е. $\alpha = \pi/2$, сила, действующая на электрон, окажется равной

$$F = BeV \sin \pi/2 = BeV. \quad (40)$$

Направление ее определяется по правилу левой руки. Сила F всегда перпендикулярна направлению мгновенной скорости движения электрона V и направлению магнитных силовых линий поля. В соответствии со вторым законом Ньютона эта сила сообщает электрону ускорение, равное BeV/m_e . Поскольку ускорение перпендикулярно скорости, то электрон под действием этого нормального (цен-

тростремительного) ускорения будет двигаться по окружности, лежащей в плоскости, перпендикулярной силовым линиям поля.

В общем случае начальная скорость электрона может быть неперпендикулярна магнитной индукции, т. е. $\alpha < \pi/2$. В данном случае траекторию движения электрона определяют две составляющие скорости: нормальная V_1 и касательная V_2 , первая из которых направлена перпендикулярно силовым линиям магнитного поля, а вторая параллельна им. Под действием нормальной составляющей электрон движется по окружности, а под действием касательной – перемещается вдоль силовых линий поля. В результате одновременного действия обеих составляющих траектория движения электрона принимает вид спирали.

Рассмотренная возможность изменения траектории движения электрона с помощью магнитного поля используется для фокусировки и управления электронным потоком в электроннолучевых трубках и других приборах.

3.3. Движение электронов во взаимно перпендикулярных электрических и магнитных полях

Рассмотрим движение электрона в области пространства, где созданы однородные и постоянные электрическое и магнитное поля с напряженностью E и индукцией B соответственно. Векторы E_0 и B и вектор начальной скорости V_0 взаимно перпендикулярны (рис. 13).

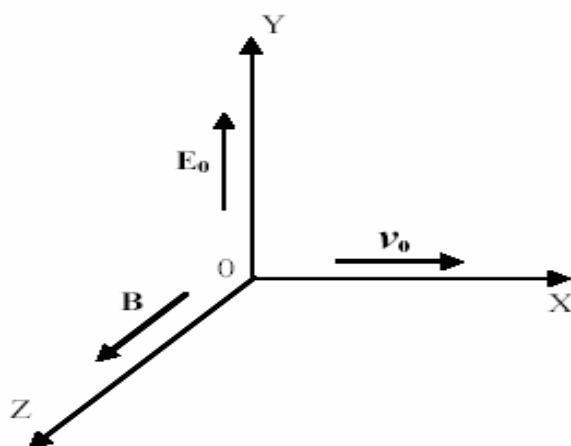


Рис. 13. Направление векторов
при движении электрона в скрещенных полях

В произвольной точке движения электрона на него со стороны электрического поля действует сила

$$F_{эл} = e E_0. \quad (41)$$

Со стороны магнитного поля на электрон действует сила Лоренса

$$F_{л} = eVB. \quad (42)$$

Результирующая сила при движении электрона в совместном электрическом и магнитном полях будет равна

$$F = e E_0 + eVB. \quad (43)$$

При выбранном положении системы координат $E_x = E_z = 0$, $B_x = B_y = 0$, $B_z = B$. Тогда уравнения движения электрона можно записать как

$$m \left(\frac{d^2 x}{dt^2} \right) = e V_y B, \quad (44)$$

$$m \left(\frac{d^2 y}{dt^2} \right) = e E_0 - e V_x B, \quad (45)$$

заменяем:

$$\left(\frac{d^2 x}{dt^2} \right) = \omega_u \left(\frac{dy}{dt} \right), \quad (46)$$

$$\left(\frac{d^2 y}{dt^2} \right) = \left(\frac{e_0}{m} \right) E_0 - \omega_u \left(\frac{dx}{dt} \right), \quad (47)$$

где $\omega_0 = eB/m$ – угловая циклотронная частота кругового движения электрона в однородном магнитном поле.

При допущении, что в начальный момент $t = 0$ электрон находился в начале координат $x = y = z = 0$ и имел скорость $dx/dt = dy/dt = 0$, $dz/dt = V_0$, решая (46), (47) с учетом поставленных условий, получим:

$$x = a + r \sin (\omega_u t), \quad (48)$$

$$y = r [1 - \cos (\omega_{\text{ц}} t)], \quad (49)$$

где $a = (E_0/B)t = V_{\text{п}}t$, $r = (V_{\text{п}} - V_0)/\omega_{\text{ц}}$.

Параметр $V_{\text{п}} = E_0/B$ называют переносной скоростью поступательного движения электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях. Из (48) и (49) следует:

$$(z - a)^2 + (y - r)^2 = r^2. \quad (50)$$

Уравнение (50) показывает, что движение электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях состоит из поступательного движения со скоростью V_0 и вращения по окружности радиуса r с угловой частотой $\omega_{\text{ц}}$ (рис. 14).

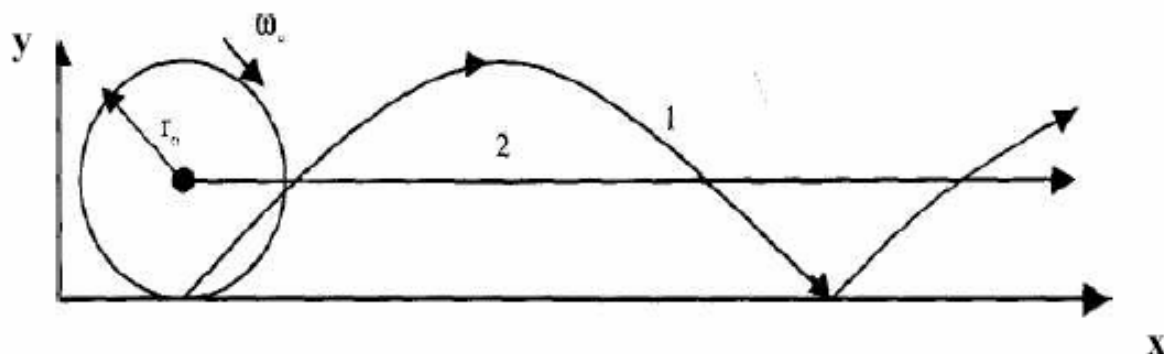


Рис. 14. Движение электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях

При движении по прямой электрическая и магнитная силы, действующие на электрон, равны и противоположны друг другу. Кинетическая и потенциальная энергии электрона не изменяются. При движении по циклоиде электрическая сила остается постоянной, а магнитная изменяется. Кинетическая и потенциальная энергии электрона при этом переходят друг в друга. При рассмотренном движении механическая энергия электронов остается постоянной и энергообмен с полем не происходит.

Рассмотренное движение электронов используется в приборах сверхвысоких частот типа М. Простейший из них называется "магнетрон".

Вопросы для самоконтроля

1. Запишите формулу, описывающую движение электрона в электрическом поле.
2. Какое поле называется однородным?
3. Запишите формулу, описывающую движение электрона в магнитном поле.
4. По какой траектории движется электрон в магнитном поле?
5. Какая модель применяется для описания движения электрона во взаимно перпендикулярных электрических и магнитных полях?
6. Изобразите траекторию движения электрона в скрещенных электрическом и магнитных полях.
7. В каких электронных приборах применяется управление электронами с помощью электрического и магнитного поля?

Глава 4. Эмиссионные процессы. Электровакuumные приборы

4.1. Термоэлектронная эмиссия в вакууме

При нагревании металла распределение электронов по энергиям в зоне проводимости изменяется. Появляются электроны с энергией, превышающей уровень Ферми. Такие электроны могут выйти за пределы поверхности металла, то есть возникает эмиссия электронов. Величина тока термоэлектронной эмиссии зависит от температуры катода, работы выхода и свойств поверхности (уравнение Ричардсона – Дэшмана)

$$j_e = AT^2 e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}}, \quad (51)$$

где j_e – плотность тока эмиссии, А/см²;

A – эмиссионная постоянная, зависящая от свойств излучающей поверхности и равная для большинства чистых металлов 40–70 А/см²·град²;

T – абсолютная температура катода, К⁰;

e – основание натуральных логарифмов ($e = 2,718$);

$e\phi_0$ – работа выхода электрона из металла, Дж;

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

Приведенное уравнение справедливо для металлов.

Уравнение (51) показывает, что величина тока эмиссии в наибольшей степени зависит от температуры катода. Однако при увеличении температуры резко возрастает скорость испарения материала катода и сокращается срок его службы. Поэтому катод работает в определенном интервале температур.

Существенное влияние на величину тока эмиссии оказывает внешнее ускоряющее электрическое поле, действующее у поверхности катода. Это явление получило название эффекта Шоттки. На электрон, выходящий с катода, при наличии внешнего электрического поля действуют две силы – электрического притяжения, возвращающая электрон, и внешнего поля, ускоряющая электрон в направлении от поверхности катода. Таким образом, внешнее ускоряющее поле снижает потенциальный барьер, вследствие чего уменьшается работа выхода электронов из катода и увеличивается электронная эмиссия.

4.2. Виды эмиссии электронов

Фотоэлектронная эмиссия. В соответствии с фотонной теорией света А. Эйнштейна лучистая энергия может испускаться и поглощаться не в виде непрерывного потока, а только определенными порциями (квантами), причем каждый квант обладает количеством энергии $h\nu$, где h – постоянная Планка, ν – частота излучения. Таким образом, электромагнитное излучение (видимый и невидимый свет, рентгеновское излучение и т. п.) представляет собой поток отдельных квантов энергии, которые называются фотонами. При падении на поверхность фотокатода энергия фотона расходуется на сообщение электронам дополнительной энергии. За счет этой энергии электрон с массой m_e совершает работу выхода W_0 и приобретает начальную скорость V_0 , математически это записывается уравнением Эйнштейна

$$h\nu = W_0 + m_e V_0^2/2. \quad (52)$$

Электрон может выйти за пределы катода, если работа выхода меньше энергии кванта, так как лишь при этих условиях начальная скорость и кинетическая энергия электрона удовлетворяет условию

$$m_e V_0^2/2 = h - W_0 > 0. \quad (53)$$

Свойства фотоэффекта.

1. При облучении поверхности катода лучистым потоком постоянного спектрального состава ток фотоэлектронной эмиссии пропорционален интенсивности потока (закон Столетова)

$$I_\phi = K\Phi, \quad (54)$$

где I_ϕ – величина фототока; Φ – величина лучистого потока; K – коэффициент пропорциональности, зависящий от чувствительности катода.

2. Скорость электронов, испускаемых фотокатодом, тем больше, чем выше частота ν поглощаемого излучения; начальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с возрастанием частоты.

3. Фотоэффект наблюдается только при облучении лучистым потоком с частотой $\nu \geq \nu_{кр}$, $\nu_{кр}$ – критическая частота – "красная граница" фотоэффекта. Критическая длина волны $\lambda_{кр} = c/\nu_{кр}$, где c – скорость распространения электромагнитных волн. При $\lambda > \lambda_{кр}$ фотоэлектронная эмиссия отсутствует.

4. Фотоэффект практически безынерционен, т. е. нет запаздывания между началом облучения и появлением фотоэлектронов. Как и в случае термоэлектронной эмиссии, увеличение напряженности внешнего электрического поля у фотокатода увеличивает фотоэлектронную эмиссию за счет снижения потенциального барьера катода. При этом порог фотоэффекта смещается в сторону более длинных волн.

Вторичная электронная эмиссия. При термоэлектронной и фотоэлектронной эмиссии эмитируются электроны, расположенные главным образом на уровнях зоны проводимости, а при бомбардировке поверхности катода первичными электронами или ионами их энергия может поглощаться и электронами заполненных

зон. Поэтому вторичная эмиссия возможна у проводников, полупроводников и диэлектриков.

Важный параметр, характеризующий эту эмиссию, – коэффициент вторичной эмиссии. Он представляет собой отношение числа вылетающих с поверхности катода вторичных электронов n_2 к числу падающих на катод первичных электронов n_1 , или же отношение тока вторичной электронной эмиссии I_2 к току первичных электронов I_1

$$\sigma = n_2 / n_1 = I_2 / I_1. \quad (55)$$

Вторичная электронная эмиссия применяется в фотоумножителях, передающих телевизионных трубках, в некоторых электронных лампах.

Электростатическая эмиссия. Если внешнее электрическое поле у поверхности катода имеет напряженность, достаточную для полной компенсации тормозящего действия потенциального барьера, то даже при низких температурах катода можно получить достаточно большую эмиссию электронов. Величина требуемой напряженности $10^6 - 10^8$ В/см.

Технически получить напряженность поля, достаточную для отрыва электронов, затруднительно. Поэтому такая эмиссия применяется в ионных приборах с жидким ртутным катодом. В этом случае достаточную напряженность получают в парах ртути возле катода.

4.3. Диод, потенциальная диаграмма, характеристики диода, применение диодов

Диодом называется электронная лампа с двумя электродами: катодом и анодом.

Диод является униполярным прибором, т. е. прибором с односторонней проводимостью. Это объясняется тем, что приложенная между катодом и анодом разность потенциалов в одном случае приводит к появлению электрического тока во внешней цепи, а в другом к его отсутствию.

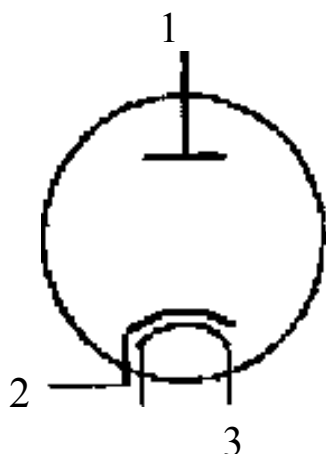


Рис. 15. Схемное обозначение диода с катодом косвенного накала:
1 – анод, 2 – катод, 3 – нить накала

Принцип работы диода удобно рассматривать с помощью потенциальной диаграммы (рис. 16).

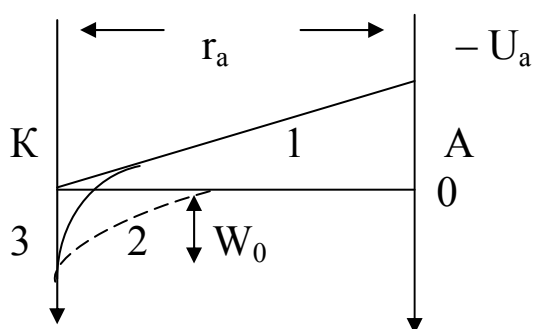


Рис. 16. Потенциальная диаграмма межэлектродного пространства анод (А) – катод (К) диода; потенциал анода ниже потенциала катода

А. Потенциал анода ниже потенциала катода.

В этом случае распределение потенциала в межэлектродном пространстве находится по формуле

$$U_x = (U_a/r_a)x, \quad (56)$$

где U_a – анодное напряжение; r_a – расстояние между катодом и анодом; x – текущая координата. Ток через диод не идет, поле является тормозящим. Кривая 2 – распределение поля электрических отображений. Это поле создается при вылете электрона с поверхности металла в вакуум при превышении им работы выхо-

да W_0 . Суммарное поле, действующее на электрон, иллюстрируется кривой 3.

Б. Потенциал анода выше потенциала катода (рис. 17).

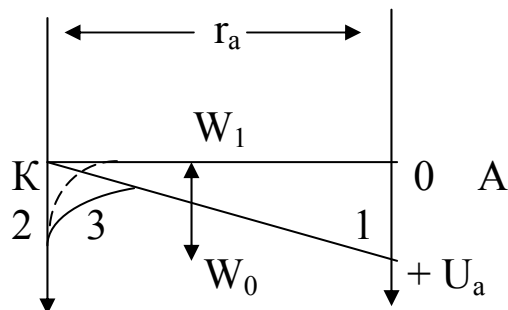


Рис. 17. Потенциальная диаграмма межэлектродного пространства анод (А) – катод (К) диода; потенциал анода выше потенциала катода

Поле является ускоряющим, т. к. создает потенциал W_1 , позволяющий электрону преодолеть расстояние между катодом и анодом.

Электроны, двигаясь к аноду, создают анодный ток. Величина анодного тока I_a равна числу электронов, достигающих анода в единицу времени. Величина тока зависит от температуры T катода и потенциала анода $I_a = f(T, U_a)$, но на практике T трудно измерить, поэтому температуру катода заменяют напряжением накала U_H , тогда анодный ток можно записать $I_a = f(U_H, U_a)$. Диод имеет две характеристики: эмиссионную, зависимость анодного тока I_a от напряжения накала U_H при постоянном анодном напряжении U_a , $I_a = f(U_H) |_{U_a = \text{const}}$. Анодная характеристика записывается $I_a = f(U_a) |_{U_H = \text{const}}$.

Эмиссионная характеристика представлена на рис. 18.

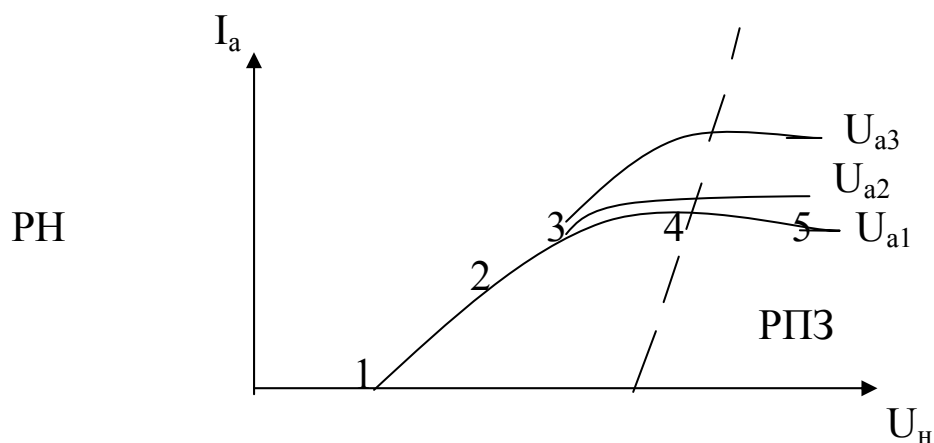


Рис. 18. Эмиссионная характеристика диода, $U_{a3} > U_{a2} > U_{a1}$

Процессы, представленные с помощью эмиссионной характеристики, удобно рассмотреть с помощью потенциальной диаграммы (рис. 19).

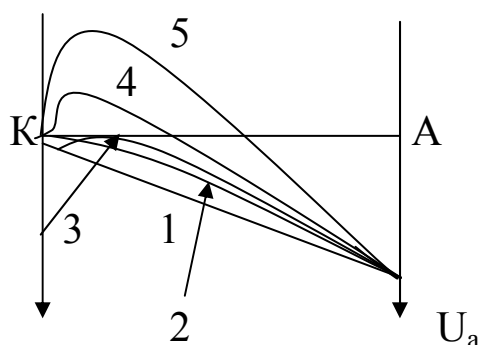


Рис. 19. Потенциальная диаграмма работы для эмиссионной характеристики

Для примера можно взять характеристику при $U_a = U_{a1}$.

1. При $U_n = 0$ анодного тока нет, это продолжается до точки 1.
2. $U_n > 0$, в точке 1 катод разогревается, часть электронов преодолевает потенциальный барьер и становится свободной. В пространстве между катодом и анодом оказываются отрицательные заряды. Они образуют электрическое поле объемного пространственного заряда, точка 2. Потенциальная диаграмма выгибается вверх (рис. 19). Электроны понижают потенциал в точках, где находятся.

3. Дальнейшее увеличение напряжения накала приводит к увеличению числа электронов, вылетающих с катода. Точка 3 соответствует насыщению (РН), все электроны, вылетевшие с катода, достигают анода.

4. Дальнейшее увеличение напряжения накала приводит к еще большему увеличению числа электронов, покидающих катод, и увеличению отрицательного заряда около катода. Образуется электронное облако, в точке 4 — режим пространственного заряда.

5. В точке 5 напряжение еще больше, чем в точке 4, однако анодный ток увеличивается незначительно. Это объясняется увеличением плотности электронного облака в околокатодном пространстве и увеличением потенциального барьера. Режим пространственного заряда (РПЗ) — рабочий режим работы диода. Анодная характеристика диода представлена на рис. 20.

Анодная характеристика рассматривается для напряжения накала $U_{н1}$, потенциальная диаграмма работы диода иллюстрируется рис. 21.

1. При $U_a = 0$ в межэлектродном пространстве есть только объемный пространственный заряд, точка 1.

2. В точке 2, кроме объемного заряда, существует ускоряющее поле анода. Поле объемного заряда преобладает над полем анода, но анодный ток существует.

3. В точке 3 потенциал распределен по кривой 3, между катодом и анодом присутствует пространственный заряд.

4. Точка 4 – граничный режим. Это начало режима насыщения. Все электроны, вылетевшие с катода, достигают анода.

5. Дальнейшее увеличение напряжения на аноде (точка 5) вызывает незначительное увеличение анодного тока.

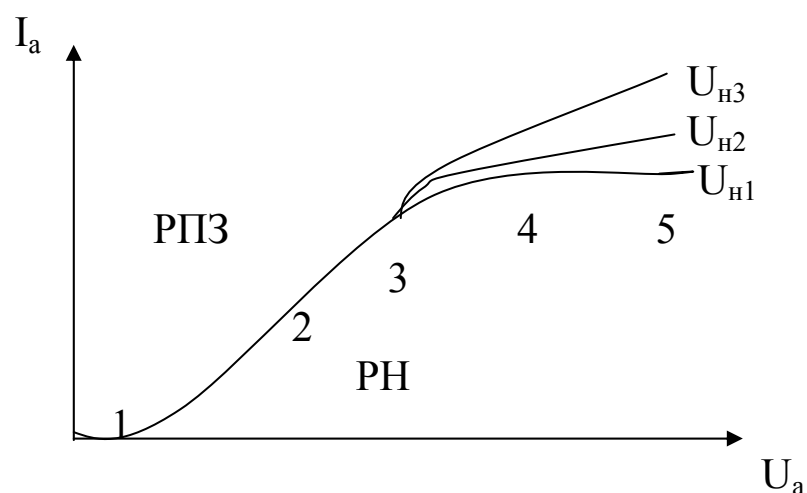


Рис. 20. Анодная характеристика диода, $U_{н3} > U_{н2} > U_{н1}$

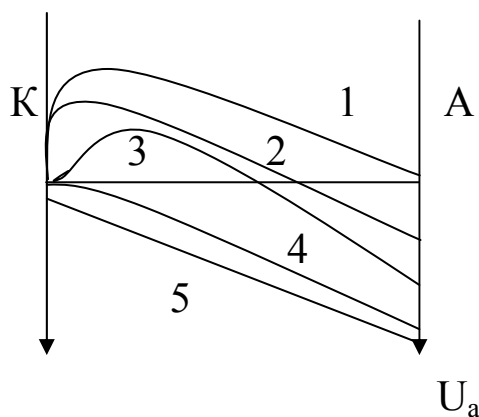


Рис. 21. Потенциальная диаграмма для анодной характеристики

Статические параметры диода. Статические параметры любой лампы – это параметры в статическом режиме работы. Статическим называется режим, когда во внешней цепи включены только источники постоянного напряжения.

Свойства диодов оцениваются с помощью следующих параметров:

1. Крутизна анодной характеристики,

$$S = dI_a/dU_a, \quad (57)$$

определяется как тангенс угла наклона касательной к анодной характеристике.

2. Внутреннее сопротивление лампы (сопротивление переменному току)

$$R_i = dU_a/dI_a, \text{ или } R_i = 1/S. \quad (58)$$

В реальных схемах на диодах выбирают $R_i = (2/3)R_0$.

3. Сопротивление постоянному току

$$R_0 = U_a/I_a, \quad (59)$$

4. Допустимая мощность рассеяния на аноде.

Этот параметр вводится следующим образом. Электрон, достигающий анода, обладает энергией $mV^2/2$. Эта энергия равна энергии поля, затраченной при переносе его к аноду

$$mV^2/2 = eU_a. \quad (60)$$

При достижении анода электрон передает ему затраченную энергию. За 1 секунду анода достигает n электронов, которые сообщают аноду энергию, равную затраченной энергии на их перенос

$$nmV^2/2 = neU = I_a U_a = P_a, \quad (61)$$

где P_a называется допустимая мощность рассеяния на аноде.

Вследствие электронной бомбардировки анод разогревается и имеет высокую рабочую температуру. Перегрев анода может вы-

звать его деформацию и выделение газов, растворенных в теле анода, и нарушение вакуума в баллоне лампы. Для каждой лампы в паспорте указывается предельное значение емкости мощности, рассеиваемой на аноде $P_a = I_{a \text{ доп.}} U_{a \text{ доп.}}$. Величина $U_{a \text{ доп.}}$ определяется изоляцией электродов. Величина $I_{a \text{ доп.}}$ определяется свойством анода деформироваться.

5. Междуэлектродная емкость.

Эта емкость возникает между катодом и анодом. Ее величину следует учитывать на высоких частотах.

Диоды применяются в выпрямителях, ключевых схемах, детекторах.

4.4. Триод, потенциальная диаграмма, статические характеристики диода, статические параметры триода, уравнение лампы

Триодом называется трехэлектродная лампа, в которой, кроме катода и анода, введен третий электрод – сетка, предназначенный для управления плотностью электронного потока.

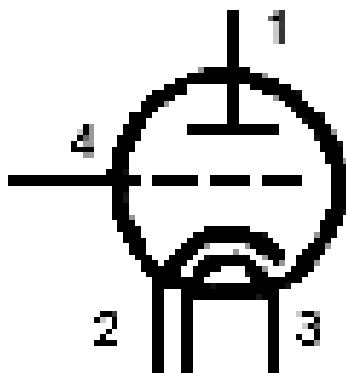


Рис. 22. Схемное обозначение триода с катодом косвенного подогрева,
1 – анод, 2 – катод, 3 – нить накала, 4 – сетка

Физические процессы в триоде удобно представить с помощью потенциальной диаграммы на рис. 23.

Кривая 1 показывает случай отсутствия сетки.

Кривая 2 описывает случай приложения к сетке отрицательного потенциала, $U_c < 0$. Кривая 3 – $U_c > 0$.

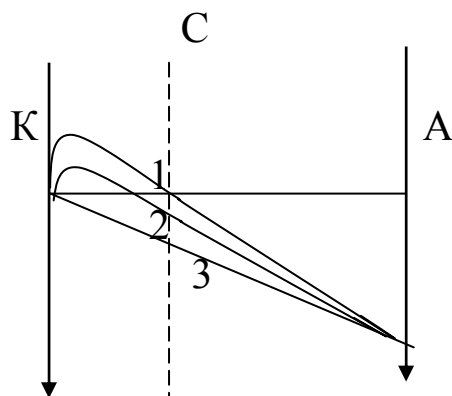


Рис. 23. Потенциальная диаграмма
межэлектродного пространства катод – сетка – анод

1. Если потенциал сетки отрицателен, ток катода равен току анода, в цепь сетки электроны не идут, $I_k = I_a$.

2. Если потенциал сетки положителен, то часть электронов ответвляется в цепь сетки (притягиваются), возникает сеточный ток I_c . Выполняется условие $I_k = I_a + I_c$.

Режим токораспределения. Соотношение между током I_c и I_a характеризуется коэффициентом токораспределения $K = I_a / I_c$.

В триоде рассматриваются два режима.

1. $U_a / U_c \approx 0,1 \div 0,2$; $U_c > 0$. Большая часть электронов движется от катода к сетке. Некоторые электроны пролетают поверхность сетки, но под действием поля сетки возвращаются из пространства "сетка – анод" на сетку. Этот процесс соответствует режиму возврата электронов.

2. $U_a / U_c > 0,2$. В триоде наступает режим прямого перехвата электронов сеткой. В этом случае поле анода достаточно велико, на сетке задерживаются только столкнувшиеся с ней электроны.

Статические характеристики триода. Эти характеристики триода связывают токи и напряжения:

1. Анодная характеристика триода $I_a = f(U_a) \big|_{U_c = \text{const}}$.
2. Анодно-сеточная характеристика $I_a = f(U_c) \big|_{U_a = \text{const}}$.
3. Сеточно-анодная характеристика $I_c = f(U_a) \big|_{U_c = \text{const}}$.
4. Сеточная характеристика $I_c = f(U_c) \big|_{U_a = \text{const}}$.

На рис. 24 показан вид анодных (сплошные линии) и сеточно-анодных характеристик (пунктирные линии).

Особенностью анодных характеристик является то, что при отрицательных напряжениях на управляющей сетке характери-

стики начинаются не из начала координат, а смещаются вдоль оси абсцисс.

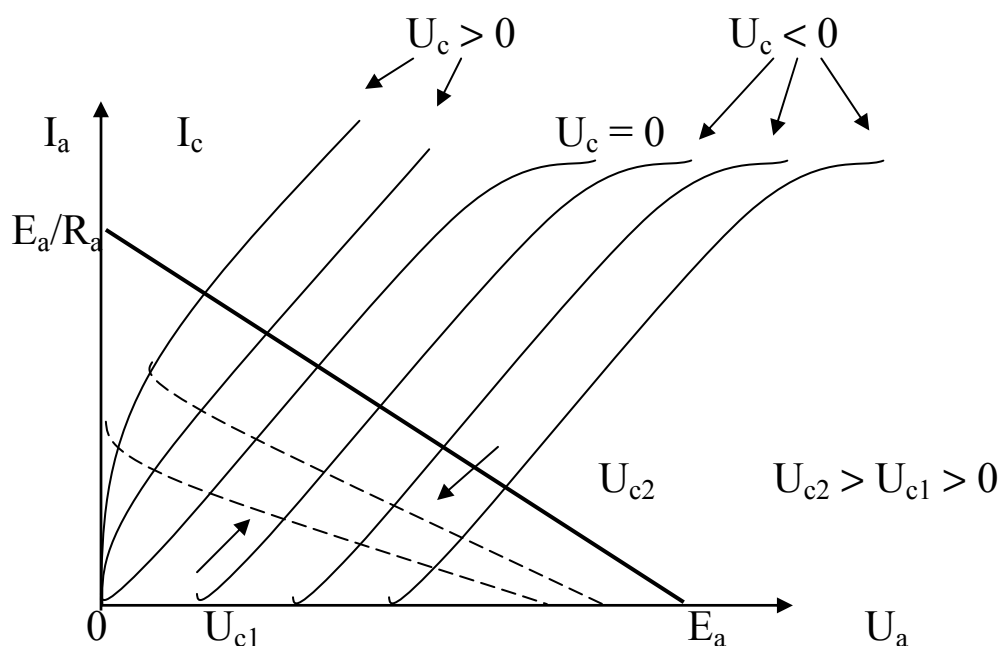


Рис. 24. Семейство анодных и сеточно-анодных характеристик триода

Сеточный ток протекает при положительном напряжении на сетке. Пользуясь семейством анодных характеристик, можно построить семейство анодно-сеточных характеристик (рис. 25).

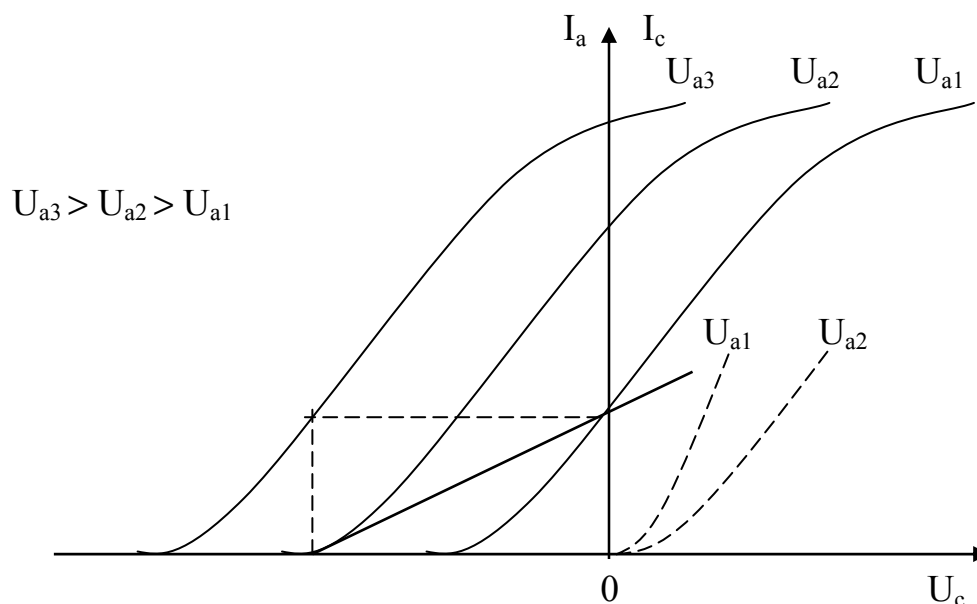


Рис. 25. Семейство анодно-сеточных и сеточных характеристик триода

При изменении анодного напряжения анодно-сеточные характеристики смещаются вдоль оси абсцисс. При увеличении анодного напряжения характеристики смещаются влево и наоборот. Исходя из этих характеристик можно построить анодные характеристики.

Из сеточных характеристик следует, что сеточный ток возникает при положительном напряжении на сетке, а при увеличении анодного напряжения характеристики смещаются вдоль оси.

Статические параметры триода.

1. Проницаемость лампы.

Этот параметр вводится для описания проникновения поля анода в околокатодное пространство. Триод заменяется эквивалентным диодом, в котором анод помещается в плоскость сетки.

Напряжение на аноде равно

$$U_d = U_c + DU_a, \quad D \ll 1. \quad (62)$$

Коэффициент D – проницаемость сетки – учитывает уменьшение поля анода за счет экранирующих свойств сетки. Поскольку ослабление поля анода сказывается на плотности электронного потока, то проницаемость лампы может быть введена как физическая величина, характеризующая влияние потенциала анода и сетки на ток катода.

$$D = dU_c / dU_a \big|_{I_k = \text{const}}, \quad D = 0,15 - 0,2. \quad (63)$$

2. Напряжение запираения.

$$U_{c0} = -DU_a. \quad (64)$$

3. Крутизна анодно-сеточной характеристики.

Этот параметр отображает зависимость тока анода от напряжения на сетке при постоянном напряжении на аноде, геометрически – тангенс угла наклона касательной к характеристике.

$$S = dI_a / dU_c \big|_{U_a = \text{const}}. \quad (65)$$

4. Дифференциальное, или внутреннее, сопротивление лампы.

Этот параметр показывает зависимость между изменениями тока анода от напряжения на аноде при постоянном напряжении на сетке.

$$R_i = dU_a/dI_a \mid_{U_c = \text{const}} . \quad (66)$$

5. Статический коэффициент усиления.

Позволяет определить воздействие анодного и сеточного напряжений на анодный ток (при $U_c < 0$, $I_a = I_k$).

$$\mu = -dU_a/dU_c \mid_{I_a = \text{const}} . \quad (67)$$

Взаимосвязь между тремя параметрами S , R_i , μ может быть выражена с помощью полного дифференциала

$$dI_a = (\partial I_a / \partial U_c) dU_c + (\partial I_a / \partial U_a) dU_a , \quad (68)$$

положим, $dI_a = 0$, тогда с учетом (65), (66), (67) можно записать уравнение (68) в виде

$$S dU_c + (1/R_i) dU_a = 0 \quad \text{или} \quad (1/R_i) dU_a = -S dU_c ,$$

окончательно можно записать

$$\mu = R_i \cdot S. \quad (69)$$

Формулу (69) называют "уравнение лампы".

В случае, когда ток сетки равен нулю и выполняется равенство $I_a = I_k$, справедливо равенство

$$\mu = 1/D, \quad \text{тогда} \quad R_i \cdot S \cdot D = 1. \quad (70)$$

Характеристики лампы нелинейны, и параметры зависят от режима работы лампы, от напряжений на электродах (рис. 26, 27).

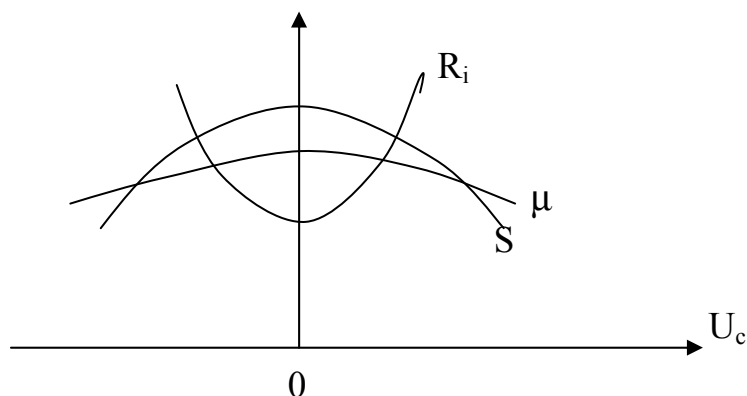


Рис. 26. Зависимость параметров триода от сеточного напряжения

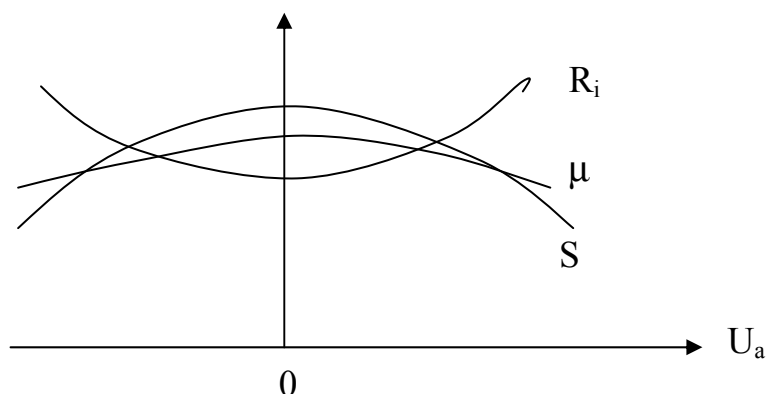


Рис. 27. Зависимость параметров триода от анодного напряжения

6. Междуэлектродные емкости.

Входная – между сеткой и катодом $C_{ск}$.

Эта емкость оказывает влияние на предыдущий каскад, шунтирует его нагрузку на высокой частоте.

Выходная – между анодом и катодом $C_{ак}$.

Выходная емкость шунтирует следующий каскад, уменьшает добротность контура, приводит к уменьшению динамического коэффициента усиления лампы.

Проходная – возникает между анодом и сеткой $C_{ас}$. Эта емкость приводит к паразитной емкостной связи цепей сетки и анода триода.

4.5. Работа триода в динамическом режиме

При подключении к аноду триода сопротивления нагрузки в анодной цепи протекает анодный ток, создающий падение напряжения на анодной нагрузке, которое можно записать

$$U_a = E_a - I_a R_a, \quad I_a = (E_a - U_a) / R_a. \quad (71)$$

В динамическом режиме напряжение на аноде ниже, чем в статическом режиме. Динамический режим триода задается с помощью нагрузочной прямой в семействе анодных и анодно-сеточных характеристик. Нагрузочная прямая строится на основе семейства статических характеристик (рис. 24, 25).

Нагрузочная прямая позволяет задать режимы работы триода в усилительных схемах, чтобы обеспечить требуемый коэффициент усиления при наименьших нелинейных искажений. При построении нагрузочной прямой каждому значению U_c можно построить анодную характеристику, при этом изменяя напряжение на сетке на единицы напряжения, на аноде напряжение изменяется на десятки единиц.

Динамические параметры триода. Полный дифференциал, связывающий токи и напряжения на электродах триода в динамическом режиме, записывается аналогично формуле (68)

$$dI_a = (\partial I_a / \partial U_c) dU_c + (\partial I_a / \partial U_a) dU_a, \quad (72)$$

а с учетом статических параметров

$$dI_a = S dU_c + (1 / R_i) dU_a. \quad (73)$$

1. Динамическая крутизна триода.

$$S_\partial = dI_a / dU_c \big|_{E_a = \text{const}, R_a = \text{const}}. \quad (74)$$

Связь динамической крутизны со статической удобно показать с помощью (72). Для этого следует записать

$$dU_a = -R_a dI_a, \quad (75)$$

тогда $dI_a = S dU_c + (R_a / R_i) dI_a$ или $(1 + (R_a / R_i)) dI_a = S dU_c$,

окончательно динамическая крутизна равна

$$S_{\partial} = S / 1 + (R_a / R_i), \quad (76)$$

при $R_a \rightarrow 0$, $S_{\partial} \rightarrow S$; $R_a \rightarrow \infty$, $S_{\partial} \rightarrow 0$.

2. Динамический коэффициент усиления триода.

$$\mu_{\partial} = - dU_a / dU_c \Big|_{I_a = \text{const}, R_a = \text{const}, E_a = \text{const}}, \quad (77)$$

или при замене $dU_a = - R_a dI_a$ получим

$$\mu_{\partial} = R_a dI_a / dU_c = R_a S / (1 + (R_a / R_i)) = R_a \mu / (R_i + R_a),$$

$$\mu_{\partial} = \mu / (1 + (R_a / R_i)). \quad (78)$$

Динамический коэффициент усиления триода меньше, чем статический.

Триоды применяются для усиления сигналов в усилителях звуковых частот (имеют низкий уровень собственных шумов), в генераторах синусоидальных колебаний, в схемах модуляторов. Устойчивость к ионизирующим излучениям и высоким температурам, отсутствие тока неосновных носителей позволяет применять триоды в космических системах передачи информации, в промышленной электронике.

Вопросы для самоконтроля

1. Что такое термоэлектронная эмиссия?
2. Перечислите виды эмиссии электронов.
3. Дайте определение электровакуумного диода.
4. Изобразите потенциальную диаграмму межэлектродного пространства диода.
5. Перечислите основные параметры диода.
6. Объясните основные характеристики диода.
7. Где применяется диод?
8. Дайте определение электровакуумного триода.
9. Изобразите потенциальную диаграмму межэлектродного пространства триода.
10. Перечислите основные статические параметры триода.

11. Запишите уравнение лампы.
12. Дайте определение динамического режима работы триода.
13. Где применяется триод?

Глава 5. Фотоэффект. Фотоэлектронные приборы

5.1. Законы фотоэффекта. Внешний фотоэффект

В современной электронной технике широко используются приборы, основанные на принципах фотоэлектрического и электрооптического преобразования сигналов. Первый из этих принципов обусловлен изменением электрофизических свойств вещества в результате поглощения в нем световой энергии (квантов света). При этом изменяется проводимость вещества или возникает э. д. с., что приводит к изменениям тока в цепи, в которую включен фоточувствительный элемент. Второй принцип связан с генерацией излучения в веществе, обусловленной приложенным к нему напряжением и протекающим через светоизлучающий элемент током. Указанные принципы составляют научную основу оптоэлектроники – нового научно-технического направления, в котором для передачи, обработки и хранения информации используются как электрические, так и оптические средства и методы.

Под фотоэлектрическим эффектом (фотоэффектом) понимается явление взаимодействия света с веществом, в результате которого энергия фотонов передаётся электронам вещества. Различают внешний и внутренний фотоэффект.

Минимальное количество энергии, которое система может излучить или поглотить, как известно, называется квантом энергии. Энергия кванта E должна быть пропорциональна частоте колебаний ν :

$$E = h\nu. \quad (79)$$

Коэффициент пропорциональности h называется постоянной Планка.

Явление испускания электронов под действием электромагнитного излучения называется фотоэффектом.

Законы фотоэффекта.

Количественные закономерности фотоэлектрического эффекта были установлены выдающимся русским физиком Александром Григорьевичем Столетовым в 1888–1889 гг. Проводя многократные эксперименты, он столкнулся с внешним фотоэффектом. Используя вакуумный стеклянный баллон с двумя электродами (рис. 28), он исследовал зависимость силы тока в баллоне от напряжения между электродами.

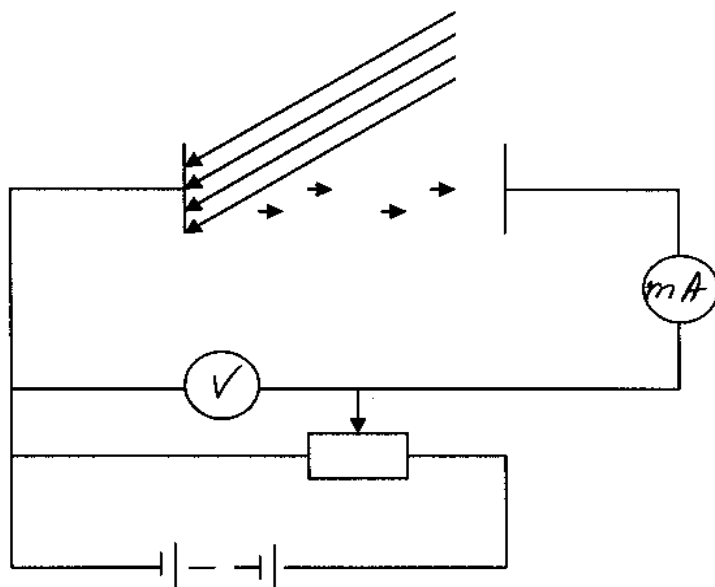


Рис. 28. Структурная схема для исследования внешнего фотоэффекта

Если подключить к освещаемому электроду отрицательный полюс батареи, то сначала сила тока с повышением напряжения возрастет, а затем сила тока остается постоянной.

Электроны, вылетающие с поверхности электрода при внешнем фотоэффекте, называются фотоэлектронами. Фотоэлектроны, ускоренные электрическим полем между электродами, создают фотоэлектрический ток (фототок) силы I . При некоторых значениях $U = U_n$ сила фототока при заданной освещенности электрода

достигает наибольшего значения $I = I_n$, которое называется фототоком насыщения.

Сила тока насыщения I_n пропорциональна мощности светового потока излучения, падающего на поверхность тела (рис. 29).

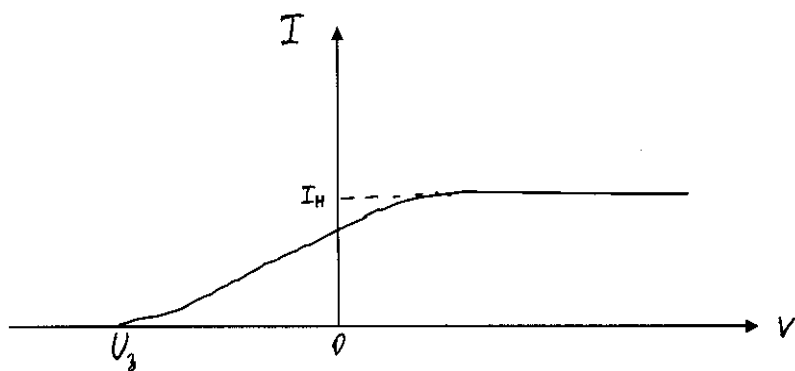


Рис. 29. Зависимость силы фототока от напряжения между электродами

Законы Столетова

1. Общее число фотоэлектронов n , которые вырываются светом из катода за единицу времени, и сила I_n фототока насыщения прямо пропорциональны освещенности катода.

2. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастёт с частотой света и не зависит от его интенсивности.

3. Для каждого вещества существует "красная граница" фотоэффекта, т. е. минимальная частота света ν_0 (или максимальная длина волны λ_0), при которой ещё возможен фотоэффект, и если частота света меньше некоторой определенной для данного вещества минимальной частоты $\nu < \nu_0$, то фотоэффект уже не происходит.

На основе электромагнитной теории света интервал времени, в течение которого электрон может накопить энергию, необходимую для своего освобождения, должен быть весьма большим, в действительности же фотоэффект возникает сразу после начала освещения; никакого запаздывания для накопления энергии в эксперименте не наблюдалось.

Поэтому электромагнитная теория света не могла объяснить независимость энергии фотоэлектронов от мощности светового

излучения, существования "красной границы" фотоэффекта, пропорциональность кинетической энергии фотоэлектронов частоте света.

Теоретическое объяснение этих законов было дано в 1905 г. Эйнштейном. Электромагнитное излучение представляет собой поток отдельных квантов (фотонов) с энергией $h\nu$ каждый. При фотоэффекте часть падающего электромагнитного излучения от поверхности металла отражается, а часть проникает внутрь поверхностного слоя металла и там поглощается. Поглотив фотон, электрон получает от него кинетическую энергию и, совершая работу выхода, покидает металл:

В теории Эйнштейна законы фотоэффекта объясняются следующим образом.

Интенсивность света пропорциональна числу фотонов в световом пучке и поэтому определяет число электронов, вырванных из металла.

Второй закон следует из уравнения: $mV^2 / 2 = h\nu - A$.

Из этого же уравнения следует, что фотоэффект возможен лишь в том случае, когда энергия поглощённого фотона превышает работу выхода электрона из металла. Т. е. частота света при этом должна превышать некоторое определённое для каждого вещества значение, равное A/h . Это минимальная частота, при которой возможен фотоэффект.

4. При меньшей частоте света энергии фотона не хватает для совершения электроном работы выхода, и поэтому фотоэффект отсутствует.

По классической волновой теории электрону в поле световой электромагнитной волны требуется время для накопления необходимой для вылета энергии, и поэтому фотоэффект должен протекать с запаздыванием по крайней мере на несколько секунд. По квантовой теории же, когда фотон поглощается электроном, вся энергия фотона переходит к электрону и никакого времени для накопления энергии не требуется.

Фотоэффект широко используется в технике. На явлении фотоэффекта основано действие фотоэлементов. Комбинация фотоэлемента с реле позволяет конструировать множество "видящих" автоматов, которые вовремя включают и выключают маяки, уличное освещение, автоматически открывают двери, сортируют детали,

останавливают мощный пресс, когда рука человека оказывается в опасной зоне. С помощью фотоэлементов осуществляется воспроизведение звука, записанного на киноплёнке.

5.2. Физические основы внутреннего фотоэффекта

Падающий на вещество поток света может испытывать отражение, поглощение или проходить насквозь.

Если поглощенный свет приводит к такому увеличению энергии электронов, что они покидают объем, занимаемый веществом, говорят о внешнем фотоэффекте. Если при освещении изменяется энергетическое состояние носителей заряда внутри твердого тела, то мы имеем дело с внутренним фотоэффектом. При этом добавочная проводимость, обусловленная носителями заряда, созданными излучением, называется фотопроводимостью.

При внутреннем фотоэффекте первичным актом является поглощение фотона. Поэтому процесс образования свободных носителей заряда под воздействием излучения будет проходить по-разному в зависимости от особенностей процесса поглощения света. К тому же поглощенный свет не всегда вызывает фотоэффект.

Существует несколько видов поглощения света.

А. Собственное поглощение.

Этот вид поглощения имеет место в том случае, когда оптическое возбуждение электронов происходит из валентной зоны в зону проводимости. Для полупроводника с прямыми долинами при вертикальных переходах энергия фотона $h\nu$ должна быть не меньше ширины запрещенной зоны, то есть

$$h\nu > E_g.$$

Для сильно легированного полупроводника n-типа, когда уровень Ферми расположен выше края зоны проводимости на величину ξ_n , нижняя граница фотопроводимости будет соответствовать

$$h\nu = E_g + \xi_n. \quad (80)$$

В сильно легированном полупроводнике p-типа уровень Ферми лежит на величину ξ_p ниже края валентной зоны, поэтому

$$h\nu = E_g + \xi_p. \quad (81)$$

При больших энергиях фотонов поглощение в фундаментальной области ведет к увеличению фотопроводимости за счет роста коэффициента поглощения α . В случае собственного поглощения α достигает наибольшей величины – (10^6 см^{-1}). Вместе с тем такое поглощение увеличивает концентрацию носителей заряда вблизи поверхности полупроводника или диэлектрика, которые имеют меньшее время жизни, чем носители заряда в объеме.

Б. Примесное поглощение.

Такое поглощение при наличии в запрещенной зоне полупроводника локальных уровней примеси может вызвать переходы электронов между уровнями примеси и зонами. Фотопроводимость, обусловленная такими переходами, называется примесной фотопроводимостью. Для реализации таких переходов нужна меньшая энергия кванта, чем для реализации переходов из валентной зоны в зону проводимости. Поэтому примесное поглощение имеет место при больших длинах волн падающего света.

В. Экситонное поглощение.

При экситонном поглощении света имеет место создание связанной пары электрон-дырка, которая является электрически нейтральным образованием.

Поэтому поглощение света, связанное с образованием экситонов, первоначально не ведет к возникновению свободных носителей заряда. Однако в реальных кристаллических структурах экситоны имеют значительно большую вероятность диссоциировать безызлучательно (с образованием электронов и дырок), чем рекомбинировать с испусканием кванта света. Таким образом, образование экситонов в конечном итоге ведет к возникновению свободных носителей заряда, а следовательно, и фототока. Экситонное поглощение, характеризующееся узкими полосами поглощения, определяет и узкие полосы фототока. При этом спектр фототока в области экситонного поглощения будет зависеть от состояния поверхности. Состояние поверхности полупроводника можно легко изменить путем воздействия на нее (механическое, химическое и т. д.). Таким образом можно изменить ха-

рактр наблюдаемого спектра фототока, обусловленного экситонным поглощением.

Г. Поглощение свободными носителями заряда.

Поглощение света свободными носителями заряда сопровождается увеличением их энергии. При этом, в отличие от рассмотренных выше трех видов поглощения, число свободных носителей не изменяется. Но вместе с тем изменяется подвижность носителей заряда.

Д. Поглощение кристаллической решеткой.

В результате такого поглощения увеличивается амплитуда колебаний узлов решетки. В этом случае не изменяется ни концентрация носителей заряда, ни их подвижность. Поэтому поглощение света кристаллической решеткой не является фотоактивным.

Поглощение света свободными носителями заряда и кристаллической решеткой не могут непосредственно вызвать изменение концентрации носителей заряда. Однако возрастание концентрации носителей заряда в этих случаях может происходить в результате вторичных эффектов, когда поглощение света значительно увеличивает кинетическую энергию свободных носителей заряда или увеличивает концентрацию фононов, которые затем отдают свою энергию на возбуждение носителей заряда.

Принцип действия ФЭП

Фотоэлектронными приборами (ФЭП) называют такие приборы, принцип действия которых основан на электрических процессах, возникающих в результате поглощения телом энергии светового потока.

При облучении тела светом поток лучистой энергии частично отражается от поверхности тела, а частично поглощается. За счет поглощения квантов светового потока энергия электронов в твердом теле изменяется. Электроны, получившие дополнительную энергию, могут покинуть пределы твердого тела (фотоэлектронная эмиссия) или перейти на более высокие энергетические уровни, например, из валентной зоны в зону проводимости. В последнем случае увеличивается число подвижных носителей зарядов, а следовательно, и электропроводность тела (фотопроводимость). Образование пар зарядов (электрон-дырка) при поглощении лучистой энергии может изменить также характер процессов вблизи

электронно-дырочного перехода: увеличить ток через потенциальный барьер или же привести к появлению дополнительной разности потенциалов. Все эти явления лежат в основе различных фотоэлектронных приборов.

5.3. Вакуумные фотоэлектронные приборы. Безынерционность

Классификация ФЭП

В соответствии с характером процессов, развивающихся вследствие поглощения световой энергии, фотоэлектронные приборы можно разделить на две группы: приборы с внешним фотоэффектом, действие которых связано с фотоэлектронной эмиссией, и приборы с внутренним фотоэффектом, принцип работы которых основан на изменении энергетических состояний электронов в твердом теле.

К первой группе относятся электровакуумные и ионные фотоэлементы (газонаполненные) и фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Ко второй группе – фоторезисторы, полупроводниковые фотоэлементы, (фотоэлементы с внутренним фотоэффектом), солнечные батареи, фотодиод и фототранзистор.

Особую группу составляют электроннолучевые фотоприборы – передающие телевизионные трубки, в которых сочетаются характерные особенности электроннолучевых приборов с использованием фотоэлектронной эмиссии или явление фотопроводимости.

Принцип действия фотоэлементов с внешним фотоэффектом

На рис. 30 представлено устройство электровакуумных элементов.

Катодом 2 фотоэлемента служит тонкий слой светочувствительного вещества, нанесенный либо на часть внутренней поверхности стеклянного баллона, либо на пластину. Наибольшее распространение получили сложные фотокатоды, представляющие собой тонкий слой металла с окисленной поверхностью, на которой осажден одноатомный слой цезия. Из числа разнообразных фотокатодов чаще всего применяются кислородно-цезиевый и

сурьмяно-цезиевый. В большинстве случаев сурьмяно-цезиевый катод наносится на тонкую никелевую пленку – подложку.

Анодом прибора является кольцо 3, помещаемое в центре баллона, или сетка 3, располагаемая вблизи пластинчатого катода. Такое устройство анода не препятствует прохождению световых лучей на катод фотоэлемента.

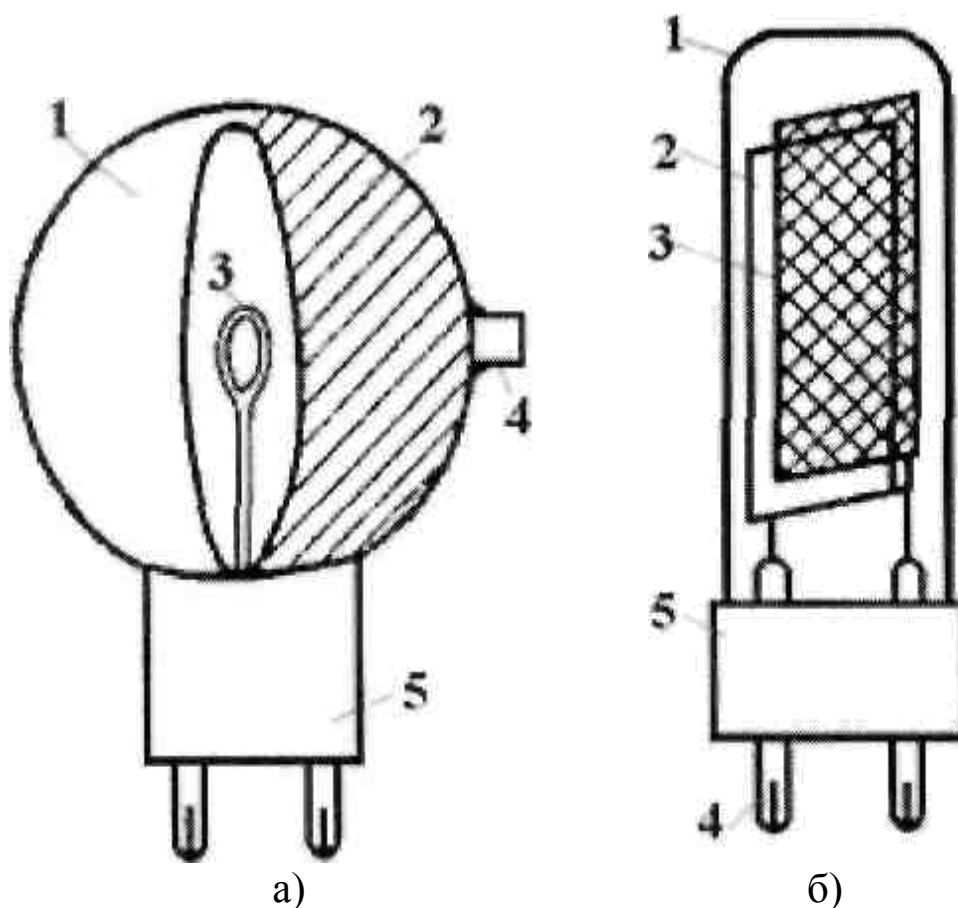


Рис. 30. Устройство электровакуумных фотоэлементов,
а) с катодом на стекле баллона; б) с катодом в виде пластины;
1 – баллон, 2 – катод, 3 – анод, 4 – вывод катода, 5 – цоколь

Катод прибора соединяется с "минусом" источника постоянного напряжения E , а анод – с "плюсом". В цепь анода включается резистор нагрузки R_H . Под действием светового потока катод эмитирует электроны, которые ускоряются положительным полем анода.

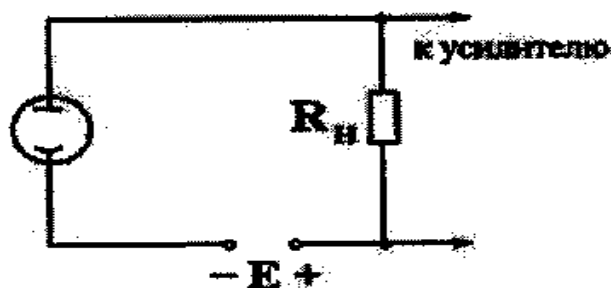


Рис. 31. Схема включения фотоэлемента

Электривакуумные фотоэлементы

Основными характеристиками фотоэлементов являются: вольт-амперная, отображающая изменение фототока I_{ϕ} от напряжения U_A (при $\Phi = \text{const}$), и световая, показывающая зависимость I_{ϕ} от величины светового потока Φ (при $U_A = \text{const}$) (рис. 32).

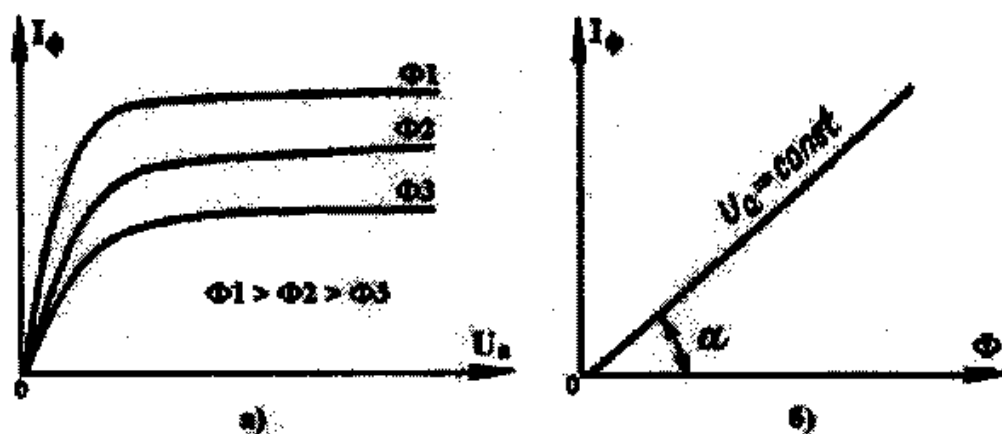


Рис. 32. а) вольт-амперная характеристика,
б) световая характеристика электривакуумного фотоэлемента

Вольт-амперные характеристики вакуумного фотоэлемента (рис. 32 а) напоминают анодные характеристики пентода. При малых U_A не все электроны, эмитированные фотокатодом, попадают на анод. У поверхности катода образуется область отрицательного объемного заряда. При дальнейшем увеличении напряжения объемный заряд постепенно рассасывается, и наконец все электроны, вышедшие с поверхности катода, устремляются на анод. Наступает режим насыщения. Увеличение анодного тока в этом режиме может быть получено только за счет увеличения фотоэмиссии.

Световая характеристика фотоэлемента (рис. 32 б) отражает прямую пропорциональность между световым потоком и фототоком. Наклон световой характеристики определяется коэффициентом K в уравнении закона Столетова: $I_{\Phi} = K\Phi$.

Величина $K = \tan \alpha$ называется интегральной чувствительностью и определяет величину фототока, возникающего в результате облучения фотоэлемента световым потоком в 1 лм независимо от его спектрального состава.

Ионные фотоэлементы

Наряду с вакуумными применяются также ионные (газонаполненные) фотоэлементы, баллоны которых заполняются разреженным газом (при давлении около 0,2 мм рт. ст.).

В этих приборах электроны, двигаясь к аноду, соударяются с молекулами газа. При определенном уровне кинетической энергии электронов может произойти ионизация молекул газа. Вновь образованные электроны движутся к аноду, а положительно заряженные ионы перемещаются к катоду. Это движение электронов и ионов увеличивает плотность потока заряженных частиц, и анодный ток растет. Электрический разряд в ионных фотоэлементах несамостоятельный.

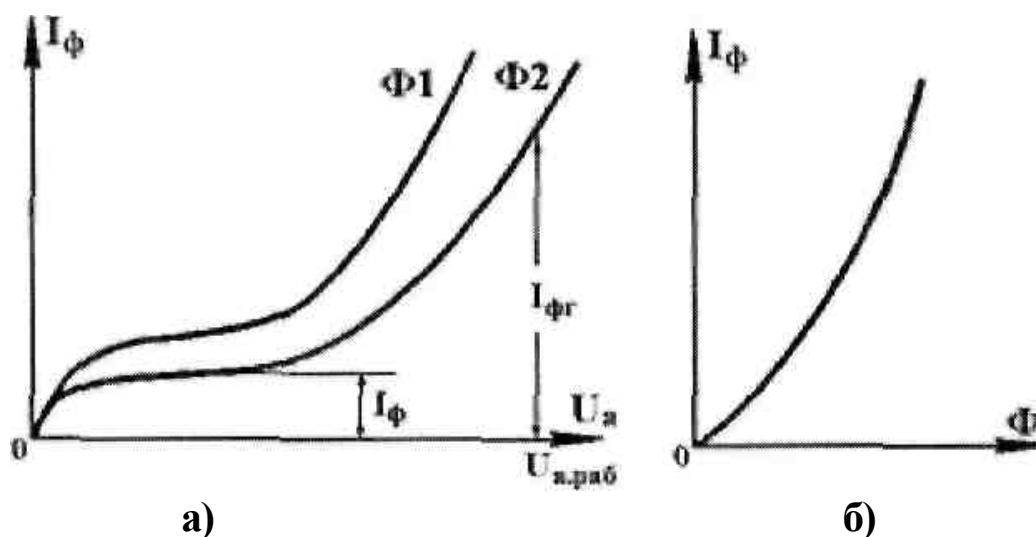


Рис. 33. ВАХ (а) и световая характеристика (б) ионного фотоэлемента

При малых световых потоках число фотоэлектронов невелико и ионизация газа незначительна. Между световым потоком и анодным током сохраняется прямая пропорциональность, по мере

увеличения светового потока Φ увеличивается число соударений электронов с молекулами газа и анодный ток за счет электронов и ионов ионизации возрастает. По этой же причине растет анодный ток при повышении анодного напряжения.

Увеличение тока в ионных фотоэлементах по сравнению с вакуумными принято характеризовать коэффициентом газового усиления:

$$K_g = I_{\phi g} / I_{\phi}, \quad (82)$$

где $I_{\phi g}$ ток в ионном фотоэлементе при рабочем анодном напряжении и некоторой величине Φ ; I_{ϕ} – ток насыщения в вакуумном фотоэлементе при той же величине светового потока (рис. 33 а).

Обычно $K_g = 5 \dots 10$. Величину рабочего напряжения для ионных фотоэлементов выбирают такой, чтобы в приборе не возник лавинообразный процесс ионизации газа (самостоятельный разряд), при котором бомбардировка катода ионами может привести к его разрушению.

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ)

Фотоэлектронными умножителями (ФЭУ) называют приборы, содержащие помимо фотокатода специальное устройство для увеличения фототока. Усиление тока в умножителях достигается за счет вторичной эмиссии со специальных электродов – вторично-электронных катодов – эмиттеров, бомбардируемых электродами с других таких же электродов. Схематически устройство фотоэлектронного умножителя показано на рис. 34.

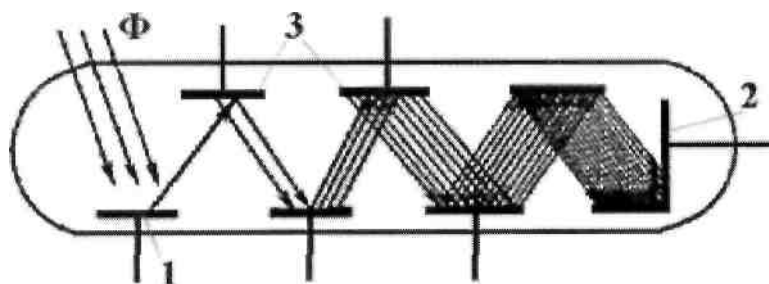


Рис. 34. Устройство ФЭУ.

1 – фотокатод; 2 – анод; 3 – вторично-электронные катоды

Электроны, эмитируемые фотоэлектронным катодом 1 при облучении его световым потоком, устремляются под воздействием электрического или магнитного (в зависимости от конструкции

умножителя) поля к первому эмиттеру 3. На его поверхность наносится кислородно-цезиевое, медно-серноцезиевое или другое сложное покрытие, обеспечивающее коэффициент вторичной эмиссии $s > 1$ (обычно $s = 6 \dots 8$).

Следовательно, с поверхности первого эмиттера выйдет в s раз большее число электронов, со второго эмиттера – в s^n раз большее число электронов и т. д. К коллектору придет поток электронов, умноженный в s раз, где n – число эмиттеров.

Конструкция ФЭУ

Число различных типов ФЭУ, предназначенных для самых различных применений (в телевидении, дозиметрии, ядерной физике, астрономии и др.), весьма велико. Разнообразны они и по конструкции. Различают фотоэлектронные умножители однокаскадные и многокаскадные.

Однокаскадные умножители по своей конструкции сходны с вакуумными фотоэлементами (рис. 35). Часть баллона, как и в фотоэлементе, покрыта светочувствительным слоем (катод). На противоположной стороне баллона расположен эмиттер, в качестве которого обычно используется сурьмяно-цезиевое покрытие. Анодом служит металлическое кольцо, расположенное у поверхности эмиттера.

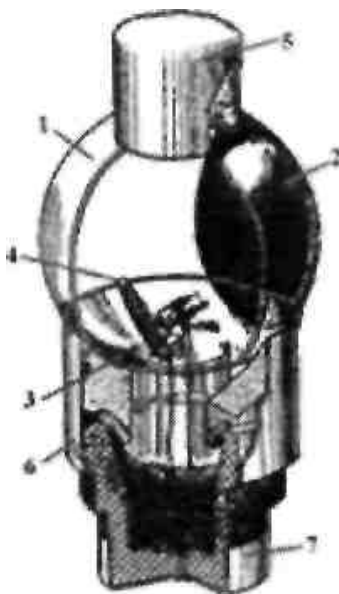


Рис. 35. Однокаскадный фотоумножитель ФЭУ-2:

1 – баллон; 2 – фотокатод; 3 – эмиттер; 4 – анод;
5 – вывод катода; 6 – вывод эмиттера; 7 – вывод анода

Чувствительность однокаскадных умножителей в несколько раз выше чувствительности вакуумных фотоэлементов.

Многокаскадные умножители состоят из двух конструктивных частей: катодной камеры и вторично-эмиссионной умножительной системы.

Катодная камера состоит из фотокатода, чаще всего полупрозрачного светочувствительного слоя, нанесенного с внутренней стороны баллона, и ряда электродов, обеспечивающих фокусирование потока фотоэлектронов в направлении первого эмиттера. Фокусирование потока фотоэлектронов в камере осуществляется с помощью косо срезанного цилиндра, укрепленного на диафрагме. В камере фокусирование осуществляется с помощью электронных линз, образованных цилиндрическими электродами, расположенными между фотокатодом и диафрагмой.

Умножительные системы весьма разнообразны по конструкции. Различают системы с электростатической фокусировкой, системы "сквозного" типа и системы с дополнительными электродами.

Вопросы для самоконтроля

1. Дайте определение фотоэффекта.
2. Перечислите виды фотоэффекта.
3. Перечислите основные законы фотоэффекта.
4. Приведите примеры использования внутреннего фотоэффекта в электронных приборах.
5. Приведите примеры использования внешнего фотоэффекта в электронных приборах.
6. Изобразите основные характеристики фотоэлементов.
7. Объясните назначение основных элементов конструкций фотоэлементов.
8. Объясните основные характеристики фотоумножителя.
9. Приведите структурную схему фотоумножителя.
10. Чем объясняется безынерционность фотоэлектронных приборов?
11. Где применяются фотоэлектронные приборы?

Глава 6. Электропроводность газов. Газоразрядные приборы

6.1. Электрический разряд в газе

Все газы в естественном состоянии не проводят электрического тока.

Изолирующие свойства газов объясняются тем, что в них нет свободных электрических зарядов: атомы и молекулы газов в естественном состоянии являются нейтральными.

Ионизация газов

Опыты показывают, что в газах под влиянием высокой температуры появляются заряженные частицы. Они возникают вследствие отщепления от атомов газа одного или нескольких электронов, в результате чего вместо нейтрального атома возникают положительный ион и электроны. Часть образовавшихся электронов может быть при этом захвачена другими нейтральными атомами, и тогда появятся еще отрицательные ионы. Распад молекул газа на электроны и положительные ионы называется ионизацией газов.

Нагревание газа до высокой температуры не является единственным способом ионизации молекул или атомов газа. Ионизация газа может происходить под влиянием различных внешних взаимодействий: сильного нагрева газа, рентгеновских лучей, α -, β - и γ -лучей, возникающих при радиоактивном распаде, космических лучей, бомбардировки молекул газа быстро движущимися электронами или ионами. Факторы, вызывающие ионизацию газа, называются ионизаторами. Количественной характеристикой процесса ионизации служит интенсивность ионизации, измеряемая числом пар противоположных по знаку заряженных частиц, возникающих в единице объема газа за единицу времени.

Ионизация атома требует затраты определенной энергии – энергии ионизации. Для ионизации атома (или молекулы) необходимо совершить работу против сил взаимодействия между вырываемым электроном и остальными частицами атома (или молекулы). Эта работа называется работой ионизации A_i . Величина рабо-

ты ионизации зависит от химической природы газа и энергетического состояния вырываемого электрона в атоме или молекуле.

После прекращения действия ионизатора количество ионов в газе с течением времени уменьшается, и в конце концов ионы исчезают вовсе. Исчезновение ионов объясняется тем, что ионы и электроны участвуют в тепловом движении и поэтому соударяются друг с другом. При столкновении положительного иона и электрона они могут воссоединиться в нейтральный атом. Точно так же при столкновении положительного и отрицательного ионов отрицательный ион может отдать свой избыточный электрон положительному иону, и оба иона превратятся в нейтральные атомы. Этот процесс взаимной нейтрализации ионов называется рекомбинацией ионов.

При рекомбинации положительного иона и электрона или двух ионов освобождается определенная энергия, равная энергии, затраченной на ионизацию. Частично она излучается в виде света, и поэтому рекомбинация ионов сопровождается свечением (свечение рекомбинации).

В явлениях электрического разряда в газах большую роль играет ионизация атомов электронными ударами. Этот процесс заключается в том, что движущийся электрон, обладающий достаточной кинетической энергией, при соударении с нейтральным атомом выбивает из него один или несколько атомных электронов, в результате чего нейтральный атом превращается в положительный ион, а в газе появляются новые электроны.

Механизм проводимости газов похож на механизм проводимости растворов и расплавов электролитов. При отсутствии внешнего поля заряженные частицы, как и нейтральные молекулы, движутся хаотически. Если ионы и свободные электроны оказываются во внешнем электрическом поле, то они приходят в направленное движение и создают электрический ток в газах.

Таким образом, электрический ток в газе представляет собой направленное движение положительных ионов к катоду, а отрицательных ионов и электронов к аноду. Полный ток в газе складывается из двух потоков заряженных частиц: потока, идущего к аноду, и потока, направленного к катоду. На электродах происходит нейтрализация заряженных частиц, как и при прохождении электрического тока через растворы и расплавы электролитов. Однако

в газах отсутствует выделение веществ на электродах, как это имеет место в растворах электролитов. Газовые ионы, подойдя к электродам, отдают им свои заряды, превращаются в нейтральные молекулы и диффундируют обратно в газ.

Еще одно различие в электропроводности ионизованных газов и растворов (расплавов) электролитов состоит в том, что отрицательный заряд при прохождении тока через газ переносится в основном не отрицательными ионами, а электронами, хотя проводимость за счет отрицательных ионов также может играть определенную роль.

Таким образом, в газах сочетается электронная проводимость, подобная проводимости металлов, с ионной проводимостью, подобной проводимости водных растворов и расплавов электролитов.

6.2. Несамостоятельный и самостоятельный разряд. ВАХ газовых разрядов

Процесс прохождения электрического тока через газ называется газовым разрядом. Если электропроводность газа создается внешними ионизаторами, то электрический ток, возникающий в нем, называется *несамостоятельным* газовым разрядом. С прекращением действия внешних ионизаторов несамостоятельный разряд прекращается. Несамостоятельный газовый разряд не сопровождается свечением газа.

Для исследования несамостоятельного разряда использовалась стеклянная трубка с двумя впаянными в стекло металлическими электродами (рис. 36).

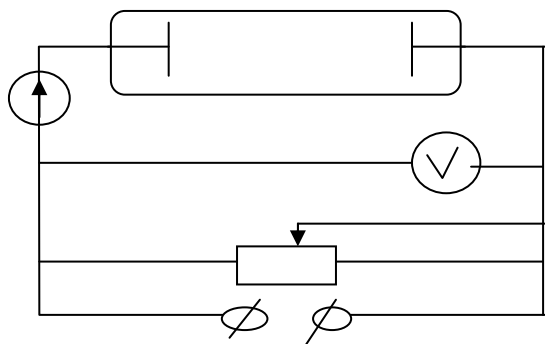


Рис. 36. Схема исследования несамостоятельного газового разряда

При определенном напряжении наступает такой момент, когда все заряженные частицы, образуемые в газе ионизатором за секунду, достигают электродов. Дальнейшее увеличение напряжения уже не может привести к увеличению числа переносимых ионов. Ток достигает насыщения (рис. 37).

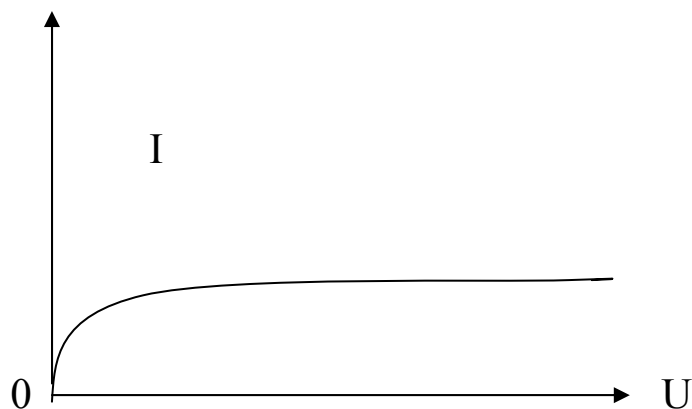


Рис. 37. Вольт-амперная характеристика несамостоятельного газового разряда

Самостоятельный газовый разряд

Электрический разряд в газе, сохраняющийся после прекращения действия внешнего ионизатора, называется **самостоятельным** газовым разрядом. Для его осуществления необходимо, чтобы в результате самого разряда в газе непрерывно образовывались свободные заряды. Основным источником их возникновения является ударная ионизация молекул газа.

Если после достижения насыщения продолжать увеличивать разность потенциалов между электродами, то сила тока при достаточно большом напряжении станет резко возрастать (рис. 38).

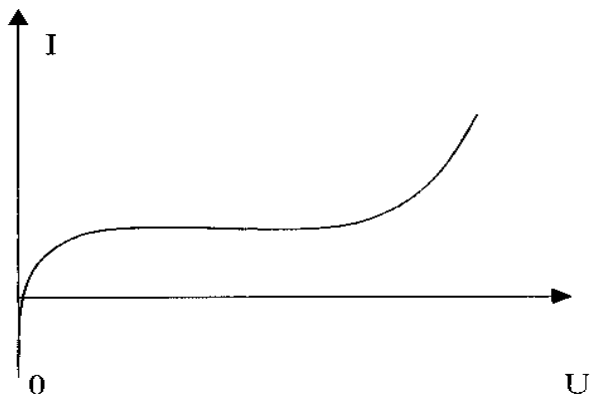


Рис. 38. Вольт-амперная характеристика самостоятельного газового разряда

Это означает, что в газе появляются дополнительные ионы, которые образуются за счет действия ионизатора. Сила тока может возрасти в сотни и тысячи раз, а число заряженных частиц, возникающих в процессе разряда, может стать таким большим, что внешний ионизатор будет уже не нужен для поддержания разряда. Поэтому ионизатор теперь можно убрать.

Имея какую-либо пару заряженных частиц (положительный ион и электрон), образовавшуюся благодаря действию внешнего ионизатора, можно получить свободный электрон, который начинает двигаться к положительному электроду – аноду, а положительный ион к катоду. На своем пути электрон встречает ионы и нейтральные атомы. В промежутках между двумя последовательными столкновениями энергия электрона увеличивается за счет работы сил электрического поля.

Чем больше разность потенциалов между электродами, тем больше напряженность электрического поля. Кинетическая энергия перед очередным столкновением пропорциональна напряженности поля при длине свободного пробега электрона: $mV^2/2 = eEl$. Если кинетическая энергия электрона превосходит работу A_i , которую нужно совершить, чтобы ионизировать нейтральный атом (или молекулу), т. е. $mV^2 > A_i$, то при столкновении электрона с атомом (или молекулой) происходит его ионизация. В результате вместо одного электрона возникают два (налетающий на атом и вырванный из атома). Они, в свою очередь, получают энергию в поле и ионизуют встречные атомы и т. д. Вследствие этого число заряженных частиц быстро нарастает, возникает электронная лавина. Описанный процесс называют ионизацией электронным ударом. Положительные ионы, образовавшиеся при столкновении электронов с нейтральными атомами, при своем движении к катоду приобретают под действием поля большую кинетическую энергию. При ударах таких быстрых ионов о катод с поверхности катода выбиваются электроны.

Кроме того, катод может испускать электроны при нагревании до большой температуры. Этот процесс называется термоэлектронной *эмиссией*. Его можно рассматривать как испарение электронов из металла. Во многих твердых веществах термоэлектронная эмиссия происходит при температурах, при которых испаре-

ние самого вещества еще мало. Такие вещества и используются для изготовления катодов.

При самостоятельном разряде нагрев катода может происходить за счет бомбардировки его положительными ионами. Если энергия ионов не слишком велика, то выбивания электронов с катода не происходит и электроны испускаются вследствие термоэлектронной эмиссии.

6.3. Виды газовых разрядов

В зависимости от свойств и состояния газа, характера и расположения электродов, а также от приложенного к электродам напряжения возникают различные виды самостоятельного разряда.

Тлеющий разряд наблюдается в газах при низких давлениях порядка нескольких десятков миллиметров ртутного столба и меньше. Если рассмотреть трубку с тлеющим разрядом, то можно увидеть, что основными частями тлеющего разряда являются катодное темное пространство, резко отдаленное от него отрицательное, или тлеющее свечение, которое постепенно переходит в область *фарадеева темного пространства*. Эти три области образуют катодную часть разряда, за которой следует основная светящаяся часть разряда, определяющая его оптические свойства и называемая положительным столбом.

Основную роль в поддержании тлеющего разряда играют первые две области его катодной части. Характерной особенностью этого типа разряда является резкое падение потенциала вблизи катода, которое связано с большой концентрацией положительных ионов на границе I и II областей, обусловленной сравнительно малой скоростью движения ионов у катода. В *катодном темном пространстве* происходит сильное ускорение электронов и положительных ионов, выбивающих электроны из катода. В области тлеющего свечения электроны производят интенсивную ударную ионизацию молекул газа и теряют свою энергию. Здесь образуются положительные ионы, необходимые для поддержания разряда. Напряженность электрического поля в этой области мала. Тлеющее свечение в основном вызывается рекомбинацией ионов и электронов. Протяженность катодного темного пространства определяется свойствами газа и материала катода.

В области положительного столба концентрация электронов и ионов приблизительно одинакова и очень велика, что обуславливает большую электропроводность положительного столба и незначительное падение в нем потенциала. Свечение положительного столба определяется свечением возбужденных молекул газа. Вблизи анода вновь наблюдается сравнительно резкое изменение потенциала, связанное с процессом генерации положительных ионов. В ряде случаев положительный столб распадается на отдельные светящиеся участки – *страты*, – разделенные темными промежутками.

Положительный столб не играет существенной роли в поддержании тлеющего разряда, поэтому при уменьшении расстояния между электродами трубки длина положительного столба сокращается и он может исчезнуть совсем. Иначе обстоит дело с длиной катодного темного пространства, которая при сближении электродов не изменяется. Если электроды сблизилась настолько, что расстояние между ними станет меньше длины катодного темного пространства, то тлеющий разряд в газе прекратится. Опыты показывают, что при прочих равных условиях длина d катодного темного пространства обратно пропорциональна давлению газа. Следовательно, при достаточно низких давлениях электроны, выбиваемые из катода положительными ионами, проходят через газ почти без столкновений с его молекулами, образуя *электронные*, или *катодные*, *лучи*.

Тлеющий разряд используется в газосветных трубках, лампах дневного света, стабилизаторах напряжения, для получения электронных и ионных пучков. Если в катоде сделать щель, то сквозь нее в пространство за катодом проходят узкие ионные пучки, часто называемые *канальными лучами*. Широко используется явление *катодного распыления*, т. е. разрушение поверхности катода под действием ударяющихся о него положительных ионов. Ультрамикроскопические осколки материала катода летят во все стороны по прямым линиям и покрывают тонким слоем поверхность тел (особенно диэлектриков), помещенных в трубку. Таким способом изготавливают зеркала для ряда приборов, наносят тонкий слой металла на селеновые фотоэлементы.

Коронный разряд возникает при нормальном давлении в газе, находящемся в сильно неоднородном электрическом поле (напри-

мер, около остриев или проводов линий высокого напряжения). При коронном разряде ионизация газа и его свечение происходят лишь вблизи коронирующих электродов. В случае коронирования катода (отрицательная корона) электроны, вызывающие ударную ионизацию молекул газа, выбиваются из катода при бомбардировке его положительными ионами. Если коронируют анод (положительная корона), то рождение электронов происходит вследствие фотоионизации газа вблизи анода. Корона – вредное явление, сопровождающееся утечкой тока и потерей электрической энергии. Для уменьшения коронирования увеличивают радиус кривизны проводников, а их поверхность делают возможно более гладкой. При достаточно высоком напряжении между электродами коронный разряд переходит в искровой.

При повышенном напряжении коронный разряд на острие приобретает вид исходящих из острия и перемежающихся во времени светлых линий. Эти линии, имеющие ряд изломов и изгибов, образуют подобие кисти, вследствие чего такой разряд называют кистевым.

Заряженное грозовое облако индуцирует на поверхности Земли под собой электрические заряды противоположного знака. Особенно большой заряд скапливается на остриях. Поэтому перед грозой или во время грозы нередко на остриях и острых углах высоко поднятых предметов вспыхивают похожие на кисточки конусы света. С давних времен это свечение называют огнями святого Эльма.

Особенно часто свидетелями этого явления становятся альпинисты. Иногда не только металлические предметы, но и кончики волос на голове украшаются маленькими светящимися кисточками.

С коронным разрядом приходится считаться, имея дело с высоким напряжением. При наличии выступающих частей или очень тонких проводов может начаться коронный разряд. Это приводит к утечке электроэнергии. Чем выше напряжение высоковольтной линии, тем толще должны быть провода.

Искровой разряд имеет вид ярких зигзагообразных разветвляющихся *нитей-каналов*, которые пронизывают разрядный промежуток и исчезают, сменяясь новыми. Исследования показали, что каналы искрового разряда начинают расти иногда от положительного электрода, иногда от отрицательного, а иногда и от какой-нибудь точки между электродами. Это объясняется тем, что

ионизация ударом в случае искрового разряда происходит не по всему объему газа, а по отдельным каналам, проходящим в тех местах, в которых концентрация ионов случайно оказалась наибольшей. Искровой разряд сопровождается выделением большого количества теплоты, ярким свечением газа, треском или громом. Все эти явления вызываются электронными и ионными лавинами, которые возникают в искровых каналах и приводят к огромному увеличению давления, достигающему $10^4 \cdot 10^8$ Па, и повышению температуры до 10000°C .

Характерным примером искрового разряда является молния. Главный канал молнии имеет диаметр от 10 до 25 см, а длина молнии может достигать нескольких километров. Максимальная сила тока импульса молнии достигает десятков и сотен тысяч ампер.

При малой длине разрядного промежутка искровой разряд вызывает специфическое разрушение анода, называемое эрозией. Это явление было использовано в электроискровом методе резки, сверления и других видах точной обработки металла.

Искровой промежуток применяется в качестве предохранителя от перенапряжения в электрических линиях передач (например, в телефонных линиях). Если вблизи линии проходит сильный кратковременный ток, то в проводах этой линии индуцируются напряжение и токи, которые могут разрушить электрическую установку и опасны для жизни людей. Во избежание этого используются специальные предохранители, состоящие из двух изогнутых электродов, один из которых присоединен к линии, а другой заземлен.

Если потенциал линии относительно земли сильно возрастает, то между электродами возникает искровой разряд, который вместе с нагретым им воздухом поднимается вверх, удлиняется и обрывается.

Наконец, электрическая искра применяется для измерения больших разностей потенциалов с помощью *шарового разрядника*, электродами которого служат два металлических шара с полированной поверхностью. Шары раздвигают, и на них подается измеряемая разность потенциалов. Затем шары сближают до тех пор, пока между ними не проскочит искра. Зная диаметр шаров, расстояние между ними, давление, температуру и влажность воздуха, находят разность потенциалов между шарами по специальным таблицам.

Этим методом можно измерять с точностью до нескольких процентов разности потенциалов порядка десятков тысяч вольт.

Дуговой разряд был открыт В. В. Петровым в 1802 г. Этот разряд представляет собой одну из форм газового разряда, возникающую при большой плотности тока и сравнительно небольшом напряжении между электродами (порядка нескольких десятков вольт). Основной причиной дугового разряда является интенсивное испускание термоэлектронов раскаленным катодом. Эти электроны ускоряются электрическим полем и производят ударную ионизацию молекул газа, благодаря чему электрическое сопротивление газового промежутка между электродами сравнительно мало. Если уменьшить сопротивление внешней цепи, увеличить силу тока дугового разряда, то проводимость газового промежутка столь сильно возрастет, что напряжение между электродами уменьшается. Поэтому говорят, что дуговой разряд имеет падающую вольт-амперную характеристику. При атмосферном давлении температура катода достигает $3000\text{ }^{\circ}\text{C}$. Электроны, бомбардируя анод, создают в нем углубление (кратер) и нагревают его. Температура кратера около $4000\text{ }^{\circ}\text{C}$, а при больших давлениях воздуха достигает $6000\text{--}7000\text{ }^{\circ}\text{C}$. Температура газа в канале дугового разряда достигает $5000\text{--}6000\text{ }^{\circ}\text{C}$, поэтому в нем происходит интенсивная термоионизация.

В ряде случаев дуговой разряд наблюдается и при сравнительно низкой температуре катода (например, в ртутной дуговой лампе).

Дуговой разряд применяется как источник света и в наши дни, например в прожекторах и проекционных аппаратах.

В 1882 г. дуговой разряд впервые был использован Н. Н. Бенардосом для резки и сварки металла. Разряд между неподвижным угольным электродом и металлом нагревает место соединения двух металлических листов (или пластин) и сваривает их.

Дуговой разряд нашел применение в ртутном выпрямителе, преобразующем переменный электрический ток в ток постоянного направления.

6.4. Газоразрядные приборы

Ионным называют электровакуумный прибор с электрическим разрядом в газе или парах.

Непременным элементом каждого электровакуумного прибора является баллон, внутри которого создан вакуум (или газовая среда) и помещены электроды. В таких приборах обычно имеется специальный цоколь, служащий для включения прибора в схему с помощью специальной ламповой панели, обеспечивающей достаточно надежные контакты и удобство смены приборов.

Ионные приборы нашли широкое применение в радиоэлектронике. В таких приборах после откачки воздуха из баллона производится наполнением его газом. В качестве газа-наполнителя используют либо инертные газы (гелий, аргон, неон, криптон, ксенон), либо их смеси, либо пары ртути. Эти газы химически не взаимодействуют с материалом электродов, поэтому давление газа в ионных приборах при их работе не меняется.

В отличие от электронных приборов, где из-за высокого вакуума вероятность столкновения электронов с молекулами газа ничтожно мала, движение электронов в ионных приборах происходит в условиях столкновений с молекулами газа. Поэтому в основе работы ионных приборов лежат явления газового разряда.

Напряжение, приложенное к электродам, вызывает движение ионов к катоду, а электронов – к аноду, что приводит к появлению во внешней цепи электродов тока, называемого *темновым*. Величина темного тока, обычно не превышающая один микроампер, зависит от скорости образования первичных ионов и от скорости их отвода.

Первое связано с интенсивностью ионизирующего излучения, второе – с величиной напряжения U между электродами. Зависимость между напряжением U и темновым током представлена графически участком *Оаб* на рис. 39. Постоянство величины темнового тока на участке *аб* показывает, что уже в точке *а* скорость отвода первичных ионов становится равной скорости их образования.

Возрастание тока при напряжении $U > U_6$ является результатом ионизации газовых молекул ударами электронов. Ионизация возможна лишь тогда, когда скорость электронов оказывается достаточно большой, т. е. когда напряжение U превышает иониза-

ционный потенциал газа. Кроме ионизации, происходит возбуждение части молекул газа, что приводит к его свечению. Поэтому состояние газового промежутка, соответствующее участку $гж$, и получило название *тлеющего разряда*. Разделяют нормальный (участок $гд$) и аномальный (участок $дж$) тлеющие разряды.

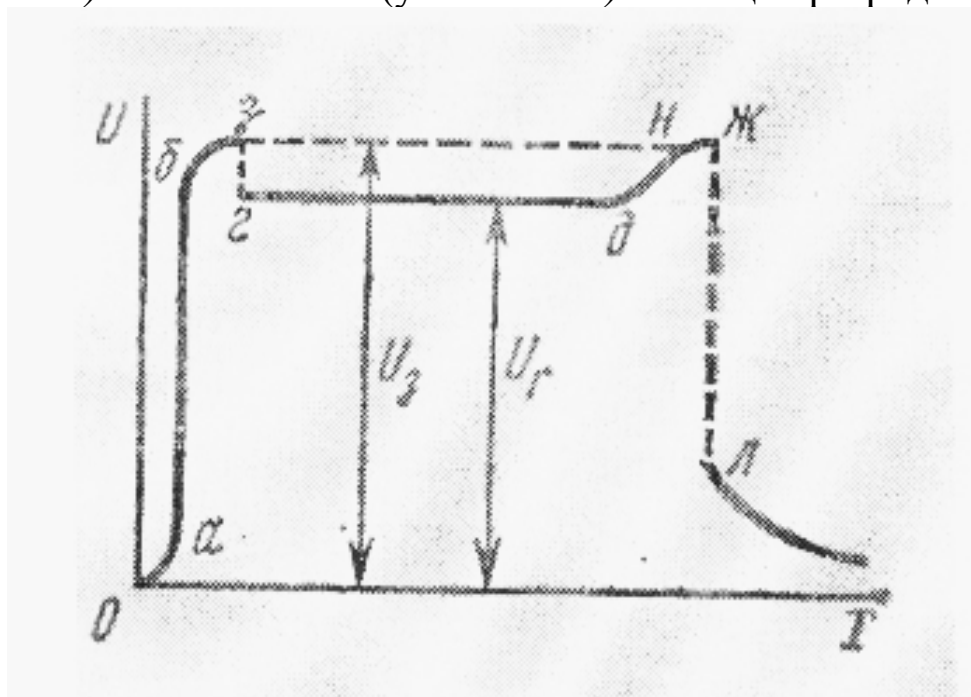


Рис. 39. ВАХ тлеющего разряда

Для увеличения тока за точкой $д$ требуется повысить напряжение U . Вблизи точки $ж$ ток становится настолько большим, что катод вследствие разогрева начинает интенсивно эмитировать электроны. Ток возрастает еще больше, катод разогревается сильнее и т. д. — в результате этого напряжение между электродами резко падает (точка $л$) и в исследуемом промежутке возникает *дуговой разряд*. Если не ограничить величину тока внешним (балластным) сопротивлением, то нарастание тока при дуговом разряде может привести к разрушению ионного прибора.

Несмотря на то, что при газовом разряде всегда образуются ионы, основными носителями тока в ионном приборе являются электроны, так как их подвижность (вследствие значительно меньшей массы) намного больше, чем у ионов. Роль ионов сводится к компенсации объемного заряда электронов, вследствие чего ток через ионный прибор оказывается на несколько порядков выше тока электронного прибора, а падение напряжения на ион-

ном приборе – значительно ниже, чем на электронном. В результате КПД ионных приборов получается значительно выше, что особенно важно для мощных радиоэлектронных устройств.

В зависимости от величины напряжения, приложенного к разрядному промежутку, и от тока, возникающего в нем, различаются ионные приборы тлеющего и дугового разрядов.

В ионных приборах тлеющего разряда используется тлеющий разряд, который создается между анодом и холодным катодом при наличии между ними достаточно большой разности потенциалов (рис. 40).

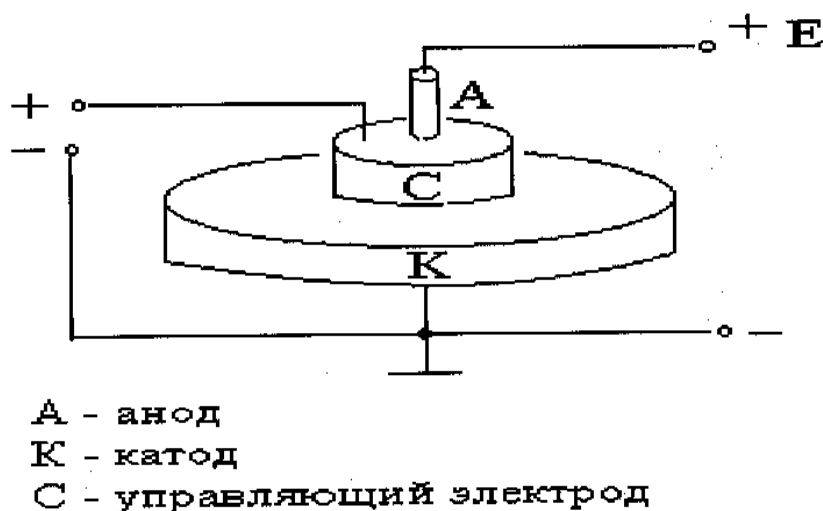


Рис. 40. Конструкция тиратрона

Тиратрон относится к ионным приборам. Простейший *тиратрон тлеющего разряда* представляет собой трехэлектродный прибор, в котором, кроме холодного катода и анода, имеется один управляющий электрод, который по аналогии с электронным прибором называется сеткой. Такая сетка представляет собой диафрагму с отверстиями, которая помещается между анодом и катодом.

Одной из наиболее распространенных является также цилиндрическая конструкция тиратрона. Обычно катодом служит никелевый цилиндр, активированный с внутренней стороны цезием, а анодом – молибденовый стержень, расположенный внутри цилиндра. Между катодом и анодом располагается управляющий электрод, выполненный в виде никелевой цилиндрической сетки.

В начальный момент на управляющий электрод подается отрицательное относительно катода напряжение – E . Анод тиратро-

на через резистор R_a присоединяется к источнику анодного напряжения E_a , величину которого выбирают такой, чтобы в начальный момент между катодом и анодом тиратрона не мог произойти разряд. Тогда по каналу анод-катод тиратрон будет заперт и его анодный ток будет равен темновому току. После подачи положительного напряжения на управляющий электрод (сетку) появляется ток I_y , а электроны из околокатодного пространства начинают диффундировать через отверстия в управляющем электроде (сетке). В результате этого улучшаются условия для развития разряда между анодом и катодом (напряжение возникновения разряда уменьшается). При правильно выбранной величине E_a возникает разряд между катодом и анодом, анодный ток резко возрастает, а на резисторе R_a создается большое падение напряжения.

С момента возникновения разряда сетка тиратрона теряет свои управляющие свойства, и изменение ее потенциала практически не влияет на анодный ток. Такое положение объясняется тем, что при разряде на управляющий электрод устремляется большое число электронов, вследствие чего потенциал оказывается близким к потенциалу катода. Таким образом, сетка в тиратроне тлеющего разряда управляет только моментом возникновения разряда. Разряд гаснет лишь после снижения анодного напряжения до значения, меньшего U_r .

Наиболее часто тиратроны тлеющего разряда используют в релейном режиме (режим "включено-выключено"); их характеристиками являются пусковые характеристики, временные характеристики развития разряда и характеристики восстановления запертого состояния тиратрона после гашения разряда. Основной следует считать пусковую характеристику тиратрона тлеющего разряда – зависимость напряжения возникновения заряда U_z от сеточного тока I_y (рис. 41).

Маркировка тиратронов тлеющего разряда состоит из трех элементов: буквы ТХ, цифры (порядковый номер), буквы (конструкция).

Тиратрон дугового разряда относится к приборам дугового несамостоятельного разряда. Отличие условий возникновения разряда в тиратроне дугового разряда от рассмотренного тиратрона тлеющего разряда состоит в том, что при включенной цепи накала катод непрерывно эмитирует электроны, которые улучшают

условия возникновения разряда. Поэтому возникновение разряда происходит при напряжениях, лишь немного превышающих U_r .

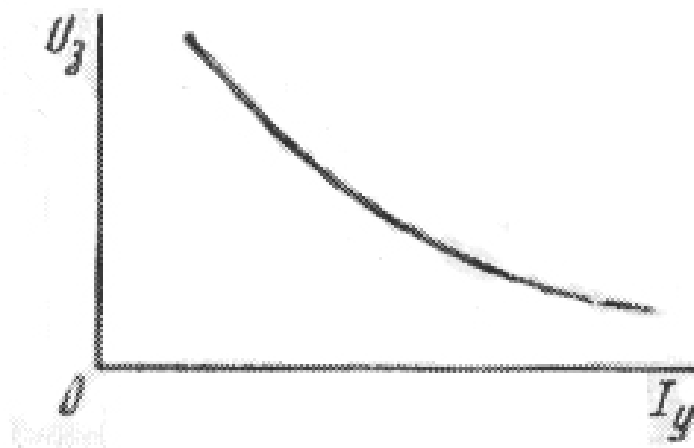


Рис. 41. ВАХ тиратрона тлеющего разряда

Газотрон — двухэлектродный ионный прибор, используемый в качестве *вентили* с неуправляемым электрическим разрядом. Газотрон применяют главным образом в высоковольтных выпрямителях переменного электрического тока радиопередатчиков. Электроды газотрона — анод, изготовляемый из никеля, стали или графита, и оксидный катод (с прямым или косвенным подогревом) — помещены в среду инертного газа или смеси газов под давлением 0,1–0,25 мм рт. ст. (1 мм рт. ст. = 133,322 н/м²) либо паров ртути под давлением 0,001–0,01 мм рт. ст.

На рис. 42 представлен мощный газотрон ВГ-163 с ртутным наполнением: 1 — оксидный подогревный катод; 2 — тепловой экран, соединенный с катодом; 3 — графитовый анод; 4 — горловина газотрона, в которой находятся капли ртути; 5 — тепловой экран.

Катод, как правило, помещают в металлический (тепловой) экран для облегчения теплового режима работы. Выпрямляющее действие газотрона обусловлено тем, что при положительном полупериоде переменного напряжения на аноде, превышающего напряжение зажигания газотрона, между анодом и катодом возникает

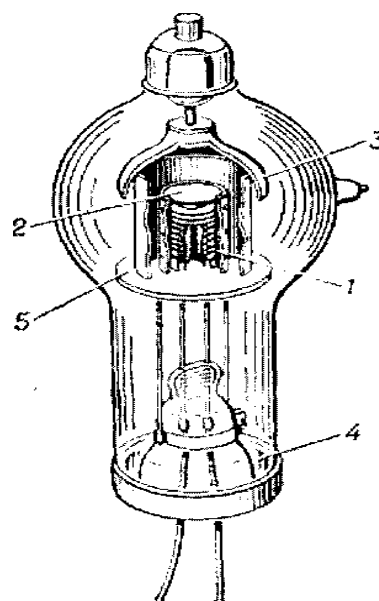


Рис. 42. Конструкция газотрона

несамостоятельный дуговой разряд, который поддерживается небольшим напряжением горения (10–30 В), а при отрицательном полупериоде анод находится под максимально выпрямляемым напряжением и ток в газотроне практически отсутствует. Напряжение горения мало зависит от протекающего тока, который для различных маломощных газотронов колеблется в пределах 0,01÷0,5 А, а для мощных – 15÷150 А. Вследствие незначительного падения напряжения (напряжение горения) при дуговом разряде выпрямители с газотроном имеют высокий КПД (95–99%). Допустимая температура окружающей среды во время работы газотрона с ртутным наполнением лежит в пределах от 15 до 50°С, а для газотрона с газовым наполнением – от 60 до 100°С. Газотроны различают: по роду наполняющего газа (смеси газов – аргон, гелий) или паров металла (пары ртути и др.), по конструкции анода (открытая, полуоткрытая, закрытая), по амплитуде выпрямляемого напряжения (низковольтные – тунгары, с напряжением на аноде до 300 В, нормальные – до 15 кВ и высоковольтные – до 70 кВ).

Вопросы для самоконтроля

1. Назовите основные носители заряда в газе.
2. Что такое ионизация?
3. Какие виды разрядов в газе существуют?
4. Объясните вольт-амперную характеристику газового разряда.
5. Что такое тлеющий разряд в газе?
6. Какой вид газового разряда применяется в газотроне?
7. Какой вид газового разряда применяется в тиратроне?
8. Где применяются газотроны?
9. Где применяются тиратроны?

Глава 7. Физические процессы в плазме

7.1. Плазма. Виды плазмы

Плазма – это частично или полностью ионизованный газ, в котором плотности положительных и отрицательных зарядов практически одинаковы. Таким образом, плазма в целом является электрически нейтральной системой.

Количественной характеристикой плазмы является степень ионизации. Степенью ионизации плазмы α называют отношение объемной концентрации заряженных частиц к общей объемной концентрации частиц. В зависимости от степени ионизации плазма подразделяется на *слабо ионизованную* (α составляет доли процентов), *частично ионизованную* (α порядка нескольких процентов) и *полностью ионизованную* (α близка к 100%). Слабо ионизованной плазмой в природных условиях являются верхние слои атмосферы – ионосфера. Солнце, горячие звезды и некоторые межзвездные облака – это полностью ионизованная плазма, которая образуется при высокой температуре.

Средние энергии различных типов частиц, составляющих плазму, могут значительно отличаться одна от другой. Поэтому плазму нельзя охарактеризовать одним значением температуры T ; различают электронную температуру T_e , ионную температуру T_i (или ионные температуры, если в плазме имеются ионы нескольких сортов) и температуру нейтральных атомов T_a (нейтральной компоненты). Подобная плазма называется неизотермической, в отличие от изотермической плазмы, в которой температуры всех компонентов одинаковы.

Плазма также разделяется на высокотемпературную ($T_j \approx 10^6$ – 10^8 К и более) и низкотемпературную ($T_j \leq 10$ К). Это разделение обусловлено особой важностью высокотемпературной плазмы в связи с проблемой осуществления управляемого термоядерного синтеза.

Плазма обладает рядом специфических свойств, что позволяет рассматривать ее как особое четвертое состояние вещества.

Основные характеристики плазмы:

1. Длина *дебаевского экранирования* мала по сравнению с характерным размером плазмы:

$$r_D / L \lll 1. \quad (83)$$

Дебаевская длина (дебаевский радиус) – расстояние, на которое распространяется действие электрического поля отдельного заряда в нейтральной среде, состоящей из положительно и отрицательно заряженных частиц (плазма, электролиты). Вне сферы радиуса дебаевской длины электрическое поле экранируется в результате поляризации окружающей среды.

2. Внутри сферы с радиусом Дебая находится большое число заряженных частиц:

$$r_D N \ggg 1, \quad (84)$$

где N – концентрация заряженных частиц;

3. Среднее время между столкновениями частиц велико по сравнению с периодом плазменных колебаний:

$$T \omega_{pl} \ggg 1. \quad (85)$$

7.2. Классификация плазмы

Плазма обычно разделяется на *идеальную* и *неидеальную*, *низкотемпературную* и *высокотемпературную*, *равновесную* и *неравновесную*, при этом довольно часто холодная плазма бывает неравновесной, а горячая равновесной.

Температура. В неравновесных плазмах электронная температура существенно превышает температуру ионов. Это происходит из-за различия в массах иона и электрона, которое затрудняет процесс обмена энергией. Такая ситуация встречается в газовых разрядах, когда ионы имеют температуру около сотен, а электроны около десятков тысяч градусов. В равновесных плазмах обе температуры равны. Поскольку для осуществления процесса ионизации необходимы температуры, сравнимые с потенциалом ионизации, равновесные плазмы обычно являются горячими (с температурой больше нескольких тысяч градусов). Понятие

"высокотемпературная плазма" употребляется обычно для плазмы термоядерного синтеза, который требует температур в миллионы градусов.

Степень ионизации определяется как отношение числа ионизованных частиц к общему числу частиц. Для низкотемпературных плазм характерны малые степени ионизации ($<1\%$). Так как такие плазмы довольно часто употребляются в плазменных технологиях, их иногда называют *технологическими плазмами*. Чаще всего их создают при помощи электрических полей, ускоряющих электроны, которые, в свою очередь, ионизируют атомы. Электрические поля вводятся в газ посредством индуктивной или емкостной связи. Типичные применения низкотемпературных плазм включают плазменную модификацию свойств поверхности (алмазные пленки, нитрирование металлов, изменение смачиваемости), плазменное травление поверхностей (полупроводниковая промышленность), очистку газов и жидкостей (озонирование воды и сжигание частичек сажи в дизельных двигателях).

Горячие плазмы почти всегда полностью ионизованы (степень ионизации – 100%). Обычно именно они понимаются под "четвертым агрегатным состоянием вещества". Примером может служить Солнце.

Плотность. Помимо температуры, которая имеет фундаментальную важность для самого существования плазмы, вторым наиболее важным свойством плазмы является плотность. Понятие "*плотность плазмы*" обычно обозначает *плотность электронов*, то есть число свободных электронов в единице объема (строго говоря, здесь, плотностью называют концентрацию – не массу единицы объема, а число частиц в единице объема).

Плотность ионов связана с ней посредством среднего зарядового числа ионов Z . Следующей важной величиной является плотность нейтральных атомов n_0 . В горячей плазме n_0 мала, но может, тем не менее, быть важной для физики процессов в плазме. Плотность в физике плазмы описывается безразмерным параметром плазмы r_s , который определяется как отношение среднего межчастичного состояния к радиусу Бора.

Квазинейтральность. Так как плазма является очень хорошим проводником, электрические свойства имеют важное значение. *Потенциалом плазмы* или *потенциалом пространства* назы-

вают среднее значение электрического потенциала в данной точке пространства. Если в плазму внесено какое-либо тело, его потенциал в общем случае будет меньше потенциала плазмы вследствие возникновения дебаевского слоя. Такой потенциал называют *плавающим потенциалом*. По причине хорошей электрической проводимости плазма стремится экранировать все электрические поля. Это приводит к явлению квазинейтральности – плотность отрицательных зарядов с хорошей точностью равна плотности положительных зарядов ($n_e - (Z)n_i$). В силу хорошей электрической проводимости плазмы разделение положительных и отрицательных зарядов невозможно на расстояниях, больших дебаевской длины, и временах, больших периода плазменных колебаний. Примером неквазинейтральной плазмы является пучок электронов. Однако плотность ненейтральных плазм должна быть очень мала, иначе они быстро распадутся за счёт кулоновского отталкивания.

7.3. Модели плазмы

Плазму можно описывать на различных уровнях детализации. Обычно плазма описывается отдельно от электромагнитных полей. Совместное описание проводящей жидкости и электромагнитных полей даётся в теории магнитогидродинамических явлений, или МГД-теории.

Флюидная (жидкостная) модель. Во флюидной модели электроны описываются в терминах плотности, температуры и средней скорости. В основе модели лежат уравнение баланса для плотности, уравнение сохранения импульса, уравнение баланса энергии электронов. В двухжидкостной модели таким же образом рассматриваются ионы.

Кинетическое описание. Иногда жидкостная модель оказывается недостаточной для описания плазмы. Более подробное описание даёт кинетическая модель. Плазма описывается в терминах Функции распределения электронов по скоростям. В основе модели лежит уравнение Больцмана. При совместном описании плазмы и электрического поля используется система уравнений Власова. Кинетическое описание необходимо применять в случае отсутствия термодинамического равновесия либо в случае присутствия сильных неоднородностей плазмы.

Модели "частица в ячейке" являются более подробными, чем кинетические. Они включают в себя кинетическую информацию путём слежения за траекториями большого числа отдельных частиц. Плотности электрического заряда и тока определяются путём суммирования частиц в ячейках, которые малы по сравнению с рассматриваемой задачей, но содержат большое число частиц. Электрические и магнитные поля находят из плотностей зарядов и токов на границах ячеек.

Базовые характеристики плазмы. Все величины даны в Гауссовых СГС единицах за исключением температуры, которая дана в eV, и массы ионов, которая дана в единицах массы протона $\mu = m_i/m_p$; Z – зарядовое число; k – постоянная Больцмана; K – длина волны; γ – адиабатический индекс; $\ln \Lambda$ – Кулоновский логарифм.

Частоты

- **Ларморова частота электрона**, угловая частота кругового движения электрона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю:

$$\omega_{ce} = eB/m_e c = 1.76 \times 10^7 B \text{ rad/s}. \quad (86)$$

- **Ларморова частота иона**, угловая частота кругового движения иона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю:

$$\omega_{ci} = eB/m_i c = 9.58 \times 10^3 Z \mu^{-1} B \text{ rad/s}. \quad (87)$$

- **Плазменная частота** (частота плазменных колебаний), частота с которой электроны колеблются около положения равновесия, будучи смещенными относительно ионов:

$$\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2} = 5.64 \times 10^4 n_e^{1/2} \text{ rad/s}. \quad (88)$$

- **Ионная плазменная частота:**

$$\omega_{pi} = (4\pi n_i Z^2 e^2 / m_i)^{1/2} = 1.32 \times 10^3 Z \mu^{1/2} n_i^{1/2} \text{ rad/s}. \quad (89)$$

- **Частота столкновений электронов:**

$$\nu_e = 2.91 \times 10^{-6} n_e \ln \Lambda T_e^{-3/2} s^{-1}. \quad (90)$$

- **Частота столкновений ионов:**

$$\nu_i = 4.80 \times 10^{-8} Z^4 \mu^{-1/2} n_i \ln \Lambda T_i^{-3/2} s^{-1}. \quad (91)$$

Длины

- **Де-Бройлева длина волны электрона**, длина волны электрона в квантовой механике:

$$\lambda = h/(m_e k T_e)^{1/2} = 2.76 \times 10^{-8} T_e^{-1/2} \text{ cm}. \quad (92)$$

- **Минимальное расстояние сближения в классическом случае**, минимальное расстояние, на которое могут сблизиться две заряженные частицы при лобовом столкновении и начальной скорости, соответствующей температуре частиц, в пренебрежении квантово-механическими эффектами:

$$e^2/kT = 1.44 \times 10^{-7} T^{1/2}_e B^{-1} \text{ cm}. \quad (93)$$

- **Гиромагнитный радиус электрона**, радиус кругового движения электрона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю:

$$r_e = v_{Te}/\omega_{ce} = 2,38 T_e^{1/2} B^{-1} \text{ cm}. \quad (94)$$

- **Гиромагнитный радиус иона**, радиус кругового движения иона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю:

$$r_i = v_{Ti}/\omega_{ci} = 1,02 \times 10^2 \mu^{1/2} Z^1 T_i^{1/2} B^{-1} \text{ cm}. \quad (95)$$

- **Размер скин-слоя плазмы**, расстояние, на которое электромагнитные волны могут проникать в плазму:

$$c/\omega_{pe} = 5.31 \times 10^5 n_e^{-1/2} \text{ cm}. \quad (96)$$

Радиус Дебая (длина Дебая), расстояние, на котором электрические поля экранируются за счёт перераспределения электронов:

$$\lambda_D = (kT/4\pi n e^2)^{1/2} = 7.43 \times 10^2 T^{1/2} n^{-1/2} \text{ см.} \quad (97)$$

Скорости

• **Тепловая скорость электрона**, формула для оценки скорости электронов при распределении Максвелла. Средняя скорость, наиболее вероятная скорость и среднеквадратичная скорость отличаются от этого выражения лишь множителями порядка единицы:

$$v_{Te} = (kT_e/m_e)^{1/2} = 4.19 \times 10^7 T_e^{1/2} \text{ см/с.} \quad (98)$$

• **Тепловая скорость иона**, формула для оценки скорости ионов при распределении Максвелла:

$$v_{Ti} = (kT_i/m_i)^{1/2} = 9.79 \times 10^5 \mu^{-1/2} T_i^{1/2} \text{ см/с.} \quad (99)$$

• **Скорость ионного звука**, скорость продольных ионно-звуковых волн:

$$c_s = (\gamma Z k T_e / m_i)^{1/2} = 9.79 \times 10^5 (\gamma Z T_e / \mu)^{1/2} \text{ см/с.} \quad (100)$$

• **Альфвеновская скорость**, скорость Альфвеновских волн:

$$v_A = B / (4\pi n_i m_i)^{1/2} = 2.18 \times 10^{11} \mu^{-1/2} n_i^{-1/2} B \text{ см/с.} \quad (101)$$

Из-за большой подвижности заряженные частицы плазмы легко перемещаются под действием электрических и магнитных полей. Поэтому любое нарушение электрической нейтральности отдельных областей плазмы, вызванное скоплением частиц одного знака заряда, быстро ликвидируется. Возникающие электрические поля перемещают заряженные частицы до тех пор, пока электрическая нейтральность не восстановится и электрическое поле не станет равным нулю. В отличие от нейтрального газа, между молекулами которого существуют короткодействующие силы, меж-

ду заряженными частицами плазмы действуют кулоновские силы, сравнительно медленные, убывающие с расстоянием. Каждая частица взаимодействует сразу с большим количеством окружающих частиц. Благодаря этому, наряду с хаотическим тепловым движением, частицы плазмы могут участвовать в разнообразных упорядоченных движениях. В плазме легко возбуждаются разного рода колебания и волны.

7.4. Приборы на основе электронных явлений в плазме

Проводимость плазмы увеличивается по мере роста степени ионизации. При высокой температуре полностью ионизованная плазма по своей проводимости приближается к сверхпроводникам.

Низкотемпературная плазма применяется в газоразрядных источниках света – в светящихся трубках рекламных надписей, в лампах дневного света. Газоразрядную лампу используют во многих приборах, например в газовых лазерах – квантовых источниках света.

Высокотемпературная плазма применяется в магнитогидродинамических генераторах.

Недавно был создан новый прибор – плазмотрон. В плазмотроне создаются мощные струи плотной низкотемпературной плазмы, широко применяемые в различных областях техники: для резки и сварки металлов, бурения скважин в твердых породах и т. д.

Вопросы для самоконтроля

1. Какие виды плазмы известны?
2. В чем отличие плазмы и газа?
3. Перечислите основные свойства плазмы.
4. Какие математические модели используются для описания плазмы?
5. Перечислите основные параметры, используемые для описания плазмы.
6. В каких приборах используется плазма?
7. Перечислите отрасли народного хозяйства, где используется плазма.

Глава 8. Взаимодействие атомных частиц с веществом

8.1. Взаимодействие нейтронов с твердыми телами

Нейтрон представляет собой электрически нейтральную частицу с массой покоя, равной приблизительно массе покоя протона, вместе с которым они образуют ядра всех элементов. Поскольку нейтрон электрически нейтрален, он может вызывать различные ядерные реакции, в частности цепные реакции деления тяжелых ядер (теория, урана, плутония), осуществляемые в ядерных реакторах.

Свойства нейтронов различных энергий. Проходя сквозь вещество, нейтроны вызывают различные ядерные реакции и упруго рассеиваются на ядрах. Интенсивностью этих микроскопических процессов, в конечном счете, определяются все макроскопические свойства прохождения нейтронов через вещество, такие как замедление, диффузия, поглощение и т. д. Так как нейтрон имеет нулевой электрический заряд, он практически не взаимодействует с электронами атомных оболочек. Поэтому атомные характеристики среды не играют никакой роли в распространении нейтронов в веществе. Это чисто ядерный процесс.

Сечения различных нейтрон-ядерных реакций зависят от энергии нейтронов, сильно и нерегулярно изменяются от ядра к ядру при изменении A или Z . Сечения взаимодействия нейтронов с ядрами в среднем растут по закону " $1/v$ " при уменьшении энергии нейтрона. По этому свойству нейтроны разделяются на две большие группы – *медленных* и *быстрых* нейтронов. Граница между этими группами не является строго определённой. Она лежит в области 1000 эВ. Заметим, что "медленность" медленных нейтронов весьма относительна. Даже нейтрон с энергией 0,025 эВ имеет скорость 2 км/сек.

Медленные нейтроны принято подразделять на *холодные*, *тепловые* и *резонансные*.

Холодными называют нейтроны с энергиями ниже 0,025 эВ:

$$E_{хол} < 0,025 \text{ эВ}. \quad (102)$$

У холодных нейтронов очень сильно проявляются волновые свойства, т. к. длина волны холодного нейтрона намного больше межуатомных расстояний.

Энергия $E_{тепл} = 0,025 \text{ эВ}$ определяет порядок энергий тепловых нейтронов. В температурной шкале

$$E_{тепл} = kT, \quad (103)$$

где k – постоянная Больцмана, для абсолютной температуры, соответствующей энергии тепловых нейтронов, получается значение $T = 300^\circ \text{ К}$, т. е. комнатная температура. Таким образом, энергия $E_{тепл}$ соответствует наиболее вероятной скорости нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой при комнатной температуре.

Нейтроны с энергиями от 0,5 эВ до 1 кэВ называют *резонансными*, потому что в этой области для средних и тяжёлых ядер полное нейтронное сечение велико и его зависимость от энергии представляет собой густой частокол резонансов.

Нейтроны с энергиями от 1 до 100 кэВ называют *промежуточными*. Часто в промежуточные включают и резонансные нейтроны. В этой области энергий отдельные резонансы сливаются (исключением являются лёгкие ядра) и сечения в среднем падают с ростом энергии.

К быстрым относят нейтроны с энергиями от 100 кэВ до 14 МэВ.

Замедление нейтронов происходит при упругих столкновениях с ядрами, т. к. если до столкновения ядро покоилось, то после столкновения оно приходит в движение, получая от нейтрона некоторую энергию. Поэтому нейтрон замедляется. Однако это замедление нейтронов не может привести к их полной остановке из-за теплового движения ядер. Энергия теплового движения порядка kT . Если нейтрон замедлился до этой энергии, то при столкновении с ядром он может с равной вероятностью как отдать, так и получить энергию. Нейтроны с энергиями kT находятся в тепловом равновесии со средой. Поглощение и диффузия нейтронов происходят как во время замедления, так и после окончания этого процесса.

Практическая важность процесса замедления обусловлена тем, что в большинстве нейтронных источников (реактор, радон-бериллиевая ампула и т. д.) нейтроны рождаются в основном с энергиями от десятков кэВ до нескольких МэВ, в то время как большинство важных в прикладном отношении нейтронных реакций, согласно закону " $1/v$ ", наиболее интенсивно идёт при низких энергиях нейтронов.

Чтобы понять основные закономерности процесса замедления нейтронов, рассмотрим сначала среднюю потерю энергии быстрого нейтрона при столкновении с ядром водорода – протоном. Так как массы нейтрона и протона примерно равны, то баланс энергии при столкновении имеет вид

$$E_0 = Mv^2/2 = Mv_n^2/2 + Mv_p^2/2, \quad (104)$$

где E_0 и v – начальные энергия и скорость нейтрона, v_n , v_p – соответственно скорости нейтрона и протона после столкновения. Поскольку в системе центра инерции рассеяние изотропно, то в среднем протон и нейтрон и в лабораторной системе имеют после столкновения одинаковые энергии (благодаря равенству их масс):

$$E_1 = \frac{\overline{Mv_n^2}}{2} = \frac{\overline{Mv_p^2}}{2} = \frac{E_0}{2}, \quad (105)$$

где E_1 – средняя энергия нейтрона после столкновения. Таким образом, в водороде энергия нейтрона в среднем уменьшается вдвое при каждом столкновении. Если нейтрон сталкивается не с протоном, а с более тяжёлым ядром, то средняя потеря энергии при столкновении уменьшается. При рассеянии нейтрона на ядре с массовым числом A средняя потеря энергии определяется соотношением

$$E_1 = (1-a/2)E_0, \text{ где } a = 4A / (A+1)^2. \quad (106)$$

Например, если замедлителем является углерод ^{12}C , то $E_1 \approx 0,8E_0$.

Таким образом, в углероде энергия нейтрона в среднем будет уменьшаться вдвое лишь после трёх столкновений. Замедление идёт тем эффективнее, чем легче ядра замедлителя. Кроме того, от хорошего замедлителя требуется, чтобы он слабо поглощал нейтроны, т. е. имел малое сечение поглощения. Малые величины имеют сечения поглощения нейтронов на дейтерии и кислороде. Поэтому прекрасным замедлителем является тяжёлая вода D_2O . Приемлемым, но несколько худшим замедлителем является обычная вода H_2O , так как водород поглощает нейтроны заметно интенсивнее, чем дейтерий. Неплохими замедлителями являются также углерод, бериллий, двуокись бериллия.

Важной чертой процесса замедления является то, что потеря энергии на столкновение, согласно (105), (106), пропорциональна самой энергии. Так, при столкновении с атомом водорода нейтрон с энергией 1 МэВ теряет 0,5 МэВ, а нейтрон с энергией в 10 эВ – всего 5 эВ. Поэтому длительность замедления и проходимый при замедлении путь обычно слабо зависят от начальной энергии нейтрона. Некоторым исключением являются водородсодержащие вещества. Сечение "нейтрон – протон" резко падает при повышении энергии выше 100 кэВ. Поэтому длина замедления в водородсодержащих веществах относительно сильно зависит от энергии нейтрона. Время замедления нейтрона невелико. Даже в таком тяжёлом замедлителе, как свинец, нейтрон замедляется от энергии 1 МэВ до 1 эВ за $4 \cdot 10^{-4}$ с.

Важнейшей характеристикой процесса замедления является *длина замедления*, обозначаемая через x' . Величина x носит не соответствующее её размерности название *возраста нейтронов*. Смысл этой величины состоит в том, что

$$\tau = \overline{r_3^2} / 6, \quad (107)$$

где $\overline{r_3^2}$ – среднеквадратичное расстояние, на которое нейтрон уходит от источника в процессе замедления в интервале энергий от 1 МэВ до 1 эВ. Длина замедления в хороших замедлителях имеет порядок десятков сантиметров. Начиная с энергий 0,5 – 1 эВ при столкновениях нейтронов с ядрами становится существенной теп-

ловая энергия атомов. Распределение нейтронов начинает стремиться к равновесному, т. е. максвелловскому:

$$dN/dE \approx e^{-E/kT} E^{1/2}, E < 1 \text{ эВ}. \quad (108)$$

Этот процесс называется термализацией нейтронов.

Диффузия нейтронов. Замедленные до тепловых энергий нейтроны диффундируют, распространяясь в веществе во все стороны от источника. Этот процесс приближённо описывается обычным уравнением диффузии с обязательным учётом поглощения, которое для тепловых нейтронов всегда велико. Основной характеристикой среды, описывающей процесс диффузии, является *длина диффузии* L , определяемая соотношением

$$L^2 = \frac{\overline{r_d^2}}{6}, \quad (109)$$

где $\overline{r_d^2}$ – среднеквадратичное расстояние, на которое уходит тепловой нейтрон в веществе от места рождения до поглощения. Длина диффузии имеет примерно тот же порядок, что и длина замедления $\tau^{1/2}$. Обе эти величины определяют расстояние от источника, на котором будет заметное количество тепловых нейтронов.

Величина L зависит не только от собственно диффузии, но и от поглощающих свойств среды. Поэтому L не полностью характеризует процесс диффузии. Дополнительной независимой характеристикой диффузии является среднее время τ_d жизни диффундирующего нейтрона.

Альбеда нейтронов. Интересным свойством нейтронов является их способность отражаться от различных веществ. Это отражение не когерентное, а диффузное. Его механизм таков. Нейтрон, попадая в среду, испытывает беспорядочные столкновения с ядрами и после ряда столкновений может вылететь обратно. Вероятность такого вылета носит название альбеда нейтронов для данной среды. Очевидно, что альбеда тем выше, чем больше сечение рассеяния и чем меньше сечение поглощения нейтронов ядрами среды. Хорошие отражатели отражают до 90% попадающих в них нейтронов, т. е. имеют альбеда до 0,9. В частности, для обычной

воды альbedo равно 0,8. Неудивительно поэтому, что отражатели нейтронов широко применяются в ядерных реакторах и других нейтронных установках. Возможность отражения нейтронов объясняется следующим образом. Вошедший в отражатель нейтрон при каждом столкновении с ядром может рассеяться в любую сторону. Если нейтрон у поверхности рассеялся назад, то он вылетает обратно, т. е. отражается. Если же нейтрон рассеялся в другом направлении, то он может рассеяться так, что уйдёт из среды при последующих столкновениях. Этот же процесс приводит к тому, что концентрация нейтронов резко снижается вблизи границы среды, в которой они рождаются, т. к. вероятность для нейтрона уйти наружу велика.

8.2. Дифракционное рассеяние в кристаллической решетке

Нейтронография – метод изучения строения молекул, кристаллов и жидкостей с помощью рассеяния нейтронов. Сведения об атомной и магнитной структуре кристаллов получают из экспериментов по дифракции нейтронов; о тепловых колебаниях атомов в молекулах и кристаллах – из экспериментов по рассеянию нейтронов, при котором нейтроны обмениваются энергией с изучаемым объектом (рассеяние в этом случае называется неупругим). Первые работы в области нейтронографии принадлежат в основном Э. Ферми (1946–1948); главные принципы ее были впервые изложены в 1948 г. в обзоре американских учёных Э. Уоллана и К. Шалла.

Нейтронографический эксперимент осуществляется на пучках нейтронов, выпускаемых из ядерных реакторов (предполагается использование для этих целей ускорителей электронов со специальными мишенями). Нейтронографическая аппаратура (дифрактометры, нейтронные спектрометры разных типов и т. д.) размещается в непосредственной близости от реактора на пути нейтронных пучков. Плотность потока нейтронов в пучках самых мощных реакторов на несколько порядков меньше плотности потока квантов рентгеновской трубки, поэтому нейтронографическая аппаратура, нейтронографический эксперимент сложны; по этой же причине используемые в нейтронографии образцы существенно крупнее,

чем в рентгенографии. Эксперименты могут проводиться в широком интервале температур (от 1 до 1500 ° К и выше), давлений, магнитных полей и др.

Нейтроннограмма представляет собой совокупность максимумов когерентного ядерного или магнитного рассеяния на фоне диффузного рассеяния.

Успешное использование нейтронографии обусловлено удачным сочетанием свойств нейтрона как элементарной частицы. Современные источники нейтронов – ядерные реакторы – дают тепловые нейтроны широкого диапазона энергий с максимумом в области 0,06 эВ. Соответствующая этой энергии де-бройлевская длина волны нейтронов (~ 1) соизмерима с величиной межатомных расстояний в молекулах и кристаллах, что делает возможным осуществление дифракции нейтронов в кристаллах; на этом основан метод структурной нейтронографии. Соизмеримость энергии тепловых нейтронов с энергией тепловых колебаний атомов и молекулярных групп в кристаллах и жидкостях обеспечивает оптимальное использование неупругого рассеяния нейтронов в нейтронной спектроскопии. Наличие у нейтрона магнитного момента, который может взаимодействовать с магнитными моментами атомов в кристаллах, позволяет осуществить магнитную дифракцию нейтронов на магнитоупорядоченных кристаллах, что является основой магнитной нейтронографии.

Структурная нейтронография – один из основных современных методов структурного анализа кристаллов (вместе с рентгеновским структурным анализом и электронографией). Геометрическая теория дифракции всех трёх излучений – рентгеновских лучей, электронов, нейтронов – одинакова, но физическая природа взаимодействия их с веществом различна, что определяет специфику и области применения каждого из методов. Рентгеновские лучи рассеиваются электронными оболочками атомов, нейтроны (через короткодействующие ядерные силы) – атомными ядрами, электроны – электрическим потенциалом атомов. Вследствие этого структурная нейтронография имеет ряд особенностей. Рассеивающая способность атомов характеризуется атомной амплитудой рассеяния f . Особый характер взаимодействия нейтронов с ядрами приводит к тому, что атомная амплитуда рассеяния нейтронов f_n (обычно её обозначают буквой b) для различных элементов (в от-

личие от f рентгеновских лучей) несистематическим образом зависит от порядкового номера Z элемента в периодической системе. В частности, рассеивающие способности лёгких и тяжёлых элементов оказываются одного порядка. Поэтому изучение атомной структуры соединений лёгких элементов с тяжёлыми является специфической областью структурной нейтронографии. Прежде всего это относится к соединениям, содержащим легчайший элемент – водород. Рентгенографически и электронографически в некоторых благоприятных случаях удаётся определить положение атомов водорода в кристаллах его соединений с др. лёгкими атомами (с $Z \approx 30$). Нейтронографически определение положения атомов водорода не сложнее, чем для большинства других элементов, причём существенная методическая выгода достигается заменой в изучаемой молекуле атомов водорода на его изотоп – дейтерий. С помощью нейтронографии определена структура большого числа органических соединений, гидридов и кристаллогидратов, уточнена структура различных модификаций льда, водородсодержащих сегнетоэлектриков и т. д., что дало новую информацию для развития кристаллохимии водорода.

Другая область оптимального использования нейтронографии – исследование соединений элементов с близкими Z (для рентгеновских лучей такие элементы практически неразличимы, так как их электронные оболочки содержат почти одинаковые числа электронов), например соединений типа шпинели $MnFe_2O_4$, сплавов $Fe-Co-Ni$ и др. Предельный случай – исследование соединений разных изотопов данного элемента, которые рентгенографически абсолютно неразличимы, а для нейтронов различаются так же, как разные элементы.

В структурной нейтронографии из эксперимента находят интенсивности максимумов когерентного рассеяния $I(hkl)$ (где h, k, l – кристаллографические индексы Миллера), связанные со структурными амплитудами $F(hkl)$ определёнными соотношениями. Далее с помощью рядов Фурье, коэффициенты которых являются величинами $F(hkl)$, строится функция ядерной плотности $\rho(x, y, z)$. Суммирование рядов (как и большинство других вычислений в структурном анализе) осуществляется на быстродействующих ЭВМ по специальным программам. Максимумы функции $\rho(x, y, z)$ соответствуют положениям ядер атомов.

Имеются некоторые различия в природе результатов, получаемых рентгено- и нейтронографически: в первом случае экспериментально определяется положение центра тяжести электронного облака атома, во втором – центра тяжести центроида тепловых колебаний ядра. В некоторых прецизионных экспериментах это приводит к различию в межатомных расстояниях, полученных методами рентгенографии и нейтронографии. С другой стороны, такое различие может быть использовано в исследовании распределения деталей электронной плотности в молекулах и кристаллах, ответственных за ковалентную химическую связь, неподелённую пару электронов и др.

Нейтронная спектроскопия. Близкие значения энергии тепловых нейтронов и энергии тепловых колебаний атомов в кристаллах позволяют измерять последнюю в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов с высокой точностью. В этом случае часть энергии нейтрона при взаимодействии передаётся молекуле или кристаллу, возбуждая колебания того или иного типа; возможен и обратный процесс передачи энергии от кристалла нейтрону. Различают неупругое когерентное и некогерентное рассеяния нейтронов. Когерентное неупругое рассеяние медленных нейтронов определяется динамикой всех частиц кристалла и может рассматриваться как столкновение нейтрона с коллективными тепловыми колебаниями решётки – фононами, при котором энергия и импульс (точнее, квазиимпульс) сталкивающихся частиц сохраняются. Эксперименты по неупругому когерентному рассеянию нейтронов на монокристаллах исследуемого соединения дают поэтому полную информацию о фононах в кристалле – фононные дисперсионные кривые, что недоступно другим методам исследований. Строятся дисперсионные кривые фононов (акустические и оптические ветви) в кристалле германия для двух кристаллографических направлений. Совпадение экспериментальных результатов с расчётами, сделанными на основе определённой теоретической модели, говорит о справедливости модели, а также позволяет вычислить ряд параметров силового межатомного взаимодействия.

При некогерентном неупругом рассеянии нейтроны рассеиваются отдельными ядрами кристалла, однако вследствие сильной связи ядер в решётке остальные ядра оказывают влияние на рассеяние медленных нейтронов, так что и в этом случае в рассеянии

принимает участие весь коллектив частиц. Поэтому такое рассеяние можно также рассматривать как нейтрон-фононное столкновение, при котором, однако, сохраняется лишь энергия сталкивающихся частиц, а их импульс не сохраняется. Эксперименты по неупругому некогерентному рассеянию медленных нейтронов на моно- и поликристаллических образцах позволяют получить фононный спектр кристалла. По сравнению с другими методами (в первую очередь оптическими) нейтронная спектроскопия даёт возможность проводить исследования в широком диапазоне волновых векторов и спуститься до очень малых частот ($\sim 20 \text{ см}^{-1}$); кроме того, рассеяние не ограничено в этом случае правилами отбора – в нейтронном эксперименте все колебания активны. Большое сечение некогерентного рассеяния нейтронов протонами делает и в этом случае водородсодержащие соединения хорошим объектом исследований. Некоторые сведения могут быть получены и о динамике жидкостей и аморфных тел (времена релаксации, подвижность и др.).

Магнитная нейтронография. Атомы некоторых элементов (переходных металлов, редкоземельных элементов и актинидов) обладают ненулевым спиновым и (или) орбитальным магнитным моментом. Ниже определённой критической температуры магнитные моменты этих атомов в чистых металлах или в соединениях устанавливаются упорядоченно – возникает упорядоченная атомная магнитная структура. Это существенно влияет на свойства магнетика. Магнитная нейтронография – практически единственный метод обнаружения и исследования магнитной структуры металлов. Наличие магнитного упорядочения обнаруживается обычно по появлению на нейтронограммах на фоне ядерного рассеяния дополнительных максимумов когерентного магнитного рассеяния, интенсивность которых зависит от температуры. По положению этих максимумов и их интенсивности можно определить тип магнитной структуры кристалла и величину магнитного момента атомов. В экспериментах с монокристаллами можно, кроме того, установить абсолютное направление магнитных моментов в кристалле и построить распределение спиновой плотности (т. е. плотности той части электронов, спин которых не скомпенсирован в пределах одного атома) в элементарной ячейке кристалла.

Форма максимумов спиновой плотности позволяет сделать определённые выводы о строении электронной оболочки атома железа в кристалле.

Неупругое когерентное магнитное рассеяние нейтронов даёт возможность исследовать динамическое состояние магнитоупорядоченных кристаллов, т. е. элементарные возбуждения в таких кристаллах (спиновые волны, или магноны).

Метод нейтронографии позволяет решать широкий круг вопросов, относящихся к структуре вещества, например проводить исследование строения биополимеров, аморфных тел, микроструктуры специальных сплавов, изучать фазовые переходы и др.

8.3. Твердотельный лазер

Физические принципы работы лазеров.

Свойства лазерного излучения

Лазеры обычно называют оптическими квантовыми генераторами. Уже из этого названия видно, что в основе работы лазеров лежат процессы, подчиняющиеся законам квантовой механики. Согласно квантово-механическим представлениям, атом, как, впрочем, и другие частицы (молекулы, ионы и др.), поглощает и излучает энергию определёнными порциями – квантами. При обычных условиях в отсутствие каких-либо внешних воздействий атом находится в невозбуждённом состоянии, соответствующем наиболее низкому из возможных энергетическому уровню. В таком состоянии атом не способен излучать энергию. При поглощении кванта энергии атом переходит на более высокий энергетический уровень, то есть возбуждается. Переход атома с одного энергетического уровня на другой происходит дискретно, минуя все промежуточные состояния. Время нахождения атома в возбуждённом состоянии ограничено и в большинстве случаев невелико. Излучая энергию, атом переходит снова в основное состояние. Этот переход осуществляется самопроизвольно, в отличие от процесса поглощения квантов, который является вынужденным (индуцированным).

Лазеры генерируют излучение в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра, что соответствует диапазону электромагнитных волн, называемому светом. В связи с этим наи-

более интересным представляется рассмотрение механизма взаимодействия атомов именно с этой частью спектра электромагнитных излучений.

Свет, как известно, имеет двойственную природу: с одной стороны, это волна, характеризующаяся определённой частотой, амплитудой и фазой колебаний, с другой стороны – поток элементарных частиц, называемых фотонами. Каждый фотон представляет собой квант световой энергии. Энергия фотона прямо пропорциональна частоте световой волны, которая, в свою очередь, определяет цвет светового излучения.

Поглощая фотон, атом переходит с более низкого энергетического уровня на более высокий. При самопроизвольном переходе на более низкий уровень атом испускает фотон. Для атомов конкретного химического элемента разрешены только совершенно определённые переходы между энергетическими уровнями. Вследствие этого атомы поглощают только те фотоны, энергия которых в точности соответствует энергии перехода атома с одного энергетического уровня на другой. Визуально это проявляется в существовании для каждого химического элемента индивидуальных спектров поглощения, содержащих определённый набор цветных полос.

Фотон, испускаемый атомом при переходе на более низкий энергетический уровень, также обладает совершенно определённой энергией, соответствующей разности энергий между энергетическими уровнями. По этой причине атомы способны излучать световые волны только определённых частот. Этот эффект наглядно проявляется при работе люминесцентных ламп, часто используемых в уличной рекламе. Полость такой лампы заполнена каким-либо инертным газом. Атомы газа возбуждаются ультрафиолетовым излучением, которое возникает при пропускании электрического тока через специальный слой, покрывающий внутреннюю поверхность оболочки лампы. Возвращаясь в основное состояние, атомы газа дают свечение определённого цвета. Так, например, неон даёт красное свечение, а аргон – зелёное.

Самопроизвольные (спонтанные) переходы атомов с более высокого энергетического уровня на более низкий носят случайный характер. Генерируемое при этом излучение не обладает свойствами лазерного излучения: параллельностью световых пуч-

ков, когерентностью (согласованностью амплитуд и фаз колебаний во времени и пространстве), монохромностью (строгой одноцветностью). Однако ещё в 1917 г. Альберт Эйнштейн предсказал существование наряду со спонтанными переходами на более низкий энергетический уровень индуцированных переходов. Впоследствии эта возможность была реализована в конструкции лазеров. Сущность этого явления состоит в том, что фотон светового потока, встречая на своём пути возбуждённый атом, выбивает из него фотон с точно такими же характеристиками. В результате число одинаковых фотонов удваивается. Вновь образовавшийся фотон, в свою очередь, способен генерировать ещё один фотон, выбивая его из другого возбуждённого атома. Таким образом, число одинаковых фотонов лавинообразно нарастает. Генерируемое при этом излучение характеризуется высокой степенью параллельности пучков светового потока, когерентности и монохромности, так как в нём присутствуют только те фотоны, которые обладают одинаковой энергией и направлением движения.

Очевидно, что индуцированное излучение может возникать только в тех системах, где число возбуждённых атомов достаточно велико. На практике число возбуждённых атомов должно превышать 50% от общего числа атомов в системе.

В равновесных системах достижение этого условия невозможно, так как число переходов с нижележащего уровня на вышележащий равно числу обратных переходов.

Для получения эффекта индуцированного излучения систему необходимо перевести в неравновесное, а следовательно, неустойчивое состояние. Кроме того, интенсивность внешнего светового потока, предоставляющего исходные фотоны для начала процесса, также должна быть достаточной.

Лазер состоит из трех основных частей: активного (рабочего) вещества, резонансной системы, представляющей две параллельные пластины с нанесенными на них отражающими покрытиями, и системы возбуждения (накачки), в качестве которой обычно используется ксеноновая лампа-вспышка с источником питания (рис. 43).

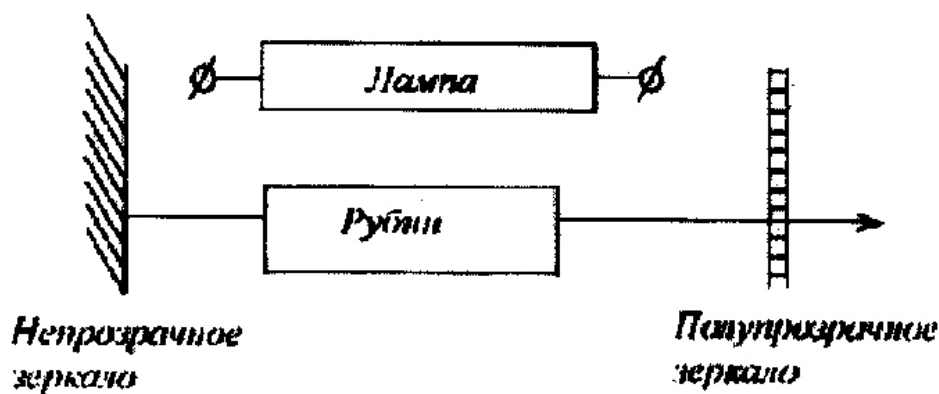


Рис. 43. Структурная схема рубинового лазера

Кристалл рубина представляет собой окись алюминия, в кристаллической решетке которого некоторое число атомов Al заменено трехвалентными ионами Cr . При поглощении света ионы хрома переходят с нормального уровня E_1 на возбужденный E_3 . Последний представляет, собственно, не уровень, а достаточно широкую полосу. Возбужденные в пределах этой полосы ионы хрома затем частично переходят на некоторый ниже лежащий уровень E_2 , на котором они задерживаются в течение нескольких миллисекунд, т. е. в течение времени на 4–5 порядков величины большего нормального времени жизни возбужденного состояния ($10^{-7} - 10^{-8}$ с). Благодаря этому на уровне E_2 (который называется метастабильным) накапливается значительное число возбужденных ионов.

Пока концентрация возбужденных ионов не достигает 50% всего числа ионов, возвращение на нормальный уровень E_1 сопровождается обычной красной флуоресценцией рубина с указанной средней продолжительностью в несколько миллисекунд. Но как только число возбужденных ионов превзойдет число ионов на нормальном уровне, создается среда с инверсной, с точки зрения распределений Больцмана, населенностью уровней и вследствие этого возникает возможность высвечивания за счет вынужденных переходов. Для наблюдения этого явления кристалл рубина берется в виде стерженька или призмы длиной в несколько сантиметров с оптически отполированными строго параллельными посереб-

ренными торцовыми гранями, выполняющими функцию резонатора, одна из которых делается полупрозрачной.

Достаточно нескольких фотонов, освобожденных путем спонтанных переходов, чтобы начался процесс вынужденных переходов, причем освобожденные фотоны, в свою очередь, вызывают новые вынужденные переходы, и таким образом процесс лавинообразно нарастает. Этому способствуют многократные отражения нарастающей лавины на противоположных торцовых гранях. При этом лавина растет, распространяясь направо и налево внутри кристалла параллельно его оси, так как фотоны, случайно испущенные в других направлениях, уходят из кристалла через его боковую поверхность. Часть фотонов через полупрозрачную грань выходит из кристалла и распространяется в виде узкого почти строго параллельного пучка.

До возбуждения подавляющее число частиц находится на исходном уровне 1. Накачка осуществляется радиацией частотой ν_4 . После этого возникает неоптический переход частиц с уровня 4 на метастабильный уровень 3, где и происходит накопление частиц. Так как число частиц на уровне 2 ничтожно мало, то инверсная заселенность уровней канала 3—»2 создается при переводе на уровень 3 даже небольшого количества частиц (рис. 44).

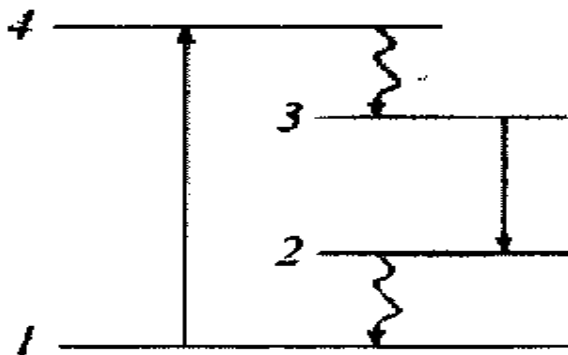


Рис. 44. Переходы в рубиновом лазере

Устройство оптического квантового генератора (лазера) очень просто. Он состоит из активного вещества (стержня, трубки с газом), системы накачки и двух зеркал (рис. 45).

Основные элементы лазера с оптической накачкой. Цифрой 2 отмечены яркие газоразрядные лампы, обычно импульсного, крат-

ковременного действия. Роль зеркал 3, 4 легко понять, не вникая в детали теории резонаторов. Суть метода – в искусственном удлинении пути, проходимом светом внутри усиливающего стержня 1. Многократное повторение процесса усиления, возникающее при наличии зеркал, по своему эффекту эквивалентно существенному увеличению длины активного стержня.

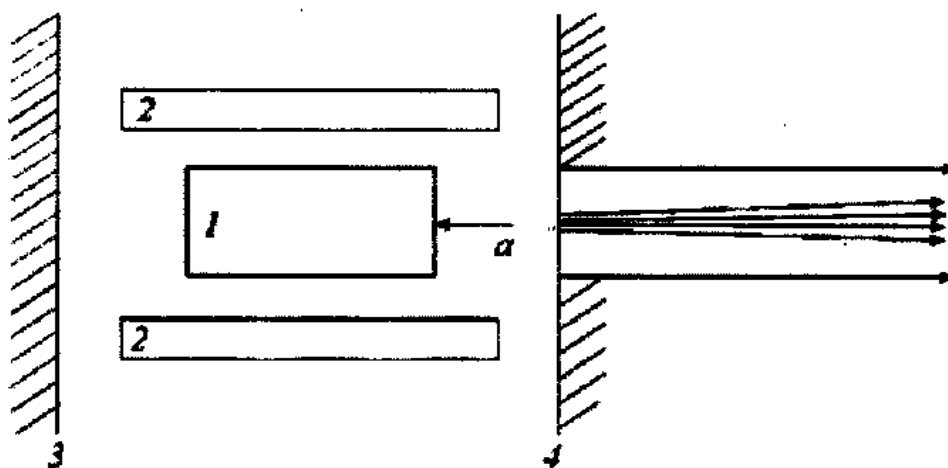


Рис. 45. Устройство оптического квантового генератора

Основные специфические свойства лазерного излучения

Направленность. Отличается от свойств других источников: ламп накаливания, люминесцентных ламп, огня, прожектора, электрической дуги, искры.

Угол расходимости лазерного луча составляет несколько угловых минут, а иногда даже и угловых секунд.

Монохроматичность. Любой поток электромагнитных волн всегда обладает некоторым набором частот. Набор частот лазерного излучения чрезвычайно узок, что и определяет его очень высокую монохроматичность.

Когерентность. Свет, испускаемый квантовым генератором, обладает высокой степенью когерентности.

Применение лазеров в промышленности

Сразу же после появления лазеров и начала исследования взаимодействия лазерного луча с различными материалами стало

ясно, что этот инструмент может найти широкое применение в разнообразных промышленных технологических процессах. Дело в том, что лазерный импульс несет в себе огромный запас энергии (рубиновый лазер при кратковременном импульсе может достичь мощности в несколько миллиардов ватт). При попадании подобного луча на поверхность материала он вызывает мгновенное разогревание этой поверхности вплоть до испарения даже очень тугоплавкого материала. Это обстоятельство используется при сверлении отверстий в твердых материалах, резке и сварке металлов и пластмасс, заточке режущих инструментов, в том числе изготовленных из сверхтвердых сплавов.

Лазерный луч можно сконцентрировать в очень тонкий пучок, имеющий на малых расстояниях практически нулевую расходимость. Это позволяет сконцентрировать излучаемую энергию на очень малой площади, например соответствующей площади контакта между блоками электронной схемы.

Оптоволоконные линии связи обладают огромной пропускной способностью. По одной нитке такой линии можно одновременно передавать в несколько раз больше телефонных разговоров, чем по целому многожильному кабелю, составленному из традиционных медных проводов. Кроме того, на распространение лазерного луча по волоконно-оптическим линиям не оказывают влияние практически никакие помехи.

В настоящее время лазерные компакт-диски широко используются как для хранения компьютерной информации, так и для хранения и распространения музыкальных программ, предназначенных для воспроизведения на лазерных проигрывателях.

Вопросы для самоконтроля

1. Перечислите виды взаимодействия нейтронов с веществом.
2. Какие основные параметры описывают рассеяние нейтронов?
3. Дайте определение дифракции нейтронов.
4. Объясните основные принципы нейтронографии.
5. Перечислите области применения нейтронографии.
6. Перечислите основные физические процессы при лазерном излучении.

7. Дайте определение квантовых явлений в твердотельном лазере.
8. Объясните структурную схему твердотельного лазера.
9. Перечислите основные элементы лазера.
10. Какие основные свойства лазерного излучения известны?
11. Где применяются квантовые генераторы?

Глава 9. Физика жидких кристаллов

9.1. Строение жидких кристаллов

Жидкие кристаллы – вещества, переходящие при определенных условиях (температура, давление, концентрация в растворе) в жидкокристаллическое состояние, которое является промежуточным между кристаллическим состоянием и жидкостью. Как и обычные жидкости, Ж. к. обладают текучестью, но при этом для них характерно спонтанное появление анизотропии свойств при отсутствии трехмерного дальнего порядка в расположении частиц (атомов, молекул). Поэтому жидкокристаллическое состояние часто называют также мезоморфным (мезофазой). На диаграмме состояния температурный интервал существования Ж. к. ограничен температурой плавления твердых кристаллов и так называемой температурой просветления, при которой жидкокристаллические мутные образцы становятся прозрачными вследствие плавления мезофазы и превращения ее в изотропную жидкость. Молекулы жидкокристаллических соединений обладают стержнеобразной или дискообразной формой и имеют тенденцию располагаться преимущественно параллельно друг другу. Так называемые термотропные Ж. к. образуются при термическом воздействии на вещество. Такие Ж. к. образуют производные ароматические соединения, содержащие чередующиеся линейные и циклические группировки (бензольные кольца). Жидкокристаллическая фаза образуется чаще всего в том случае, если заместители в молекуле принимают пара-положение. Большое количество термотропных жидкокристаллических соединений изображено общей формулой (рис. 46).

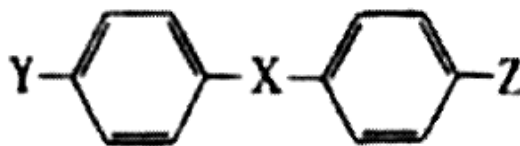


Рис. 46. Общая формула для описания жидких кристаллов

Х обычно $-\text{CH}=\text{N}-$, $-\text{CH}_2-\text{CH}_2-$, $-\text{HC}=\text{CH}-$, $-\text{C}(=\text{O})-\text{NH}-$. Концевыми группами Y и Z м. б. алкильные и алкоксильные группировки, галогены, циано-, нитро- и аминогруппы.

Наличие разветвлений в молекулах приводит к сужению температурного интервала существования мезофазы.

9.2. Классификация жидких кристаллов

Все известные жидкокристаллические среды пришли из органики, что далеко не случайно. Главное требование к претендентам — резкая анизотропия формы. Это может быть распрямленная нитевидная молекула или гантелеобразная. Известны жидкие кристаллы, образованные молекулами в виде дисков, укладываемых в столбики, или даже гребнеобразные. Сложные полимеры "предпочитают" скручиваться в клубки. Поэтому молекулы жидких кристаллов обычно содержат элементы, препятствующие скручиванию, — это бензольные кольца. Различают три типа жидких кристаллов: смекатические, нематические и холестерические.

Самые "кристаллические" среди жидких кристаллов — *смекатические*. Для смекатических кристаллов характерна двумерная упорядоченность. Молекулы размещаются так, чтобы их оси были параллельны. Более того, они "понимают" команду "равняйся" и размещаются в стройных рядах, упакованных на смекатических плоскостях, и в шеренгах — на нематических, что поясняет рисунок. Смекатическим жидким кристаллам свойственно многое из того, о чем пойдет речь ниже, и нечто особенное — долговременная память. Записав, например, изображение на такой кристалл, можно затем долго любоваться "произведением". Однако эта особенность смекатических кристаллов для воспроизводящих элементов индикационных устройств, телевизоров и дисплеев не слишком удобна. Тем не менее они находят применение в промышленности, к примеру, в индикаторах давления. Упорядоченность *нематических* сред ниже, чем у смекатических. Молекулам

дозволено смещаться относительно длинных осей, поэтому упорядоченность становится "односторонней", а реакция на внешнее воздействие относительно быстрой, память – короткой. Сметатические плоскости отсутствуют, а вот нематические сохраняются.

Термин "холестерические" жидкие кристаллы получен при изучении молекул холестерина. Эти молекулы и их аналоги размещаются в нематических плоскостях. Особенности этих молекул заключаются в том, что при достаточно сильном боковом притяжении их вершины отталкиваются. Поэтому энергетически выгодным для них становится такое размещение, когда длинные оси молекул несколько развернуты. В этом случае к плоскостному размещению добавляется винтообразная структура, ортогональная нематическим плоскостям (рис. 47). Очень сложные жидкокристаллические структуры образуют растворы мыла в воде. Можно получить слоистые, дисковые и шарообразные структуры.

В достаточно больших объемах кристаллической жидкости образуются домены, физические свойства которых подобны свойствам кристаллов. Однако в целом она проявляет свойства, подобные особенностям обычных жидкостей.

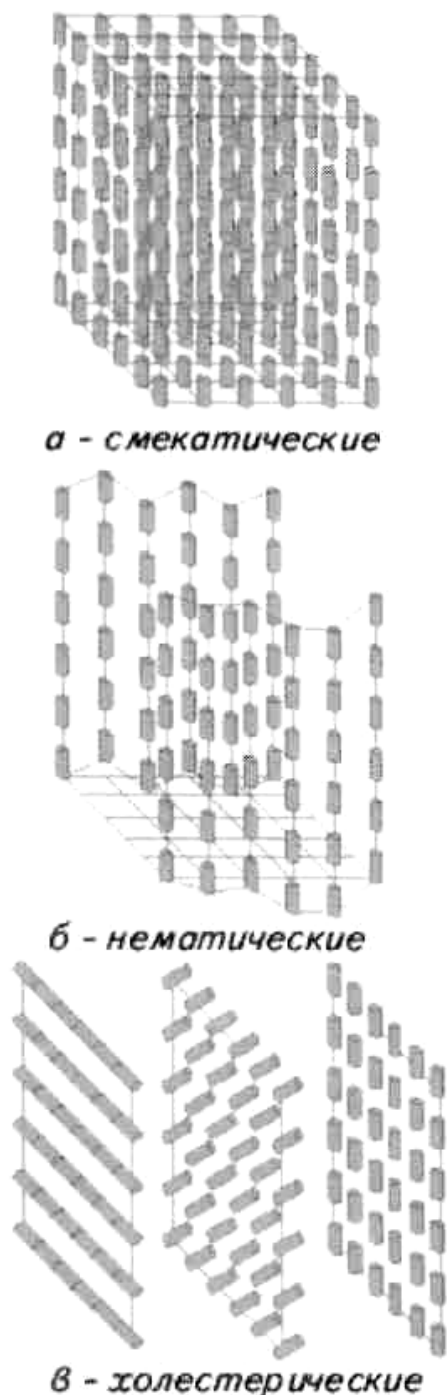


Рис. 47. Структуры жидких кристаллов

являет свойства, подобные особенностям обычных жидкостей.

Доменная структура жидких кристаллов образуется по тем же причинам и законам, что в сегнетоэлектриках и ферромагнетиках. Ситуация резко меняется в пленках, толщина которых сопоставима с радиусом взаимодействия молекул жидкости и пластин, формирующих слой. Это важно подчеркнуть, поскольку именно взаимодействие жидкого кристалла и формообразующих элементов создает тот легко управляемый прибор, который столь активно встраивается в современную электронную технику.

9.3. Явление поляризации жидких кристаллов

Жидкокристаллическое состояние достаточно неустойчиво и по этой причине весьма подвержено внешнему влиянию. Наиболее известно и достаточно давно используется термооптическое явление – зависимость цвета жидкого кристалла от температуры. Термооптические жидкокристаллические пленки способны регистрировать температуру с точностью до долей градуса и используются для контроля тепловых полей. К примеру, в медицине с их помощью можно определить разницу температур различных участков тела и тем самым выявить воспаленные области. В промышленности можно вести поиск перегретых участков аппаратуры. Чувствительны жидкие кристаллы и к давлению. Жидкие кристаллы – и это очень важно для тех применений, о которых мы поговорим позже, – обладают резко выраженной анизотропией (зависимостью физических параметров от направления – характерная особенность всех кристаллов, кроме кубических). Это относится к вязкости, к упругости, к электропроводности, к диэлектрической проницаемости, а также ко многим другим параметрам среды. Управлять этими параметрами можно, например, с помощью электрических и магнитных полей. С их помощью можно воспроизвести самые разные оптические эффекты. Электрическое поле, приложенное к жидкому кристаллу, или протекающий через среду электрический ток способны переориентировать молекулы. Если воздействие переменного и достаточной величины, то оно способно закрутить молекулы. В итоге в среде возникнут кавитационные микровихри. Каждый такой вихрь является по отношению к свету рассеивающим элементом. Подобное воздействие приво-

дит к помутнению и окрашиванию среды. Именно этот эффект и используется в индикаторах.

Там, где важно воспроизведение градаций, используются электрооптические эффекты двойного лучепреломления и оптической активности.

Оптика кристаллов существенно отличается от той, которую мы знаем по опыту общения со стеклянными приборами, причем важную роль начинает играть поляризация. Каждый фотон определенным образом поляризован в

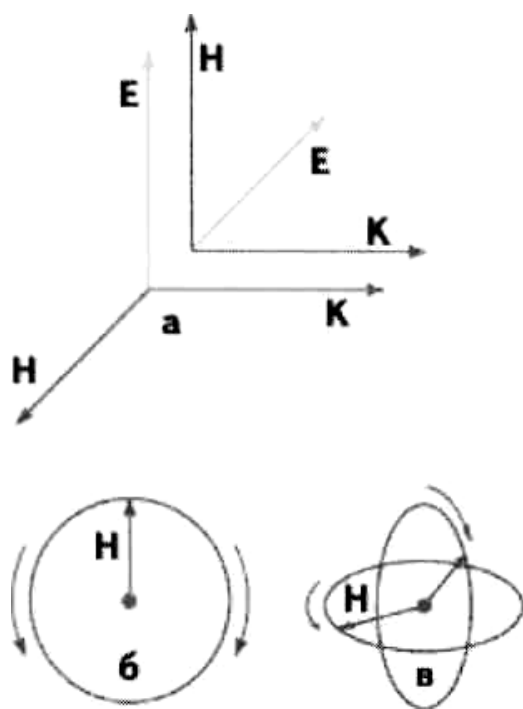


Рис. 48. Эллиптическая поляризация кристаллов

плоскости, ортогональной направлению распространения. В целом же световой поток неполяризован или, как часто говорят, естественно поляризован, поскольку функции состояния поляризации отдельных фотонов случайны.

В анизотропной и оптически активной средах могут распространяться только волны строго определенной поляризации – линейной, круговой или эллиптической.

Электромагнитные волны строго поперечны, при этом векторы электрической E , магнитной H напряженности и волновой K образуют тройку взаимно ортогональных векторов. По давней традиции

за направление (вектор) поляризации электромагнитной волны принимают направление вектора H напряженности магнитного поля световой волны. При линейной поляризации направление этого вектора сохраняется в пространстве. Другая функция поляризации – круговая. В этом случае вектор поляризации вращается, за один период волны описывая полный круг. Представим, что вращающийся вектор поляризации – штопор. Если такой штопор ввинчивается в направлении волнового вектора, то волну называют правой (правоциркулярной), если, напротив, вывинчивается, то левой (левоциркулярной). Волны с правой и левой круговой поляризацией по этой функции ортогональны. В некоторых случаях

возникают волны с эллиптической поляризацией. На рис. 48 поясняется, как выглядят функции эллиптической поляризации.

В анизотропных средах могут распространяться только волны, поляризованные линейно. При заданном направлении света разрешены только два взаимно ортогональных направления поляризации, определяемые параметрами анизотропии среды, – это важно, поскольку именно с этим обстоятельством тесно связана электрооптическая модуляция света. В оптически активных средах разрешенными являются две круговые поляризации – правая и левая. Эллиптическая поляризация характерна для анизотропных сред с заметным поглощением излучения или вблизи оптической оси одноосных анизотропных сред, обладающих также и оптической активностью. Скорости ортогонально поляризованных волн во всех рассмотренных случаях различны.

Низкочастотное электромагнитное поле способно в достаточно широких пределах менять скорости световых волн.

9.4. Жидкокристаллические панели

Светоклапанные модуляторы

Оптические модуляторы, осуществляющие пространственную модуляцию, часто называют светоклапанными, поскольку процесс модуляции можно описать с помощью некоторого виртуального перемещаемого окошка с переменной прозрачностью. На стеклянные пластины наносят полосковые электроды. Две пластины соединяют, оставляя зазор, который заполняется жидким кристаллом. Полосковые решетки пластин скрещены. В точках пересечения полосовых электродов образуются конденсаторы – это по сути элементарные модуляторы. Остается добавить поляризатор и анализатор – и светоклапанный модулятор на жидком кристалле вчерне готов. В зависимости от назначения, способов коммутации и других факторов к элементам представленной базовой конструкции могут добавляться другие элементы. К примеру, к местам пересечения полосковых электродов обычно подсоединяют МОП транзисторы так, что их затворы подключены к горизонтальным электродам, а истоки – к вертикальным.

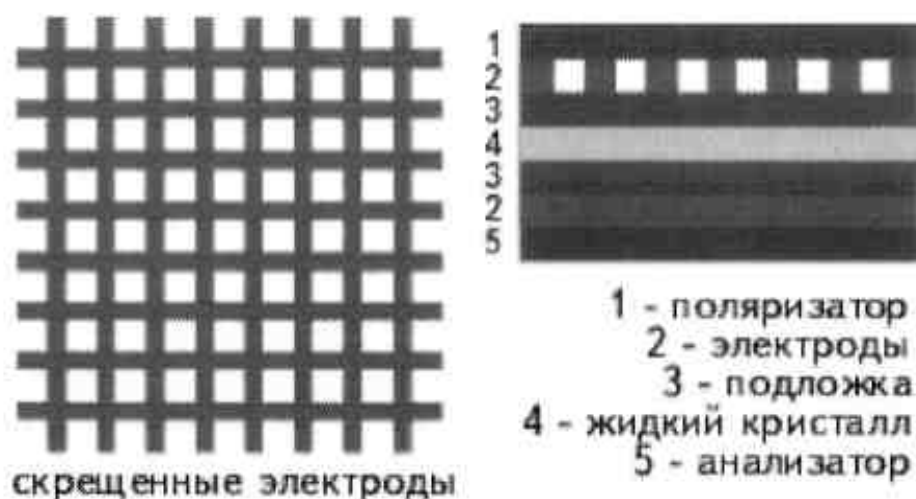


Рис. 49. Светоклапанные модуляторы

Если панель предназначена для воспроизведения цветного изображения, добавляются цветные фильтры RGB. Размеры и форма элемента цветного фильтра соответствует размерам модулирующей ячейки. В каждой последующей строке фильтры сдвигаются на один элемент. Это позволит избежать визуализации вертикальных структур. Однако в этом случае проявляются диагональные структуры. Число строк и ячеек в строках и панели зависит от стандарта, для работы в котором предназначена эта панель.

9.5. Приборы на основе жидкокристаллических пленок

Плоские телевизоры, дисплеи и светоклапанные модуляторы видеопроекторов

Панели с активными ячейками на жидких кристаллах – достаточно удобный прибор воспроизведения изображений. При подаче потенциала на некоторую пару полосковых электродов активизируется ячейка, на которой вертикальный и горизонтальный электроды пересекаются. Коммутируя потенциалы по тем или иным законам, можно реализовать самые различные режимы перемещения активного "окна", включая и случайные. Эта особенность полезна

для ряда специальных приложений. Чаще всего – и это естественно – применяются стандартные режимы развертки, используемые в телевидении и компьютерах.



Рис. 50. Жидкокристаллическая панель с активными ячейками

В состав ЖК панели, естественно, входят и схемы управления, одна из основных функций которых – коммутация управляющих импульсов. Они содержат схемы кадровой и строчной развертки. Видеосигнал представлен последовательностью импульсов-отсчетов. Тактовая частота определяется стандартом воспроизводимого сигнала. В принципе ЖК панели могут быть многостандартными и работать с телевизионными и компьютерными сигналами. Схема строчной развертки переключает с тактовой частотой импульсы-отсчеты видеосигнала с одного вертикального электрода на другой. Схема кадровой развертки в интервале строчного гасящего импульса осуществляет перекоммутацию горизонтальных электродов.

В современных схемах управления ЖК панелями используют самые разные ухищрения, чтобы исправить недостатки или упростить систему управления и т. п. Уже упоминалось, что модуляционная характеристика прибора нелинейная, из-за чего снижается – и заметно – число передаваемых градаций. Элементы нелинейной обработки видеосигнала позволяют существенно ослабить влияние нелинейности модулятора на качество изображения. Применение сдвоенных схем строчной развертки, одна из которых управляет нечетными электродами, другая – четными, позволяет снизить тактовые частоты строчной развертки. Примеры подобного рода можно множить и множить. Современная интегральная техника готова

предложить достаточно сложные электронные схемы, размещенные на ограниченном пространстве стандартного чипа.

Энергопотребление экранов и дисплеев на жидких кристаллах незначительно. В них не используются дефицитные и дорогостоящие детали. Тем не менее по стоимости ЖК экраны в сотню и более раз дороже аналогичных экранов на кинескопах. Это сдерживает массовое применение таких экранов в бытовой технике, где наиболее ходовыми являются телевизоры с небольшими экранами, например прогулочные. Без ЖК дисплеев трудно представить портативные компьютеры, электронные записные книжки и т. п. ЖК экраны плоских телевизоров и дисплеев работают на просвет. В этом случае за ячейкой, если смотреть с лицевой стороны экрана, размещают источник света. Причем входящий световой поток должен иметь достаточно малую расходимость. Скрещенными поляризаторами в отсутствии модуляции такой поток полностью задерживается. Расходящийся поток полностью не перекрывается скрещенными поляризаторами. Это – эффект просачивания. Просочившийся компонент в процессах модуляции не участвует и образует фоновую засветку, снижающую контрастность воспроизводимого изображения.

При достаточно малых углах расходимости просачивание относительно терпимо, но начиная с некоторого угла быстро нарастает. Конкретные значения критического угла расходимости зависят от длины пути света в ячейке, разности обыкновенного и необыкновенного коэффициентов преломления жидкого кристалла и некоторых других физических параметров среды. Эффект просачивания и определяет требования к направленности используемого светового потока. По необходимости направленное излучение ведет к тому, что изображение на ЖК экране воспринимается лишь в узком интервале (10 ... 150) углов наблюдения, группирующихся вокруг нормали к экрану.

Изобретательская мысль не могла пройти мимо этого недостатка. Специалисты фирмы Uchida разработали так называемую трехмерную ячейку, в которой интервалы углов наблюдения расширены примерно в два раза. В видеопроекторе ILA фирмы JVC в качестве светоклапанного модулятора используется пара "фотосопротивление – электрооптическая ячейка".

Рабочими элементами ЖК панели являются фотосопротивление, интерференционный отражающий слой, слой жидкого кристалла, прозрачная пластина с токопроводящим слоем. Изображение, воспроизводимое кинескопом, проецируется на фотосопротивление (фоторезист). Сопротивление фоторезиста зависит от уровня его освещенности. В соответствии с распределением темных и светлых участков меняется сопротивление на соответствующих участках. Вследствие этого меняется и электрический потенциал. Таким образом, в жидком кристалле формируется неоднородное поле электрической напряженности, функция распределения потенциала в котором повторяет изображение на поверхности фотосопротивления.

Светоклапанный блок принципиально работает только на отражение. По этой причине, если использовать обычные пленочные поляризаторы, поляризующему слою придется выполнять одновременно функции поляризатора и анализатора. Как упоминалось выше, модуляция в этом случае негативная. В том нет большой беды, поскольку исправить негатив на позитив можно электронными средствами.

Еще одна оригинальная идея воплощена в плазматроне – гибриде ЖК дисплея и газоразрядных элементов. Основная идея, реализованная в плазматроне, – замена горизонтальных полосовых электродов газоразрядными каналами. В качестве источника направленного света в плазматроне используется "стена", составленная из люминесцентных ламп.

Электрооптическая модуляция

На первый взгляд конструкция электрооптического модулятора достаточно проста. Она поясняется рис. 51. Электрооптическая ячейка (например, сосуд с нематическим жидким кристаллом) размещена между прозрачными электродами, создающими в среде электрическое поле.

Весь этот модуль, в свою очередь, размещен между поляризаторами, причем выходной по свету поляризатор называют анализатором. Поляризатор – это оптический прибор, который из естественно поляризованного света вырезает линейно поляризованный компонент. На эту операцию тратится половина светового потока. Пленочные поляризаторы, а они чаще всего и используются, отсе-

каемый компонент просто поглощают. Однако в тех случаях, когда речь идет о модуляции световых потоков очень высокой интенсивности, поглощенная энергия может привести к опасным перегревам поляризатора.

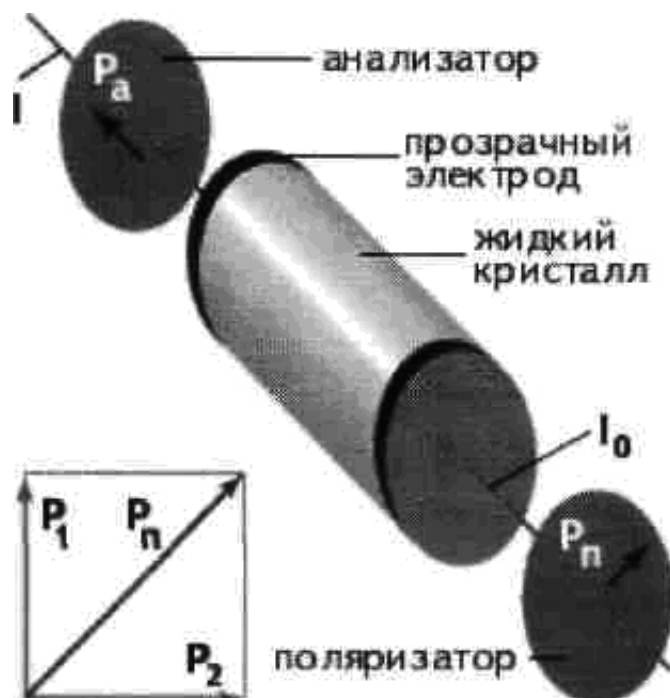


Рис. 51. Электроннооптическая модуляция

За поляризатором световой поток линейно поляризован вдоль вектора P_p . В анизотропной среде могут распространяться только волны, поляризованные вдоль собственных направлений, определяемых кристаллом, – пусть это будут векторы P_1 и P_2 . Падающий на электрооптическую ячейку световой поток разделяется на две компоненты, поляризованные вдоль собственных направлений среды. Интенсивности этих компонент пропорциональны косинусам углов между направлениями поляризации падающего света и собственными среды. Если эти углы равны 45° , то интенсивности компонент совпадают. Именно так и ориентируют входной поляризатор. Собственные векторы поляризации анализатора и поляризатора обычно либо скрещены (ортогональны), либо параллельны. При скрещенных поляризаторах модуляция позитивная, при параллельных – негативная. Коэффициенты преломления анизотропной среды для волн с поляризациями P_1 и P_2 различны, соответственно различны и фазовые скорости этих волн. В итоге одна

из компонент отстает от другой по фазе. На выходе ячейки компоненты объединяются в один поток (интерферируют). При этом из-за приобретенного сдвига фаз функция поляризации меняется и становится эллиптической. Приборов, способных регистрировать фазовые сдвиги или функцию поляризации, в принципе нет, и приходится прибегать к косвенным методам – преобразованию фазового сдвига в изменение интенсивности потока. Вот эту функцию и выполняет анализатор. Он просто вырезает из эллиптически поляризованной волны компоненту, поляризация которой задана анализатором. Интенсивность этой компоненты пропорциональна косинусу удвоенного фазового сдвига. Диэлектрическая проницаемость, а с ней и коэффициенты преломления компонент в ячейке, зависят от приложенного к электродам электрического напряжения. Поэтому от напряжения будет зависеть и фазовый сдвиг. Если фазовый сдвиг линейно зависит от напряжения, то функцию можно рассматривать как модуляционную характеристику. В основе управления жидкокристаллической средой лежит переориентация молекул – процесс, зависящий от вязкости среды, характера сил взаимодействия с границами ячейки и многих других факторов (рис. 52).

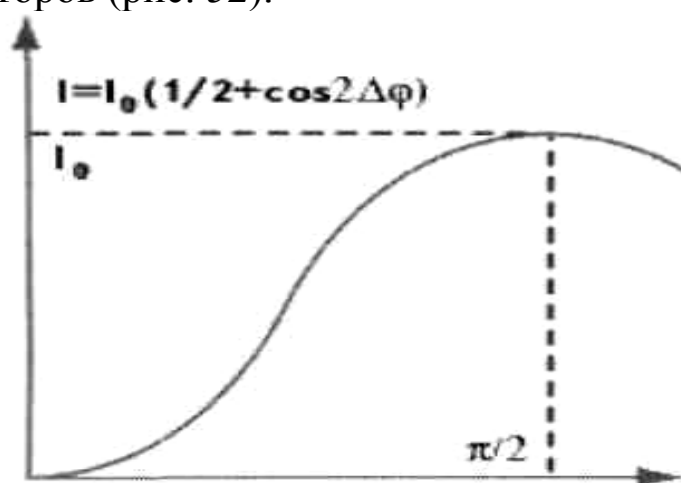


Рис. 52. Модуляционная характеристика

При использовании оптически активных жидких кристаллов конструкция модулятора та же, что и в рассмотренном выше случае анизотропных сред. Отличие только в функциях поляризации компонент в кристалле. Вошедшая в оптически активную среду волна распадается на круговые волны с левой и правой циркуля-

циями вектора поляризации. И в этом случае скорости компонент различны, а фазовый сдвиг зависит от приложенного напряжения. На выходе из ячейки волны интерферируют, в итоге возникает линейно поляризованная волна, повернутая относительно поляризатора на угол, равный фазовому сдвигу. Анализатор вырезает соответствующую компоненту. Так формируется волна, модулированная по интенсивности. Зависимость интенсивности выходящего света от фазового сдвига также определяется функцией.

Вопросы для самоконтроля

1. Дайте определение жидким кристаллам.
2. Приведите классификацию жидких кристаллов.
3. Какие процессы наблюдаются в жидких кристаллах?
4. Что такое поляризация жидких кристаллов?
5. Какие виды поляризации существуют?
6. Приведите структурную схему жидкокристаллической панели.
7. Как устроены основные жидкокристаллические приборы?

Литература

1. Шимони, К. Физическая электроника / К. Шимони. – М., Энергия, 1977.
2. Манаев, Е. И. Основы радиоэлектроники / Е. И. Манаев. – М.: Сов. Радио, 1976 и др.
3. Ефимчик, М. К. Основы радиоэлектроники / М. К. Ефимчик, С. С. Шушкевич. – Минск, 1984.
4. Пестриков, В. М. Уроки радиотехника. Практическое использование современных радиоэлектронных схем и радиокомпонентов: Учебно-справочное пособие / В. М. Пестриков. – СПб.: КОРОНА принт, 2000.
5. Гусев, В. В. Электроника / В. В. Гусев, Ю. М. Гусев. – М.: Высшая школа, 1991.
6. Жигарев, А. А. Электронная оптика и электронно-лучевые приборы / А. А. Жигарев. – М.: Высшая школа, 1972.
7. Котлярский, А. А. Промышленная электроника: Учебник для вузов / А. А. Котлярский, С. П. Миклашевский, Л. Г. Наумкина, В. А. Павленко. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Недра, 1984.
8. Березин, В. М. Электронные приборы СВЧ / В. М. Березин, В. С. Буряк, Э. М. Гутцайт, В. П. Марин. – М.: Радио и связь, 1985.
9. Карлов, Н. В. Лекции по квантовой электронике / Н. В. Карлов. – М.: Наука, 1988.
10. Тарасов, Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного излучения / Л. В. Тарасов. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
11. Броннер, В. Справочник по лазерной технике / В. Броннер, К. Юнге / под ред. А. П. Напартовича. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
12. Рассеяние тепловых нейтронов / под ред. П. Игельстаффа; пер. с англ. – М.: 1970.
13. Клайнер, Э. Ю. Основы теории электронных ламп / Э. Ю. Клайнер. – М.: 1974.
14. Электронные приборы: Учебник для вузов / В. Н. Дулин, Н. А. Аваев, В. П. Демин и др. / под. ред. Г. Г. Шишкина. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
15. Савельев, И. В. Курс физики / И. В. Савельев. – М.: Наука, 1989. Т. 3

Темы рефератов

1. Комбинированные электронные лампы.
2. Электронно-лучевые трубки.
3. Сверхминиатюрные электронные лампы.
4. Лампы СВЧ. Амплитрон.
5. Лампы СВЧ. Магнетрон.
6. Лампы СВЧ. Клистроны.
7. Лампы бегущей волны.
8. Лампы обратной волны.
9. Газоразрядные приборы. Газотрон.
10. Газоразрядные приборы. Тиратрон.
11. Газоразрядные лампы, наполненные инертными газами.
12. Люминесцентные газоразрядные лампы.
13. Вакуумные фотоэлектронные приборы.
14. Оптоволокно. Лазеры.
15. Мазеры.
16. Электронный микроскоп.
17. Электронный спектроскоп.
18. Плазма. Виды плазмы.
19. Жидкие кристаллы.
20. Жидкокристаллические индикаторы.
21. Жидкокристаллические экраны. Достоинства и недостатки.

Оглавление

Глава 1. Электронные явления в различных средах. Модели атома.....	5
1.1. Основы молекулярно-кинетической теории	5
1.2. Закон Ома, закон Джоуля – Ленца.....	8
1.3. Электроны в атоме	13
1.4. Гипотеза М. Планка	14
1.5. Постулаты Бора.....	14
1.6. Принцип неопределенности В. Гейзенберга.....	15
1.7. Гипотеза Л. де Бройля.....	16
1.8. Принцип запрета В. Паули.....	16
1.9. Работа выхода	18
Глава 2. Взаимодействие электронов с веществом.....	21
2.1. Физические основы электронной микроскопии и спектроскопии..	21
2.2. Устройство электронного микроскопа.....	25
2.3. Устройство спектрографа. Виды спектрографов.....	32
Глава 3. Движение электронов в электрических и магнитных полях..	39
3.1. Движение электронов в однородном электрическом поле	39
3.2. Движение электронов в магнитном поле	41
3.3. Движение электронов во взаимно перпендикулярных электрических и магнитных полях.....	43
Глава 4. Эмиссионные процессы. Электривакuumные приборы	46
4.1. Термоэлектронная эмиссия в вакууме	46
4.2. Виды эмиссии электронов.....	47
4.3. Диод, потенциальная диаграмма, характеристики диода, применение диодов	49
4.4. Триод, потенциальная диаграмма, статические характеристики диода, статические параметры триода, уравнение лампы	55
4.5. Работа триода в динамическом режиме	60

Глава 5. Фотоэффект. Фотоэлектронные приборы	63
5.1. Законы фотоэффекта. Внешний фотоэффект	63
5.2. Физические основы внутреннего фотоэффекта	67
5.3. Вакуумные фотоэлектронные приборы. Безынерционность.....	70
Глава 6. Электропроводность газов. Газоразрядные приборы.....	77
6.1. Электрический разряд в газе	77
6.2. Несамостоятельный и самостоятельный разряд. ВАХ газовых разрядов	79
6.3. Виды газовых разрядов.....	82
6.4. Газоразрядные приборы	87
Глава 7. Физические процессы в плазме.....	93
7.1. Плазма. Виды плазмы	93
7.2. Классификация плазмы	94
7.3. Модели плазмы	96
7.4. Приборы на основе электронных явлений в плазме	100
Глава 8. Взаимодействие атомных частиц с веществом.....	101
8.1. Взаимодействие нейтронов с твердыми телами	101
8.2. Дифракционное рассеяние в кристаллической решетке	106
8.3. Твердотельный лазер.....	111
Глава 9. Физика жидких кристаллов.....	118
9.1. Строение жидких кристаллов	118
9.2. Классификация жидких кристаллов.....	119
9.3. Явление поляризации жидких кристаллов	121
9.4. Жидкокристаллические панели	123
9.5. Приборы на основе жидкокристаллических пленок	124
Литература	131
Приложение. Темы рефератов.....	132

Учебное издание

Кротова Елена Ивановна

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Учебное пособие

Редактор, корректор М. Э. Левакова
Компьютерная верстка И. Н. Ивановой

Подписано в печать 15.07.09. Формат 60×84 ¹/₁₆.
Бум. офсетная. Гарнитура "Times New Roman".
Усл. печ. л. 7,67. Уч.-изд. л. 6,67.
Тираж 200 экз. Заказ

Оригинал-макет подготовлен в редакционно-издательском отделе
Ярославского государственного университета им. П. Г. Демидова.
150000, Ярославль, ул. Советская, 14.

Отпечатано на ризографе.

Е. И. Кротова

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Учебное пособие

