

В. Н. ДУЛИН

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

ИЗДАНИЕ ТРЕТЬЕ,
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ

*Допущено Министерством высшего
и среднего специального образования СССР
в качестве учебника для студентов вузов,
обучающихся по специальности
«Радиотехника»*



МОСКВА «ЭНЕРГИЯ» 1977

6Ф0.3

Д81

УДК 621.385(075.8)

Дулин В. Н.

Электронные приборы. Учебник для студентов вузов, обучающихся по специальности «Радиотехника». Изд. 3-е, перераб. и доп. М., «Энергия», 1977.

424 с. с ил.

В третьем, переработанном и дополненном издании книги излагаются сведения об устройстве, принципе действия, характеристиках, параметрах и техническом применении большинства современных электровакуумных и полупроводниковых приборов. По сравнению со вторым изданием, вышедшим в 1969 г., сокращены разделы по вакуумным приборам и значительно расширены по полупроводниковым приборам.

Книга предназначена в качестве учебника для студентов радиотехнических факультетов и вузов.

Д 30404-510
051(01)-77 177-77

6Ф0.3

© Издательство «Энергия», 1977

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящее 3-е издание книги переработано в соответствии с новой учебной программой курса «Электронные приборы», созданной комиссией методического совета по радиотехническому образованию Министерства высшего и среднего специального образования СССР применительно к новому учебному плану по специальности «Радиотехника».

В последние годы в радиоэлектронике полупроводниковые приборы и интегральные схемы вытеснили электронные лампы. В связи с этим сокращен раздел «Электронные лампы». В этом разделе сохранены лишь основные сведения о физических процессах в электронных лампах, их характеристиках и параметрах, необходимые радиоспециалисту широкого профиля.

Существенной переработке подверглись главы по физическим основам полупроводниковых приборов, в которых основное внимание уделено физическим явлениям в полупроводниках, лежащим в основе работы разнообразных полупроводниковых приборов.

Поскольку в ряде вузов физике твердого тела в курсе общей физики уделяется все еще недостаточное внимание, значительное сокращение этого материала было признано целесообразным.

В отличие от 2-го издания в книгу включена глава «Полевые транзисторы», посвященная классу полупроводниковых приборов, получивших в последние годы широкое распространение в радиоэлектронике.

Ввиду того что в учебном плане содержится новый курс «Микроэлектроника», в настоящую книгу не включены сведения об особенностях полупроводниковых структур в интегральных микросхемах, а также о самих интегральных схемах.

При составлении данного учебника автор использовал материал ряда учебников, учебных пособий и монографий, перечень которых

приведен в конце книги. В этот перечень не включены многие публикации в периодической литературе, которые не всегда доступны широкому читателю.

В процессе переработки текста учебника автор стремился учесть замечания, полученные им от многих коллег, использовавших второе издание учебника при преподавании курса «Электронные приборы» в ряде радиотехнических вузов и факультетов.

Рукопись прочитали и сделали много ценных замечаний коллеги автора по кафедре в Московском авиационном институте доценты, кандидаты технических наук Н. Ф. Алексеев, Ю. Е. Наумов, Г. Г. Шишкин, рецензенты — преподаватели кафедры «Электронные приборы» Московского энергетического института доценты, кандидаты технических наук Ю. Д. Денискин, А. А. Жигарев и Э. Ю. Клейнер, а также редактор книги доцент, канд. техн. наук Н. Д. Федоров.

Большую помощь в оформлении рукописи оказали автору Т. С. Козлова и А. А. Бельская.

Всем перечисленным лицам автор приносит глубокую благодарность.

Автор заранее признателен за все замечания по улучшению книги, которые следует направлять по адресу: 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10, издательство «Энергия».

Автор

Раздел первый

ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ПРИБОРЫ

Глава первая

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫХ ПРИБОРАХ И ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИХ РАБОТЫ

1-1. КЛАССИФИКАЦИЯ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫХ ПРИБОРОВ И ИХ УСТРОЙСТВО

Определение. *Электривакуумным прибором* называется такой прибор, в котором рабочее пространство, изолированное газонепроницаемой оболочкой, имеет высокую степень разрежения или заполнено специальной средой (парами или газами) и действие которого основано на использовании электрических явлений в вакууме или газе¹.

Основы классификации. Электрические процессы, протекающие в рабочем пространстве прибора, базируются на движении электрически заряженных частиц в вакууме или газе. В соответствии с характером рабочей среды электривакуумные приборы подразделяют на электронные и ионные.

Электронный электривакуумный прибор — это прибор, в котором прохождение электрического тока осуществляется только свободными электронами.

Ионный электривакуумный прибор — прибор с электрическим разрядом в газе или парах. Эти приборы называют также *газоразрядными*.

Семейство электронных электривакуумных приборов весьма обширно и объединяет такие группы приборов, как *электронные лампы, электронно-лучевые приборы, электривакуумные фотоэлектронные приборы* и др.

Электронной лампой называют электронный электривакуумный прибор, предназначенный для различного рода преобразований электрических величин. Электронные лампы образуют наиболее многочисленную по числу типов группу электривакуумных приборов. Электронные лампы различают прежде всего по числу электродов: *диоды* — двухэлектродные лампы; *триоды* — трехэлектродные лампы; *тетроды, пентоды, гексоды, гептоды, окто-*

¹ Здесь и далее терминология и определения герминов электривакуумных приборов даны в соответствии с ГОСТ 13820-68.

ды — многоэлектродные лампы с четырьмя, пятью, шестью, семью и восемью электродами соответственно. Подразделяют электронные лампы также по их основному назначению (генераторные, усилительные, выпрямительные, частотопреобразовательные и др.), диапазону рабочих частот (низкочастотные, высокочастотные, сверхвысокочастотные), конструктивным особенностям (материал баллона, вид цоколя, тип катода и т. п.) и по ряду других признаков.

Электронно-лучевой прибор — электронный электровакуумный прибор, в котором используется поток электронов, сконцентрированный в форме луча или пучка лучей. В зависимости от способа управления электронным лучом различают электронно-лучевые приборы с электростатическим или магнитным управлением, а в зависимости от числа лучей — однолучевой, двухлучевой и многолучевой приборы.

Электронно-лучевой прибор, имеющий форму трубки, вытянутой в направлении луча, обычно называют *электронно-лучевой трубкой*. По назначению электронно-лучевые трубки подразделяют на осциллографические, радиолокационные, приемные телевизионные (*кинескопы*) и др.

Электровакуумными фотоэлектронными приборами называют приборы, электрические свойства которых изменяются под действием падающего на них излучения. К их числу относятся *электровакуумные фотоэлементы* — приборы с фотоэлектронным катодом и *фотоэлектронные умножители* — приборы, в которых ток фотоэлектронной эмиссии усиливается в результате вторичной электронной эмиссии. Особую группу составляют *передающие телевизионные трубки* — приборы для преобразования изображения в электрические сигналы.

Ионные электровакуумные приборы подразделяют по виду электрического разряда (приборы дугового разряда, тлеющего разряда и др.); по назначению (*стабилитроны*, *ионные вентили* и др.), а также по конструктивным признакам.

Устройство электровакуумных приборов. Электрические процессы в электровакуумных приборах протекают в рабочем пространстве, которое ограничивается *баллоном*. В баллонах электронных приборов создается достаточно высокое разрежение газа — вакуум (при давлении около 10^{-5} — 10^{-4} Па). Баллоны ионных приборов заполняются инертными газами (аргоном, неоном, криптоном и др.), их смесью, водородом или парами ртути (при давлении 10^{-1} — 10^2 Па).

В рабочем пространстве любого прибора протекают следующие основные процессы: образование свободных носителей электрического заряда — электронов в процессе эмиссии с поверхности твердого тела или образование электронов и ионов в результате электрического разряда в газе; создание направленного потока этих частиц; управление как плотностью потока, так и направлением движения частиц. Все эти процессы осуществляются с помощью *электродов (катодов, сеток, анодов, специальных пластин*

и др.), которые присоединяются к внешним источникам напряжения. Для присоединения электродов к источникам напряжения и внешней схеме в любом электронном приборе имеются штырьки, объединяемые часто в единую конструктивную систему — цоколь.

Баллоны электровакуумных приборов разнообразны по размерам, форме, материалу (рис. 1-1). Наиболее распространены баллоны цилиндрической формы; но используются также баллоны

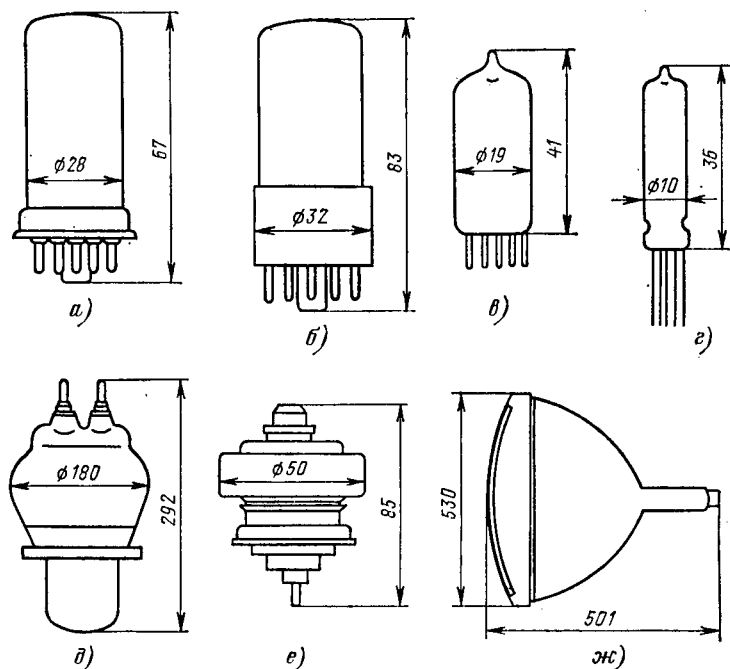


Рис. 1-1. Баллоны электровакуумных приборов.

а — металлический; б — стеклянный обычный; в — стеклянный миниатюрный; г — стеклянный сверхминиатюрный; д — металlostеклянный; е — металлокерамический; ж — баллон призматической телевизионной трубки.

более сложной конфигурации. Габаритные размеры баллонов лежат в пределах от нескольких миллиметров (сверхминиатюрные лампы) до десятков сантиметров (мощные генераторные лампы, электронно-лучевые приборы). Различают стеклянные баллоны, изготавливаемые из специального стекла, которое хорошо обезгаживается и герметически сваривается с металлом; металлические баллоны; металlostеклянные, а также баллоны, изготавливаемые из специальной высокочастотной керамики в сочетании с металлическими деталями.

Система электродов в простейшей лампе содержит только катод и анод; в более сложных приборах кроме катода и анода имеются также сетки и другие специальные электроды.

Катод — электрод, предназначенный для эмиссии (испускания) свободных электронов. В большинстве приборов (электронные лампы, электронно-лучевые трубки и некоторые ионные приборы) используются *термоэлектронные катоды*, действие которых основано на явлении термоэлектронной эмиссии — испускании электронов при нагреве твердого тела. Помимо термоэлектронных катодов в электровакуумных электронных и ионных приборах используются также *холодные и вторично-эмиссионные катоды*, эмиссия электронов с поверхности которых происходит соответственно под действием электрического поля и в результате бомбардировки катода электронами. Особую группу составляют *фотоэлектронные*

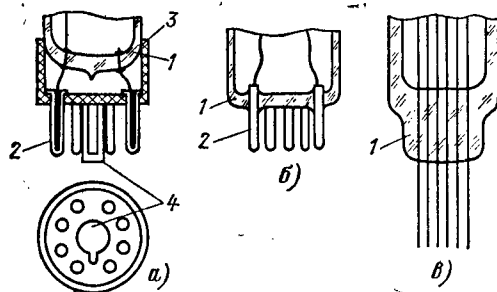


Рис. 1-2. Системы выводов.

а — цокольной конструкции; *б* и *в* — бесцокольной конструкции; 1 — ножка; 2 — штырьки; 3 — пластмассовый стакан; 4 — ключ.

катоды, эмиттирующие электроны при облучении их световым потоком.

Анодом называют электрод, выполняющий функцию коллектора электронов.

Сетки — электроды, с помощью которых в рабочем пространстве формируется электрическое поле, используемое для управления потоком электронов.

Конструкции катодов, сеток и анодов электронных приборов весьма разнообразны и определяются назначением приборов и его эксплуатационным режимом.

Системы выводов от электродов приборов также различны по своей конструкции. В ряде приборов эта система имеет цокольную конструкцию (рис. 1-2, *а*). Выводы от электродов, выполненные из тонкой гибкой проволоки, ввариваются в несколько утолщенный по сравнению со стенками баллона стеклянный диск — ножку, которая затем сваривается с баллоном прибора. Проволочные выводы впаяются в штырьки, запрессованные в дно пластмассового стакана — *цоколя*, который приклеивается к стеклянному баллону. На рис. 1-2, *а* показан октальный цоколь, содержащий 8 штырьков, расположенных по окружности. В центре цоколя располагается ключ — стержень с выступом, обеспечивающий единственно воз-

можное (правильное) соединение штырьков лампы с металлическими гнездами панели.

На рис. 1-2, б и в показаны части приборов бесцокольной конструкции: жесткие или гибкие выводы вварены в дискообразную или плоскую ножку. В некоторых приборах выводы от анода или сетки иногда делают не через цоколь, а в верхней части или сбоку баллона.

Расположение выводов электродов на цоколе — *цоколевка* для данного типа прибора неизменна и приводится в справочниках. Пример цоколевки показан на рис. 1-3.

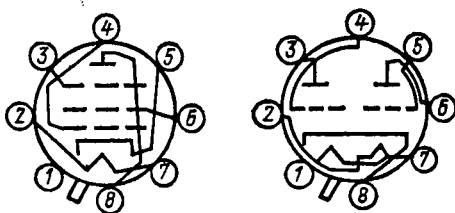


Рис. 1-3. Примеры цоколевки ламп.

Условные изображения и обозначения. Для изображения электровакуумных приборов на радиотехнических схемах используются специальные условные графические обозначения, устанавливаемые специальным общесоюзным стандартом ГОСТ 7624-62. Система обозначений различных электровакуумных приборов также регламентируется специальным общесоюзным стандартом ГОСТ 13393-67.

1-2. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ О РЕЖИМАХ И ПАРАМЕТРАХ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫХ ПРИБОРОВ

Напряжения на электродах прибора. В электровакуумных приборах управление движением электронов, эмиттированных катодом, осуществляется с помощью электрических полей, создаваемых электродами, потенциалы которых задаются внешними источниками. Для электровакуумных приборов принято (если не сделано специальных оговорок) считать потенциал катода равным нулю ($U_k = 0$) и отсчитывать потенциалы всех других электродов относительно этого уровня. Разность потенциалов какого-либо электрода и катода называют *напряжением на электроде*. При $U_k = 0$ напряжение на электроде численно равно его потенциалу.

Токи электродов. Током электрода называют ток, протекающий во внешней цепи данного электрода. В соответствии с названием электрода различают *анодный ток*, *сеточный ток* и др.

Режимы электровакуумных приборов. Понятие режима включает совокупность условий работы прибора. Так, например, *электрический режим* определяет величины напряжений на электродах и токи в их цепях при работе прибора в определенных условиях. Под *механическим режимом* понимают совокупность механических воздействий на работающий прибор (удары, тряска и т. п.). Интервал рабочих температур, относительная влажность окружающей среды и другие величины определяют *климатический режим*.

Каждая из величин, характеризующих режим, называется *параметром режима*.

Специальными стандартами или техническими условиями устанавливаются *номинальный и предельный режимы* работы электровакуумных приборов. Номинальный режим характеризует условия работы, на которые рассчитан данный прибор. Предельный режим определяет максимально или минимально допустимые значения параметров режима.

К электродам прибора, работающим в радиотехнических схемах, могут быть подключены источники как постоянных, так и переменных напряжений. Если напряжения всех электродов прибора постоянны, то режим работы называют *статическим*. В этом случае все параметры режима остаются неизменными.

Режим прибора, при котором хотя бы один из параметров меняется во времени, называется *динамическим*. Если в частном случае параметры меняются настолько медленно, что режим работы прибора в каждый момент времени несущественно отличается от статического, т. е. для прибора остаются практически справедливыми законы статического режима, то такой режим называют *квазистатическим*. В общем случае динамического режима связи между параметрами отличаются от связей, характерных для статического режима.

При использовании электровакуумных приборов в различных радиоэлектронных устройствах в цепи электродов могут быть включены резисторы, колебательные контуры, индуктивности и другие элементы, которые называют *нагрузочными элементами* или просто *нагрузкой*.

Режим работы прибора с нагрузкой в цепи какого-либо электрода называют *режимом нагрузки* или *рабочим режимом*¹.

Параметры электровакуумных приборов — это величины, характеризующие свойства прибора, например: номинальное значение напряжения накала, максимальное значение тока какого-либо электрода, максимальное значение мощности, выделяемой на аноде, значения междуэлектродных емкостей и др.

Особое место занимают *статические параметры* электронных ламп — величины, характеризующие в статическом режиме влияние изменений напряжений на одном или двух электродах лампы на изменение тока в цепи какого-либо электрода при условии, что напряжения на остальных электродах остаются неизменными.

Рабочие параметры характеризуют основные свойства прибора в режиме нагрузки при условии, что неизменными остаются э. д. с. источника постоянного напряжения и величина нагрузки в выходной цепи прибора.

Характеристики электровакуумных приборов — это зависимости какого-либо параметра режима или параметра прибора от другого

¹ Ранее этот режим называли динамическим. Такое название для режима работы лампы с нагрузкой еще и сейчас иногда используется в литературе.

параметра при условии, что все остальные величины остаются неизменными. Совокупность таких зависимостей между двумя параметрами, каждая из которых отличается от других иным постоянным значением третьего параметра, называется *семейством характеристик*.

Важнейшими характеристиками электронных ламп являются *статические характеристики*, отображающие зависимость тока в цепи какого-либо электрода от напряжения на этом или другом электроде в статическом режиме. В справочниках для электронных ламп приводятся семейства их статических характеристик.

Помимо статических используются и другие характеристики электровакуумных приборов, например, зависимость коэффициента усиления от частоты усиливаемого сигнала, зависимость статических параметров лампы от напряжения на каком-либо электроде и др.

Параметры и характеристики приборов подробно рассматриваются в соответствующих главах при изучении электровакуумных приборов различных типов.

1-3. ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Работа выхода. Как известно из курса физики, выходу электронов из твердого тела препятствуют электрические силы взаимодействия электрона с телом. Наивысшая энергия $E_{\text{Ф}}$ — энергия Ферми, которой обладает электрон в металле при $T = 0$ К, недостаточна для преодоления этих сил. Примем за нулевой уровень энергии электрона в вакууме, бесконечно удаленного от поверхности твердого тела и не подвергающегося воздействию каких-либо сил. Тогда энергетические состояния электронов в твердом теле должны лежать ниже этого уровня. Будем считать их энергию отрицательной, так как в твердом теле, как и в любой другой устойчивой системе, запасена некоторая энергия, определяющая устойчивость системы. Таким образом, можно считать, что уровень энергии частицы в вакууме лежит выше уровня Ферми $E_{\text{Ф}}$ на некоторую величину E_0 (рис. 1-4). Эта величина, равная разности энергетических уровней в вакууме и твердом теле, называется *работой выхода электрона*.

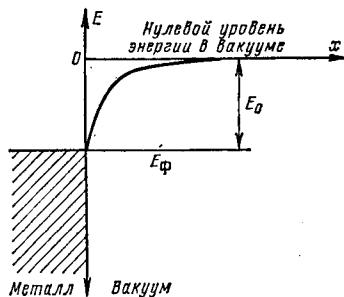


Рис. 1-4. Энергетический барьер у поверхности металла.

Физическая природа сил, препятствующих выходу электрона из металла и определяющих работу выхода, совершаемую электроном при их преодолении, достаточно сложна. На вылетевший из металла электрон действует тормозящее поле двойного элект-

рического слоя, созданного вылетевшими электронами и положительными зарядами у поверхности тела, образовавшимися в результате ухода электронов. После прохождения двойного электрического слоя на электрон действует удерживающая сила, равная силе взаимодействия между удалившимся электроном и наведенным в теле положительным электрическим зарядом.

Кривая на рис. 1-4 показывает, какую работу надо совершить, чтобы переместить электрон на расстояние x от поверхности тела. Другими словами, кривая $E(x)$ изображает энергетический барьер у поверхности тела. В ряде случаев, например при рассмотрении электрических полей в междуэлектродном пространстве приборов, оказывается более удобным пользоваться понятием потенциального барьера. Тогда по оси ординат откладывается потенциал $U = E/e$.

Работа выхода E_0 металлов равна нескольким электронвольтам, например: 1,88 эВ — у цезия; 2,4 эВ — у бария; 4,5 — 4,6 эВ — у вольфрама.

Работу выхода можно значительно изменить, если на поверхность металла, называемого в этом случае *керном*, нанести тонкий слой другого вещества. Для уменьшения работы выхода на поверхность наносятся слои таких веществ, которые являются электроположительными относительно металла. В этом случае атомы вещества отдают свои электроны керну. Вследствие этого на поверхности появляются ионы, которые совместно с отрицательным зарядом керна создают двойной электрический слой. Электрическое поле этого слоя является ускоряющим для выходящих из керна электронов, т. е. уменьшает работу выхода. Изменение работы выхода зависит не только от физических свойств керна и активирующего вещества, но также и от толщины слоя последнего. Наибольшее изменение получается при нанесении одноатомного слоя. При этом работа выхода составит 1,56 эВ для вольфрама, активированного барием, и 2,63 эВ — для активированного торием.

Виды электронной эмиссии. Итак, для выхода из вещества электрон должен совершить работу выхода. Эту работу электрон может совершить, если он получит извне некоторую дополнительную энергию.

Процесс выхода электронов из тела называют *электронной эмиссией*. В зависимости от вида сообщаемой телу дополнительной энергии различают *термоэлектронную*, *фотоэлектронную*, *вторичную электронную* и *электростатическую электронную эмиссию*. Число электронов, покидающих тело, их скорость в вакууме зависят от количества полученной энергии, а также от физических свойств самого тела — катода.

Термоэлектронная эмиссия — это такой вид эмиссии, при котором дополнительная энергия сообщается в результате нагрева тела. Термоэлектронная эмиссия получила наиболее широкое применение в электровакуумных приборах.

На рис. 1-5 показана функция распределения электронов в металле по энергиям dN/dE в соответствии с квантовой статистикой Ферми — Дирака. При $T = 0$ К наивысшая энергия электронов в металле соответствует значению энергии Ферми E_F . При повышении температуры тела наиболее быстрые электроны за счет тепловой энергии могут переместиться на более высокие свободные энергетические уровни. Функция распределения dN/dE при $T > 0$ К видоизменяется: вероятность замещения энергетических состояний, лежащих выше уровня E_F , оказывается отличной от нуля. При некоторой температуре полученная электронами энергия оказывается достаточной для совершения ими работы выхода,

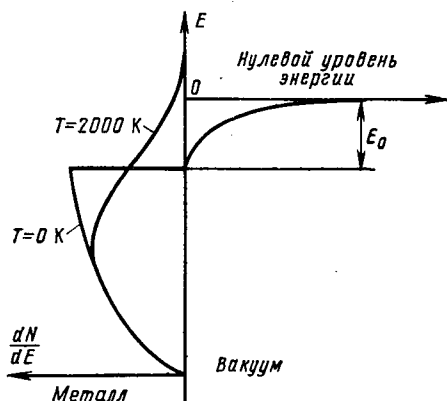


Рис. 1-5. Энергетический барьер у поверхности металла и функция распределения dN/dE для металла.

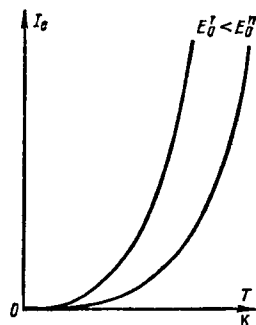


Рис. 1-6. Зависимость тока эмиссии от температуры.

и электроны покидают металл, двигаясь в вакууме с кинетической энергией, значение которой измеряется превышением их энергии над E_0 .

Ток с единицы поверхности катода — плотность тока термоэлектронной эмиссии определяется формулой

$$j_e = A_0 T^2 e^{-\frac{E_0}{kT}}, \quad (1-1)$$

где

$$A_0 = \frac{4\pi e m k^2}{h^3} = 120 \text{ A/(см} \cdot \text{К)}, \quad (1-2)$$

m — масса электрона; e — заряд электрона; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана; $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка.

Экспериментальная проверка (1-2) приводит к иным значениям этой постоянной: для разных веществ A_0 может принимать значение от 10 до 300.

Из (1-1) видно, что плотность тока эмиссии зависит от работы выхода и температуры. На рис. 1-6 показаны зависимости тока

эмиссии I_e от температуры для двух катодов с одинаковой площадью s ($I_e = j_e s$), но с разной работой выхода.

Термоэлектронная эмиссия — наиболее широко используемый вид эмиссии. Термокато́ды применяются во всех электронных лампах, а также в электровакуумных приборах сверхвысоких частот в электронно-лучевых приборах и во многих ионных приборах.

Эмиссия при внешнем электрическом поле. Мы рассмотрели явление термоэлектронной эмиссии в предположении, что внешнее электрическое поле в вакууме отсутствует. Однако в большинстве электровакуумных приборов катод находится вблизи других электродов, потенциал которых в общем случае отличен от нуля.

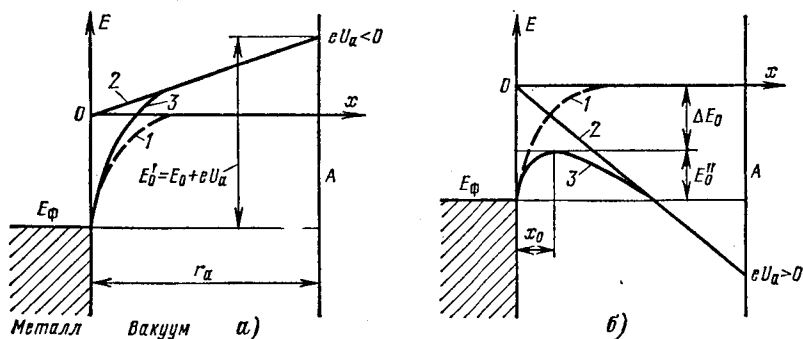


Рис. 1-7. Изменение энергетического барьера у поверхности металла при внешнем электрическом поле.

а — при тормозящем поле; б — при ускоряющем поле.

Поэтому электроны, покидая поверхность катода, попадают во внешнее электрическое поле. Энергетический барьер у поверхности катода, а следовательно, и условия эмиссии электронов при этом будут иными.

На рис. 1-7, а показано изменение энергетического барьера у поверхности катода в присутствии внешнего тормозящего электрического поля. Суммарная кривая 3 получена в результате сложения кривой 1 (энергетический барьер в отсутствие внешнего поля) и прямой 2, определяющей изменение потенциала между катодом и электродом А, потенциал которого отрицателен ($U_a < 0$). Электрон, обладающий энергией E_ϕ , при удалении от катода на расстояние $x = r_a$ должен совершить работу $E_0' = E_0 + e|U_a|$. Иначе говоря, он может достигнуть электрода А только в том случае, если получит дополнительную энергию $E_0' > E_0$.

Если электроду А сообщить положительный потенциал ($U_a > 0$) энергетический барьер принимает вид, показанный на рис. 1-7, б. При этом высота барьера уменьшается по сравнению со случаем отсутствия поля на величину ΔE_0 : $E_0'' = E_0 - \Delta E_0$ (при $x = x_0$).

С учетом влияния внешнего поля выражение для удельного тока термоэлектронной эмиссии можно записать в виде [1]

$$j'_e = j_e e^{\frac{0,45 \sqrt{\mathcal{E}}}{T}}, \quad (1-3)$$

где j_e определяется формулой (1-1), а $\mathcal{E}$ — напряженность внешнего поля.

Увеличение тока эмиссии в результате снижения энергетического барьера под влиянием внешнего ускоряющего поля называется *эффектом Шоттки*.

Электростатическая электронная эмиссия. Если в рассмотренном на рис. 1-7, б случае еще более увеличить положительный потенциал электрода A , то высота потенциального барьера E''_0 будет уменьшаться, а сам барьер — сужаться и приближаться к катоду. В результате при больших напряженностях поля $\mathcal{E}$ барьер станет настолько узким, что сквозь потенциальный барьер возникнет значительный ток эмиссии за счет туннельного эффекта. Электроны с поверхности катода будут как бы вырываться очень сильным электрическим полем. Это явление называют *электростатической электронной эмиссией*. Вычисления показывают, что электростатическая эмиссия с поверхности металлов начинается при напряженностях внешнего поля порядка $\mathcal{E}_{кр} \approx 10^8$ В/см. Однако экспериментальные исследования этой величины приводят к меньшим значениям: $\mathcal{E}_{кр} \approx 10^6$ В/см. Уменьшение значения $\mathcal{E}_{кр}$ по сравнению с расчетным объясняется главным образом шероховатостью поверхности катода.

Электростатическая эмиссия лежит в основе работы лишь некоторых ионных приборов (ртутный выпрямитель, игнитрон и др.), однако влияние внешнего электрического поля при рассмотрении других видов эмиссии приходится учитывать во многих электровакуумных приборах.

Вторичная электронная эмиссия. Вторичной электронной эмиссией называют эмиссию электронов с поверхности тела при его бомбардировке электронами. Тело, подвергаемое бомбардировке, называют *вторично-электронным эмиттером*, или *мишенью*. Часть электронов, падающих на поверхность мишени (*первичных электронов* n_1), испытывает упругое отражение, другая часть проникает в толщу тела и рассеивает там свою энергию при взаимодействии с кристаллической решеткой и электронами мишени. В результате этого взаимодействия первичный электрон может либо полностью рассеять свою энергию и остаться в теле, либо, затратив часть энергии, изменить направление движения и выйти из этого тела. Последний случай соответствует неупругому отражению первичных электронов. Энергия, рассеиваемая первичным электроном в теле, может перейти в кинетическую энергию внутренних электронов и вызвать их выход из тела мишени (*собственно вторичные электроны*).

Таким образом, в результате бомбардировки мишени первичными электронами образуется встречный поток вторичных электронов, содержащий упруго и неупруго отраженные электроны, а также собственно вторичные электроны. Относительное количество этих трех видов электронов,

а также общее число вторичных электронов зависят от энергии первичных электронов, физико-химических свойств мишени, чистоты ее поверхности, угла падения первичных электронов и других факторов.

Отношение общего числа вторичных электронов n_2 к числу первичных электронов n_1 называют коэффициентом вторичной эмиссии:

$$\sigma = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1-4)$$

Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии E_1 первичных электронов показана на рис. 1-8. При увеличении энергии E_1 число вторичных электронов увеличивается и при некотором значении $E_{1кр}$ коэффициент вторичной эмиссии достигает максимума. Значения $E_{1кр}$ и $\sigma_{макс}$ зависят от материала мишени.

При дальнейшем увеличении E_1 глубина проникновения первичных электронов в мишень возрастает настолько, что вторичные электроны, образовавшиеся на значительной глубине, на пути к поверхности рассеивают большую часть энергии и теряют возможность покинуть мишень.

Вследствие этих же причин уменьшается и число упруго отраженных электронов. Коэффициент вторичной эмиссии уменьшается.

Для большинства металлов и полупроводников значение $\sigma_{макс}$ не намного превосходит единицу. Увеличение $\sigma_{макс}$ до нескольких единиц наблюдается у сложных соединений, содержащих вещества с малой работой выхода, например цезий.

1-4. ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫЕ КАТОДЫ

Параметры термоэлектронных катодов. В большинстве электровакуумных приборов используются термоэлектронные катоды, эмиссия с поверхности которых происходит в результате сообщения

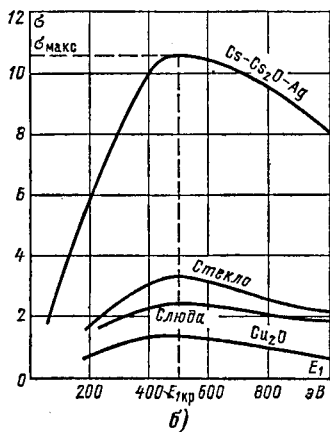
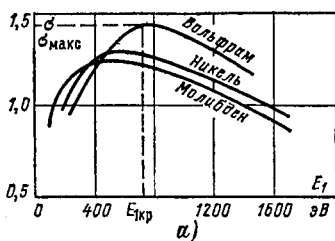


Рис. 1-8. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии первичных электронов.

а — для металлов; б — для полупроводников и диэлектриков.

им тепловой энергии. Эти катоды характеризуются следующими основными параметрами.

Плотность эмиссионного тока — величина тока эмиссии с одного квадратного сантиметра его поверхности — определяется формулой (1-1)

$$j_e = A_0 T^2 e^{-\frac{E_0}{kT}}.$$

Величина j_e , характеризующая эмиссионную способность катода, зависит от его физических свойств (коэффициент A_0), температуры T и работы выхода E_0 .

Рабочая температура катода $T_{\text{раб}}$ определяет наиболее эффективный режим работы катода. Значение $T_{\text{раб}}$ выбирается из условий энергетического баланса, учитывающего получение тепловой энергии за счет подогрева катода, бомбардировки его электронами и ионами, а также расхода энергии на излучение, нагрев держателей катода, испарение вещества, эмиссию электронов и т. д.

Эффективность катода, мА/Вт, характеризует отношение тока эмиссии к мощности, подводимой к катоду для его подогрева:

$$H = \frac{I_e}{U_n I_n} = \frac{I_e}{P_n}. \quad (1-5)$$

Здесь I_n и U_n — ток и напряжение накала соответственно, а $I_e = j_e S$ — ток эмиссии.

Экспериментальные исследования показали, что сообщаемая катоду мощность расходуется в основном (около 70%) на излучение и лишь незначительная часть — на эмиссию электронов.

Долговечность или срок службы катода — параметр, имеющий существенное значение для оценки его эксплуатационных качеств. Наиболее употребительным критерием долговечности катода является, относительное уменьшение его тока эмиссии. Обычно долговечность характеризуют некоторым средним для данного типа катода временем, в течение которого ток эмиссии уменьшается на 20% номинального значения.

Причины выхода катода из строя разнообразны и зависят от типа катода и условий его эксплуатации. Одна из наиболее важных причин — это распыление материала катода при его нагреве. Уменьшение эмиссии катода может произойти также в результате разрушения активирующего слоя при бомбардировке его ионами, образования на поверхности окислов и химических соединений, повышающих работу выхода, и т. д.

Конструкция термоэлектронных катодов. По конструктивному признаку катоды можно разделить на две группы: *катоды прямого накала* и *подогревные*. В первом случае ток накала I_n протекает непосредственно по телу катода. Катоды прямого накала выполняются из тонкой проволоки или ленты, которые изгибают в соответствии с формой других электродов, имеющих обычно плоскую или цилиндрическую конструкцию. Катоды укрепляются на токо-

подводящих держателях. Примеры конструкции катодов прямого накала показаны на рис. 1-9, а и б.

В катодах подогревных или, как их часто называют, *косвенного накала* подогреватель и собственно катод разделены. Нить по-

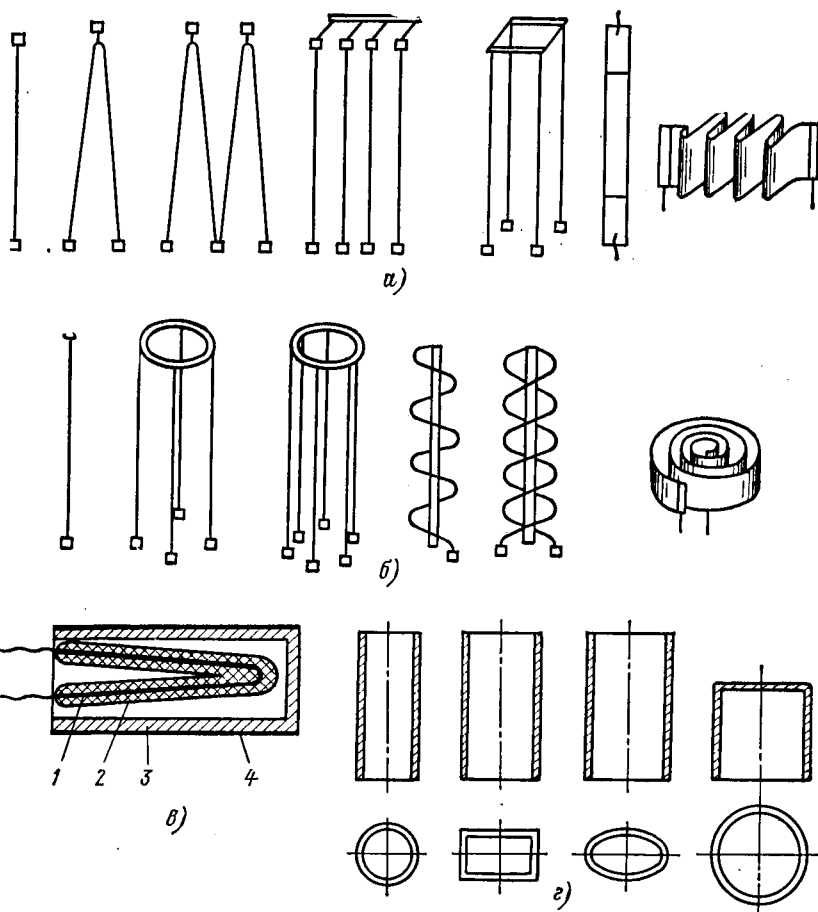


Рис. 1-9. Конструкция катодов.

а — прямого накала для плоской системы электродов; б — прямого накала для цилиндрической системы; в — устройство подогревного катода; 1 — нить подогревателя; 2 — изолирующее покрытие; 3 — металлический цилиндр; 4 — активирующий слой; г — конфигурация подогревных катодов.

догревателя (рис. 1-9, в), на которую нанесен слой изолирующего теплостойкого материала, помещается в металлический цилиндр, внешняя поверхность которого покрывается активирующим слоем. Ток накала, протекая по подогревателю, разогревает его, и тепло сообщается собственно катоду. Различные формы подогревных катодов показаны на рис. 1-9, г.

Преимущество подогревных катодов перед катодами прямого накала заключается главным образом в возможности их питания переменным током. Это значительно упрощает схемы источников напряжения накала.

Катоды прямого накала обычно требуют питания постоянным током, так как при использовании переменного тока промышленной частоты 50 Гц ток в приборе может изменяться в такт с частотой или с удвоенной частотой питающего напряжения, что приводит к появлению нежелательного низкочастотного шума.

Эксплуатация термоэлектронных катодов. Основными эксплуатационными показателями служат ток I_H или напряжение U_H накала, номинальные значения которых соответствуют рабочей температуре катода. Зависимость $I_H = f(U_H)$ (рис. 1-10) называется *накальной характеристикой*. Нелинейность характеристики объясняется ростом сопротивления нити накала при ее разогреве.

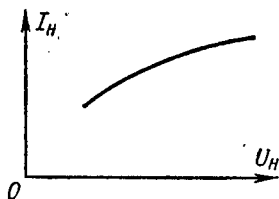


Рис. 1-10. Накальная характеристика катода.

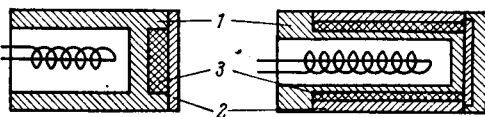


Рис. 1-11. Устройство металлогубчатого катода.

1 — молибденовый цилиндр; 2 — вольфрамовая губка; 3 — активное вещество.

Поэтому для некоторых типов катодов (например, вольфрамового) целесообразно при включении увеличивать ток накала постепенно, устанавливая номинальное значение I_H по мере разогрева катода.

Температурный режим катода можно контролировать с помощью амперметра или вольтметра, регистрируя значения I_H или U_H . Первый метод менее употребителен, так как в процессе эксплуатации диаметр катода прямого накала или подогревателя в катодах косвенного накала уменьшается и сопротивление их увеличивается. Если поддерживать постоянным ток накала, то долговечность катода уменьшается, так как к концу срока он будет работать с перегревом.

Чаще всего накал катода контролируют вольтметром. Долговечность катода при этом увеличивается в 2—3 раза по сравнению с первым методом, хотя в конце срока он работает в режиме недокала, т. е. с пониженной эффективностью.

Типы термоэлектронных катодов. По используемому материалу и структуре термоэлектронные катоды можно разделить на *однородные металлические, активированные металлические, полупроводниковые и металлополупроводниковые*.

Однородные металлические термокатоды. Материал катода должен обладать малой работой выхода и достаточно высокой тем-

пературой плавления, так как уменьшение работы выхода и повышение рабочей температуры увеличивают эмиссионную способность (1-4) и эффективность катода (1-5). Материал должен быть также достаточно вязким, поскольку металлические катоды выполняются в виде тонкой проволоки; должен хорошо обезгаживаться, быть стойким к окислению и иметь ряд других свойств. Наиболее широко для изготовления катодов используется вольфрам.

Положительными свойствами вольфрамовых катодов являются постоянство тока эмиссии и устойчивость против бомбардировки ионами. Вольфрамовые катоды сейчас используются преимущественно в мощных генераторных лампах, а также в специальных *электрометрических* лампах.

Активированные металлические термокатоды. Современными металлическими активированными катодами являются *металлогубчатые камерные* или, как их иногда называют, *L-катоды*, *металлогубчатые прессованные*, *пропитанные (импрегнированные)*, *металлокерамические* и др.

Устройство металлогубчатых катодов с плоской или цилиндрической эмиттирующей поверхностью схематически показано на рис. 1-11. Во внутреннюю полость молибденового цилиндра помещается подогреватель. Внешняя камера заполняется активным веществом: химическими соединениями карбоната бария и стронция, окисью тория и др. Снаружи активное вещество отделяется от вакуума привариваемыми к молибденовому цилиндру пластиной или цилиндром из губчатого вольфрама или молибдена. Металлогубчатый катод активируют медленным нагреванием. При этом активное вещество разлагается, выделяемые газы откачиваются из баллона прибора, а окислы восстанавливаются при взаимодействии с вольфрамом. Атомы тория или бария диффундируют на поверхность губки и образуют на ней активный слой. Достоинством металлогубчатых катодов является стойкость к нонной бомбардировке и отравлению газами (после потери эмиссии в результате воздействия газов эмиссионные свойства катода быстро восстанавливаются). Камерные катоды применяются в электронно-лучевых приборах и электровакуумных приборах СВЧ.

Устройство губчатого пропитанного катода несколько проще. У него нет специальной камеры для активного вещества; им пропитана сама вольфрамовая губка. По сравнению с камерным пропитанный катод более прост по конструкции, равномернее нагревается и обладает большей эффективностью.

Разновидность губчатых катодов — металлокерамические катоды, изготавливаемые путем спрессовывания или спекания порошков окиси металла (никель, вольфрам, железо) и карбонатов щелочно-земельных металлов. По эмиссионным качествам металлокерамические катоды приближаются к металлогубчатым.

В последнее время все более широкое распространение получают *боридные катоды*, в которых в качестве активного вещества

используется гексаборид лантана или гексаборид бария. Боридные катоды изготавливают либо путем нанесения активного слоя на молибденовую или танталовую подложку, либо в виде прессованных цилиндров или дисков, укрепляемых затем в оправках нужной формы. Боридные катоды обладают высокой эмиссионной способностью и хорошо работают при сильных внешних полях.

Полупроводниковые и металлополупроводниковые термокатоды. Оксидный катод, относящийся к этой группе катодов, наиболее широко применяется в самых различных электронных и ионных приборах. Оксидный катод представляет собой никелевый или вольфрамовый керн с нанесенным оксидным слоем — смесью окислов бария, стронция и кальция. Наилучшими эмиссионными качествами обладают оксидные катоды, использующие никелевый керн с присадкой вольфрама.

В результате восстановления окиси бария в узлах кристаллической решетки оксида образуются атомы свободного бария. Барий в этом случае представляет собой донорную примесь, и оксидный слой превращается в полупроводник с электронной проводимостью. Часть атомов свободного бария диффундирует к поверхности и создает там одноатомный слой, который при испарении пополняется за счет диффузии бария из глубины оксидного слоя.

Весьма ценным свойством оксидного катода является его способность к повышенной эмиссии в импульсном режиме работы прибора.

Наряду с достоинствами — высокой эффективностью и большой плотностью тока, особенно в импульсном режиме, — оксидному катоду свойственны недостатки. Испарение бария с поверхности катода приводит к загрязнению барием других электродов прибора, что увеличивает коэффициент вторичной эмиссии с их поверхности и может привести к нарушению работы прибора. Кроме того, оксидный катод весьма чувствителен к бомбардировке его ионами и поэтому не применяется в приборах с высокими напряжениями, где скорость бомбардирующих ионов велика. Из-за неоднородности структуры оксидного слоя на его поверхности возможно образование участков повышенного сопротивления и большой напряженности электрического поля. При большой плотности тока эти участки разогреваются и может произойти пробой оксидного слоя (искрение оксидного катода).

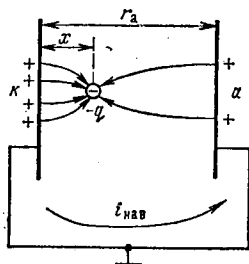
С целью устранения перечисленных недостатков разработан ряд модификаций оксидного катода. Например, в *оксидно-сетчатом* катоде на поверхности керна укрепляется металлическая сетка, ячейки которой заполняются оксидом. Это позволяет несколько улучшить проводимость катода и, следовательно, уменьшить его искрение.

Хорошими характеристиками обладают *оксидно-бариевые* и *оксидно-ториевые* катоды. Такие катоды отличаются высокой стойко-

стью против ионной бомбардировки и отравления газами, хорошо восстанавливают эмиссию после отравления и допускают достаточно высокие плотности тока в непрерывном режиме.

1-5. ПРОХОЖДЕНИЕ ТОКА В ВАКУУМЕ

Наведенный ток. Предположим, что в вакууме на расстоянии r_a друг от друга размещены два плоских электрода κ и a (рис. 1-12). Эти электроды, площадью Q каждый, соединены внешним проводником и заземлены. Если на расстоянии x от электрода κ находится отрицательный электрический заряд $(-q)$, то на обоих электродах наведутся положительные заряды q_κ и q_a , величины которых обратно пропорциональны расстоянию от заряда $-q$ до соответствующих электродов:



$$\frac{q_a}{q_\kappa} = \frac{x}{r_a - x}. \quad (1-6)$$

Кроме того, сумма всех зарядов системы, как известно из электростатики, равна нулю:

$$-q + q_\kappa + q_a = 0. \quad (1-7)$$

Решая совместно эти уравнения, получаем:

$$q_a = q \frac{x}{r_a}; \quad (1-8)$$

$$q_\kappa = q \left(1 - \frac{x}{r_a}\right). \quad (1-9)$$

Рис. 1-12. Образование наведенных зарядов.

Если заряд $-q$ перемещается от электрода κ к электроду a , то с изменением x меняются и наводимые на электродах заряды: q_κ уменьшается, а q_a увеличивается. Вследствие перераспределения наведенных зарядов во внешней цепи потечет уравнительный ток, который называют *наведенным током*:

$$i_{\text{нав}} = \frac{dq_a}{dt} = \frac{d}{dt} \left(q \frac{x}{r_a} \right) = \frac{q}{r_a} \frac{dx}{dt}. \quad (1-10)$$

Здесь $dx/dt = v$ — скорость движения заряда. Поэтому

$$i_{\text{нав}} = \frac{qv}{r_a}. \quad (1-11)$$

Направление наведенного тока во внешней цепи совпадает с перемещением положительных зарядов, и, следовательно, в нашем случае ток во внешней цепи течет от электрода κ к электроду a .

Полный ток в диоде. В электронных приборах один из электродов служит катодом (его потенциал принимают равным нулю), а другие электроды обычно находятся под потенциалами, отличными от нуля.

Предположим, что электрод κ — это катод, а электроду a — аноду сообщен положительный относительно катода потенциал U_a .

Предположим также, что катод не обладает тепловой инерцией, т. е. в момент включения батареи накала его температура мгновенно достигает рабочего значения. Тогда при включении подогрева катода с его поверхности начнется эмиссия электронов, которые под действием положительного поля анода будут двигаться к этому электроду. Как только первые электроны покинут катод, на электродах k и a наведутся положительные заряды и во внешней цепи потечет наведенный ток. Таким образом, ток во внешней цепи возникает сразу же, как только первые электроны покидают поверхность катода. В течение времени, необходимого для того, чтобы первые электроны, покинувшие катод, достигли анода, всю рассматриваемую цепь можно разделить на три участка.

Во внешней цепи, как только катод начал эмиттировать электроны, возникает наведенный ток, мгновенное значение которого определяется выражением (1-11). Теперь под величиной q следует понимать заряд всех электронов, находящихся в данный момент времени в объеме $V = Qx$.

В междуэлектродном пространстве между катодом и фронтом первых электронов протекает электрический ток переноса, обусловленный движением электрических зарядов. Плотность тока пропорциональна объемной плотности заряда ρ и скорости движения электронов v :

$$j_{\text{пер}} = \rho v. \quad (1-12)$$

При движении электронов от плоскости x к аноду величина этого тока не меняется, так как эмиссия катода во времени постоянна и через плоскость x во все последующие моменты времени проходит одно и то же количество электронов с неизменной скоростью.

На третьем участке, от плоскости x до анода, куда еще не дошли электроны, цепь замыкается электрическим током смещения, плотность которого определяется изменением электрического смещения $D = \epsilon_0 \mathcal{E}$:

$$j_{\text{см}} = \frac{\partial D}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}. \quad (1-13)$$

В начальный момент времени, когда катод еще не эмиттирует электроны, ток в цепи равен нулю и напряженность электрического поля в вакуумном промежутке определяется разностью потенциалов U_a и расстоянием между электродами r_a . После того как первые электроны покинули катод, электрическое поле, обусловленное разностью потенциалов U_a , складывается с полями, которые создаются электронами и наведенными зарядами. По мере продвижения первых электронов от катода к аноду увеличивается суммарный отрицательный заряд в междуэлектродном пространстве и уменьшается относительное изменение напряженности поля. Уменьшается и ток смещения. В тот момент, когда первые электроны достигают анода, в цепи наступает стационарный режим.

При этом в отличие от переходного режима, только что рассмотренного, суммарный электрический заряд в вакуумном промежутке остается неизменным; не меняется, следовательно, и напряженность электрического поля. Ток смещения равен нулю. Наведенный ток во внешней цепи также не меняется ($q = \text{const}$) и равен току переноса. В самом деле, суммарный заряд в некотором элементарном слое толщиной dx (рис. 1-13) равен:

$$q_x = Q\rho dx, \quad (1-14)$$

а суммарный заряд во всем объеме между электродами κ и a

$$q = \int_0^{r_a} Q\rho dx. \quad (1-15)$$

Пользуясь (1-11), можно написать:

$$I_{\text{нав}} = \int_0^{r_a} \frac{Q\rho v}{r_a} dx. \quad (1-16)$$

Рис. 1-13. К выводу выражения для величины тока в приборе.

Используя выражение (1-12) и интегрируя, получаем:

$$I_{\text{нав}} = \int_0^{r_a} j_{\text{пер}} \frac{Q}{r_a} dx = j_{\text{пер}} Q = I_{\text{пер}}. \quad (1-17)$$

Следовательно, в стационарном режиме ток, наводимый движущимися электронами во внешней цепи, равен току переноса, текущему в вакуумном промежутке.

Глава вторая

ДВУХЭЛЕКТРОДНЫЕ ЛАМПЫ

2-1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ДВУХЭЛЕКТРОДНОЙ ЛАМПЕ (ДИОДЕ)

Определение. Устройство диода. Диод — электронная лампа, содержащая лишь два электрода: катод и анод. Термоэлектронный катод служит для испускания электронов; анод является коллектором, т. е. электродом, который собирает электроны. Анод в соответствии с формой катода выполняется либо в виде цилиндра (рис. 2-1, а), либо в виде короба (рис. 2-1, б). Оба электрода помещаются в стеклянный, металлический или металлокерамический баллон.

Принцип работы. В диоде, как и во всех электронных приборах, принято считать потенциал катода равным нулю ($U_{\kappa} = 0$) и от

этого значения отсчитывать потенциалы всех других электродов. При нагреве катода током накала I_H возникает термоэлектронная эмиссия.

Если анодное напряжение U_a положительно, то электроны, вылетевшие из катода, движутся к аноду. При этом появляется ток анода I_a , направленный во внешней цепи от катода к аноду. Если анодное напряжение отрицательно, то электроны, вылетевшие из катода, попадают в тормозящее поле и возвращаются на катод. Ток во внешней цепи равен нулю. Таким образом, внутри диода ток может протекать только в одном направлении — от анода к катоду, когда потенциал анода выше потенциала катода.

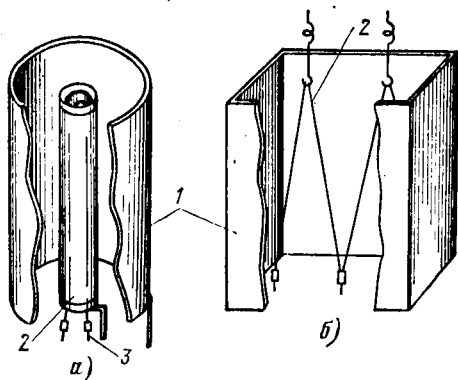


Рис. 2-1. Устройство диода.

а — с цилиндрическими электродами и подогревным катодом; б — с плоскими электродами и катодом прямого накала; 1 — анод; 2 — катод; 3 — подогреватель.

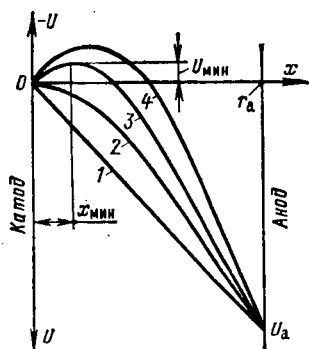


Рис. 2-2. Кривые распределения потенциала в диоде при $U_a = \text{const}$.

Эта способность диода характеризует его как вентиляльный (униполярный) прибор, т. е. лампу, проводящую ток только в одном направлении.

Величина анодного тока, определяемая числом электронов, достигающих анода, зависит как от тока эмиссии I_e , так и от анодного напряжения U_a . При увеличении тока эмиссии возрастает число электронов, покидающих катод и участвующих в движении к аноду, а следовательно, увеличивается и анодный ток. Анодное напряжение также влияет на число электронов, достигающих анода. При малых положительных анодных напряжениях не все электроны попадают на анод; электроны с малыми начальными скоростями возвращаются обратно на катод. Рассмотрим эти явления более подробно.

Распределение потенциала в диоде. Представим анод и катод в виде неограниченных плоскостей. На рис. 2-2 по оси ординат вниз отложены положительные значения потенциалов, по оси абсцисс — расстояние от поверхности катода.

Рассмотрим распределение потенциала в пространстве между катодом и анодом диода при различных напряжениях накала U_n и при некотором фиксированном напряжении на аноде, например U_a .

Если $U_n = 0$ и эмиссии нет, то диод можно рассматривать как плоский конденсатор, разность потенциалов на пластинах которого равна U_a . Распределение потенциала в междуэлектродном пространстве для этого случая соответствует прямой 1 (рис. 2-2), соединяющей точки, соответствующие потенциалу катода $U_n = 0$ и анода U_a . При повышении напряжения накала электроны, покидающие катод, создают в междуэлектродном пространстве объемный отрицательный заряд, который изменяет распределение потенциала (кривая 2 на рис. 2-2). Вследствие отрицательного заряда электронов потенциал в пространстве между катодом и анодом несколько снижается, но все же во всех точках остается положительным. Вектор напряженности электрического поля в любой точке кривой 2 направлен от анода к катоду, поэтому в ускоряющем поле все электроны, покинувшие катод, устремляются на анод. Ток анода равен току эмиссии. Этот режим называется *режимом насыщения*.

При более высоком напряжении накала с поверхности катода выходит большее число электронов, объемный заряд увеличивается. Электроны, обладающие малыми начальными скоростями, под влиянием отрицательного объемного заряда, образованного другими электронами, возвращаются на катод. Объемная плотность электронного «облачка» у катода возрастает настолько, что образуется область отрицательного потенциала (кривая 3 на рис. 2-2), минимальное значение которого $U_{\min}$ обычно находится на расстоянии сотых или десятых долей миллиметра от поверхности катода. Таким образом, вблизи катода ($0 < x < x_{\min}$) существует тормозящее электрическое поле, вектор напряженности которого направлен от катода к аноду. Для преодоления этого тормозящего поля начальная скорость электронов v_0 , покидающих катод, должна быть больше некоторого значения, определяемой потенциалом $U_{\min}$:

$$v_0 > \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\min}}. \quad (2-1)$$

Если начальная скорость электрона меньше этого значения, то электрон не сумеет преодолеть потенциальный барьер и, уменьшив скорость до нуля, возвратится под действием поля на катод. В области тормозящего поля ($0 - x_{\min}$), таким образом, будут находиться электроны, не только движущиеся к аноду, но и возвращающиеся обратно на катод. При неизменном напряжении накала установится динамическое равновесие, при котором число уходящих к аноду и возвращающихся к катоду электронов равно числу электронов, эмиттируемых катодом. Следовательно, анодный ток будет меньше тока эмиссии.

Если еще более увеличить напряжение накала, то установится динамическое равновесие, соответствующее большему значению тока эмиссии. Анодный ток, однако, при этом увеличивается медленнее, чем ток эмиссии, так как потенциальный барьер у катода становится выше (кривая 4 на рис. 2-2).

При распределении потенциала в соответствии с кривыми 3 или 4 диод работает в режиме ограничения анодного тока объемным зарядом или просто в режиме объемного заряда. В отличие от режима насыщения в этом режиме не все электроны, покинувшие катод, достигают анода, т. е. анодный ток меньше тока эмиссии.

Распределение потенциала в диоде при различных значениях анодного напряжения и $U_H = \text{const}$ показано на рис. 2-3. Если катод нагрет, а напряжение на аноде равно нулю ($U_{a1} = 0$), то эмиттированные электроны образуют в междуэлектродном пространстве отрицательный объемный заряд и распределение потенциала соответствует кривой 1. При малом анодном напряжении (кривая 2 на рис. 2-3) область отрицательного потенциала сохраняется вблизи катода. Этот потенциальный барьер препятствует движению к аноду медленных электронов. Электроны с более высокой энергией преодолевают потенциальный барьер, достигают анода и создают анодный ток, величина которого меньше тока эмиссии. При более высоком анодном напряжении ($U_{a3} > U_{a2}$) объемный заряд у катода становится менее плотным, потенциальный барьер уменьшается и его вершина сдвигается к катоду (кривая 3 на рис. 2-3). Но диод по-прежнему работает в режиме ограничения анодного тока объемным зарядом. При некотором значении U_{a4} наступает режим насыщения (кривая 4 на рис. 2-3), когда в каждой точке междуэлектродного пространства потенциал положителен, вектор напряженности направлен от анода к катоду и все электроны, эмиттированные катодом, достигают анода.

Режим объемного заряда, когда у поверхности катода существует область отрицательного потенциала, в диоде, как и во всех других электронных лампах, является основным режимом. Все электровакуумные приборы работают, как правило, при неизменном (номинальном) напряжении накала и, следовательно, при постоянном значении тока эмиссии с поверхности катода. Регулировать анодный ток путем уменьшения или увеличения накала катода нецелесообразно. Даже при очень малых габаритных размерах катод обладает тепловой инерцией, и при таком методе управления анодным током электровакуумные приборы лишились

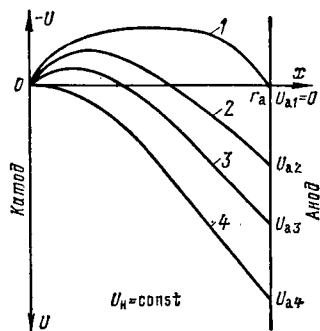


Рис 2-3. Кривые распределения потенциала в диоде при $U_H = \text{const}$.

бы одного из самых ценных качеств — безынерционности. В диоде управление анодным током производится путем изменения напряжения на аноде; в других электровакуумных приборах для этой цели служат главным образом специальные электроды — сетки.

Как видно из рис. 2-3, напряжение на аноде влияет на величину и положение потенциального барьера в области отрицательного потенциала у катода. При увеличении анодного напряжения барьер уменьшается и смещается к катоду, плотность объемного заряда у катода уменьшается, так как возрастает количество электронов, преодолевающих барьер идвигающихся к аноду. И, наоборот, уменьшение анодного напряжения влечет за собой повышение плотности объемного заряда в результате увеличения числа электронов, возвращающихся к катоду.

Таким образом, объемный заряд служит как бы «резервуаром» — источником, обеспечивающим поступление электронов на анод. Следует, однако, помнить, что этот «резервуар» непрерывно пополняется электронами, эмиттируемыми катодом, и находится в динамическом равновесии, условия установления которого, естественно, зависят от напряжения на аноде.

2-2. ЗАВИСИМОСТЬ АНОДНОГО ТОКА ОТ АНОДНОГО НАПЯЖЕНИЯ

Закон степени трех вторых. Определим зависимость анодного тока от анодного напряжения в диоде, образованном двумя плоскими, безграничными, параллельными друг другу пластинами (рис. 2-4). В этом случае можно пренебречь краевым эффектом и считать поле между анодом и катодом однородным. Примем следующие допущения.

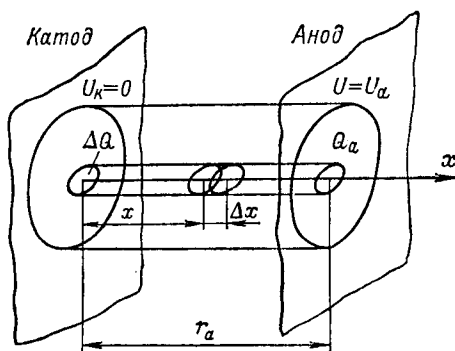


Рис. 2-4. К выводу закона степени трех вторых.

Пусть у поверхности катода ($x = 0$) $U_k = 0$, $\partial U / \partial x = -\mathcal{E}_x = 0$, начальная скорость электронов $v_0 = 0$ и потенциал анода U_a .

Скорость электрона в любой точке междуэлектродного пространства с потенциалом U , если $v_0 = 0$, определяется выражением

Скорость электрона в любой точке междуэлектродного пространства с потенциалом U , если $v_0 = 0$, определяется выражением

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} U}. \quad (2-2)$$

Учитывая, что в междуэлектродном пространстве существует объемный заряд, воспользуемся уравнением Пуассона, которое

для вакуума и при условии, что $\mathcal{E}_y = \mathcal{E}_z = 0$, можно записать в виде

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (2-3)$$

Здесь ρ — объемная плотность заряда, Кл/м³, а $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ Ф/м — электрическая постоянная.

Как известно из курса физики, объемная плотность заряда связана с плотностью тока соотношением

$$\rho = -\frac{j}{v}, \quad (2-4)$$

или с учетом (2-2)

$$\rho = -j \frac{\sqrt{\frac{m}{2e}}}{\sqrt{U}}. \quad (2-5)$$

Подставив выражение для ρ в (2-3), запишем уравнение Пуассона в виде

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \frac{j}{\epsilon_0} \frac{\sqrt{\frac{m}{2e}}}{\sqrt{U}}. \quad (2-6)$$

Умножая обе части равенств на $2 \frac{\partial U}{\partial x}$ и интегрируя от 0 до x , получаем:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)^2 = \frac{4j}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} U. \quad (2-7)$$

Постоянные интегрирования равны нулю, так как при $x = 0$ $U_K = 0$ и $dU/dx = 0$.

Интегрирование (2-7) после извлечения корня из обеих частей равенства и разделения переменных приводит к следующему результату:

$$\frac{4}{3} \sqrt[4]{U^3} = 2 \sqrt{\frac{j}{\epsilon_0}} \sqrt{\frac{m}{2e}} x. \quad (2-8)$$

Отсюда легко определить плотность тока, одинаковую для любого сечения междуэлектродного пространства:

$$j = \frac{4e_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{\sqrt{U^3}}{x^3}. \quad (2-9)$$

Подставив сюда $x = r_a$ и $U = U_a$, а также численные значения e , ϵ_0 и m , запишем для плотности тока, А/см², у поверхности анода:

$$j_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{r_a^2} \quad (2-10)$$

здесь напряжение U_a выражено в вольтах, а r_a в сантиметрах.

Чтобы найти значение анодного тока, в амперах умножим (2-10) на величину Q_a — той части поверхности анода, куда попадают электроны:

$$I_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a^2} U_a^{3/2}, \quad (2-11)$$

или

$$I_a = GU_a^{3/2}, \quad (2-12)$$

где

$$G = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a^2} \quad (2-13)$$

для данного типа лампы величина постоянная.

Выражение (2-11), отображающее аналитически функцию $I_a = f(U_a)$, носит название *закона степени трех вторых*.

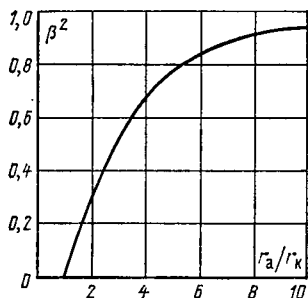


Рис. 2-5. График для определения коэффициента β^2 .

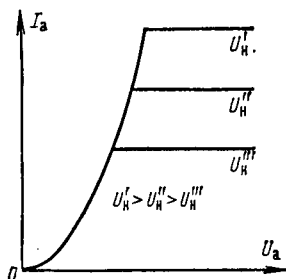


Рис. 2-6. Анодные характеристики идеализированного диода.

Закон (2-11) получен для диода, образованного двумя плоскими электродами. При цилиндрической конструкции электродов под величиной r_a следует понимать радиус анода. Кроме того, в знаменателе правой части (2-11) следует ввести поправочный коэффициент β^2 , зависимость которого от соотношения r_a/r_k — радиусов анода и катода представлена на рис. 2-5. Величина Q_a называется *эффективной поверхностью анода*. Для цилиндрической конструкции электродов она равна внутренней поверхности анода, так как катод обычно длиннее анода и электроны попадают на всю внутреннюю поверхность анода.

Характеристики идеализированного диода. Закон степени трех вторых (2-11), определяющий связь анодного тока с анодным напряжением, применим только для режима объемного заряда. В режиме насыщения ток анода идеализированного диода не должен зависеть от напряжения на аноде и определяется лишь напряжением накала. Характеристики идеализированного диода представлены на рис. 2-6.

2-3. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДА

На рис. 2-7 показано семейство кривых, отображающих зависимость анодного тока от напряжения накала $I_a = f(U_n)$ при неизменном для каждой характеристики анодном напряжении. Можно отметить два характерных участка этих кривых. На первом участке, соответствующем малым значениям U_n , ток анода растет при увеличении напряжения накала по закону, близкому к полученной ранее зависимости тока эмиссии от напряжения накала или температуры катода (1-1). Этот восходящий участок отображает эмиссионную характеристику $I_e = \varphi(U_n)$ и соответствует режиму насыщения: все эмиттированные катодом электроны попадают

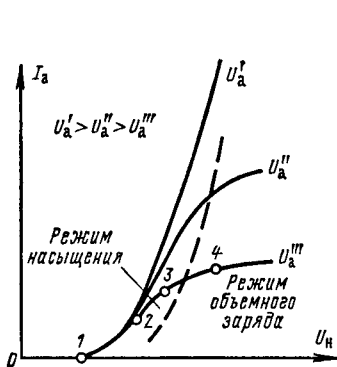


Рис. 2-7. Зависимость анодного тока от напряжений накала.

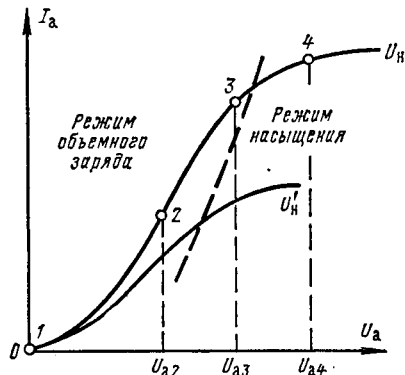


Рис. 2-8. Семейство анодных характеристик диода.

на анод, $I_a = I_e$. Точкам 1 и 2 на характеристике при $U_a^{III} = \text{const}$ соответствуют на рис. 2-2 кривые 1 и 2 распределения потенциала в междуэлектродном пространстве.

При дальнейшем повышении U_n рост анодного тока замедляется, так как наступает режим объемного заряда (см. кривые 3 и 4 рис. 2-2). На этом участке кривые уже не соответствуют эмиссионной характеристике, так как $I_a < I_e$. Увеличение анодного напряжения вызывает смещение пологого участка характеристики вправо, так как ограничение тока объемным зарядом начинается при больших значениях U_n .

Анодная характеристика. На рис. 2-8 показано семейство анодных характеристик двухэлектродной лампы с вольфрамовым катодом. На одной из характеристик ($U_n = \text{const}$) отмечены точки 1—4 и значения анодного напряжения, для которых на рис. 2-3 построены кривые распределения потенциала. Режиму объемного заряда соответствуют крутые участки характеристик, а режиму насыщения — пологие. Эти характеристики существенно отличаются от характеристик идеализированного диода (рис. 2-6).

Отличия характеристик связаны с особенностями физических процессов в диоде, не учтенными при выводе закона степени трех вторых (2-11). Рассмотрим причины, объясняющие основные отличия реальных и идеализированных характеристик двухэлектродных ламп.

Реальные характеристики не всегда выходят из начала координат. В большинстве ламп анодная характеристика начинается при небольших отрицательных напряжениях на аноде, так что при $U_a = 0$ существует некоторый, обычно весьма небольшой начальный ток. Наличие анодного тока при небольших отрицательных напряжениях U_a объясняется существованием электронов с достаточно большой начальной скоростью, в то время как при выводе закона (2-11) предполагалось, что их начальная скорость равна нулю.

В мощных диодах с катодом прямого накала начальный участок характеристики иногда сдвигается вправо, так что анодный ток при малых положительных напряжениях на аноде равен нулю. Это отличие объясняется влиянием магнитного поля катода. Протекающий по катоду ток накала создает магнитное поле. Электроны, вылетающие из катода, под действием магнитного поля стремятся вернуться на катод.

Восходящий участок реальной характеристики также несколько отличается от характеристики идеализированного диода. Реальные характеристики, как правило, идут более полого. Это объясняется главным образом неравномерным распределением потенциала и температуры по поверхности катода. В самом деле, при выводе закона степени трех вторых было принято, что потенциал катода в любой точке его поверхности остается неизменным и равным нулю (катод эквипотенциален). Мы также считали, что удельная эмиссия по всей поверхности катода одинакова, т. е. что все точки катода имеют одну и ту же температуру (катод эквитемпературен). В реальных условиях ни одно из этих предположений не выполняется. В результате охлаждения концы катода и точки крепления его к специальным траверсам имеют меньшую температуру; а катоды прямого накала не эквипотенциальны.

Эти же причины оказывают влияние и на участок характеристики, соответствующий переходу от режима объемного заряда к режиму насыщения. Как видно из рис. 2-8, такой переход в реальных характеристиках происходит плавно, а не резко. Насыщение наступает раньше на участках с более низкой температурой катода и большей разностью потенциалов анод — катод. Плавность переходного участка характеристики зависит также от разброса скоростей движущихся к аноду электронов. Для электронов, обладающих большими начальными скоростями, режим насыщения наступает несколько раньше.

Особенно существенно отличается в реальных характеристиках участок режима насыщения. Пологий участок характеристики, как это показано на рис. 2-8, характерен только для ламп с воль-

фрамовым катодом. В диодах с оксидным или другим катодом, удельное сопротивление которого достаточно велико, режим насыщения не наблюдается вообще (рис. 2-9). Это объясняется, во-первых, проявлением эффекта Шоттки (см. § 1-3) и, во-вторых, дополнительным разогревом катода за счет протекающего по нему тока лампы.

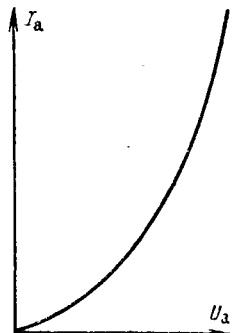


Рис. 2-9. Анодная характеристика лампы с оксидным катодом.

2-4. ДИОД В РЕЖИМЕ НАГРУЗКИ

В рабочем режиме во внешнюю цепь диода включается нагрузка. Рассмотрим простейший случай, когда нагрузкой диода служит резистор R (рис. 2-10, а). В соответствии с законом Кирхгофа для контура, протекаемого током I_a , можно написать:

$$E_a = I_a R + U_a, \quad (2-14)$$

где U_a — напряжение между анодом и катодом диода.

В этом уравнении две неизвестные величины: I_a и U_a , связь между которыми $I_a = f(U_a)$ является анодной характеристикой лампы. Поэтому решение уравнения (2-14) наиболее удобно провести графически, путем построения этой зависимости на анодной характеристике диода.

Запишем (2-14) в следующей форме:

$$I_a = \frac{E_a}{R} - \frac{U_a}{R}. \quad (2-15)$$

Поскольку $E_a/R = \text{const}$, эта зависимость — уравнение прямой в координатах $I_a - U_a$. Такую прямую, которую называют *линией*

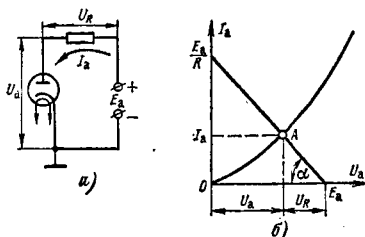


Рис. 2-10. Схема включения нагрузки в цепь диода (а) и построенные линия нагрузки (б).

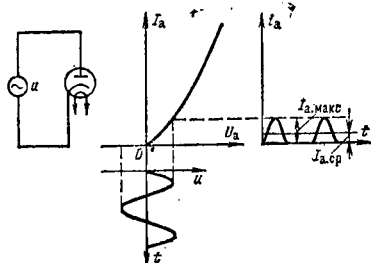


Рис. 2-11. Работа диода при переменном напряжении.

нагрузки, легко построить на анодной характеристике диода. Полагая $I_a = 0$, находим отрезок, отсекаемый этой прямой на оси абсцисс: $U_a = E_a$. Отрезок, отсекаемый прямой на оси ординат, найдем при условии $U_a = 0$. Он равен: $I_a = E_a/R$.

Линию нагрузки можно построить также, определив тангенс угла ее наклона к оси абсцисс: $\operatorname{tg} \alpha = \frac{m}{n} \frac{1}{R}$, где m и n — масштабные коэффициенты, имеющие размерность.

Точка A пересечения линии нагрузки с анодной характеристикой является решением уравнения (2-15). Проекция этой точки на ось ординат определит значение тока I_a , протекающего в цепи диода с нагрузкой, а проекция ее на ось абсцисс позволит определить напряжение на аноде лампы U_a и напряжение U_R .

Рассмотренный графический метод широко используется в инженерной практике при расчете радиотехнических схем с электронными приборами.

Одно из важнейших свойств диода — униполярная проводимость. Рисунок 2-11 иллюстрирует работу диода в том случае, когда к его электродам подключен источник переменного напряжения. Ток через диод протекает лишь в течение положительных полупериодов синусоидального напряжения, т. е. в те интервалы времени, когда разность потенциалов анод — катод положительна. Поэтому ток i_a представляет собой последовательность импульсов, которую можно характеризовать максимальным значением тока в импульсе $I_{a, \max}$ и средним значением этого тока $I_{a, \text{cp}}$ — постоянной составляющей периодической последовательности импульсов (выпрямленный ток). В течение отрицательных полупериодов ток через диод не течет. Свойство униполярной проводимости лежит в основе работы диода в схеме выпрямителя переменного тока. Двухэлектродные лампы, специально предназначенные для этой цели, называют *кенотронами*.

2-5. ПАРАМЕТРЫ ДИОДОВ

Различают основные электрические параметры, статические параметры, параметры предельно допустимого режима, параметры механического режима и др. В зависимости от основного назначения лампы перечень параметров, приводимых в паспорте лампы и в справочнике, может изменяться. В этом параграфе рассматриваются лишь основные параметры диодов, характеризующие свойства большинства типов двухэлектродных ламп. Изучение некоторых специальных параметров неотделимо от детального рассмотрения особенностей работы лампы в специальных схемах. С такими параметрами читатель познакомится в последующих курсах, посвященных изучению конкретных радиотехнических устройств.

Статические параметры диода — это величины, характеризующие основные свойства лампы в статическом режиме. Для диодов статическими параметрами являются крутизна анодной характеристики лампы S , внутреннее, или дифференциальное сопротивление лампы R_i и сопротивление при постоянном токе, или статическое сопротивление R_0 .

Крутизна характеристики лампы S показывает, на какую величину изменится анодный ток при изменении анодного напряжения на один вольт. Поскольку анодная характеристика диода нелинейна, крутизна для различных точек характеристики различна.

Для любой точки анодной характеристики

$$S = \frac{dI_a}{dU_a}. \quad (2-16)$$

Таким образом, крутизна численно равна $\operatorname{tg} \alpha$ — тангенсу угла наклона касательной к анодной характеристике в данной точке A (рис. 2-12). Крутизна может быть определена приближенно как отношение приращения анодного тока вблизи точки A к соответствующему приращению анодного напряжения (рис. 2-12):

$$S = \frac{I_a'' - I_a'}{U_a'' - U_a'} = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_a}. \quad (2-17)$$

Крутизна характеристики имеет размерность проводимости (сименс), но поскольку анодный ток обычно измеряется в миллиамперах, а анодное напряжение — в вольтах, крутизна выражается в миллиамперах на вольт.

Для характеристики идеализированного диода значение крутизны можно получить дифференцированием закона степени трех вторых (2-11):

$$S = \frac{dI_a}{dU_a} = \frac{3}{2} G U_a^{1/2} \approx 3,5 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a^2} U_a^{1/2}. \quad (2-18)$$

Это выражение полезно при расчете диодов и для оценки зависимости крутизны от геометрических размеров электродов лампы. Крутизна диодов различных типов, обычно измеряемая в наиболее крутом участке характеристики, лежит в пределах от одного до нескольких десятков миллиампер на вольт.

Дифференциальное сопротивление R_i для диода — величина, обратная крутизне S :

$$R_i = \frac{dU_a}{dI_a} = \frac{1}{S}. \quad (2-19)$$

Приближенно в точке A (рис. 2-12)

$$R_i = \frac{U_a'' - U_a'}{I_a'' - I_a'} = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}. \quad (2-20)$$

Величина R_i , связывающая изменения напряжения и тока, может рассматриваться как сопротивление протекаемому через диод переменному току. Дифференциальное сопротивление боль-

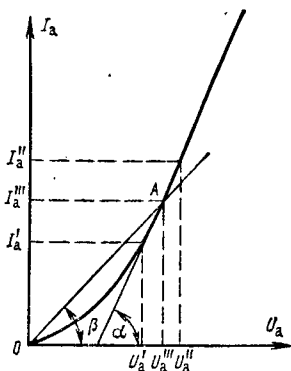


Рис. 2-12. К определению статических параметров диода.

шинства диодов лежит в пределах от нескольких десятков ом до единиц килоом.

При протекании через диод постоянного тока представляет интерес не отношение приращений тока и напряжения вокруг некоторой заданной точки, а сами величины токов и напряжения в лампе. При этом совершенно безразлично, какова характеристика вблизи выбранной точки, так как постоянное напряжение и соответствующий ему ток неизменны.

Сопротивлением лампы при постоянном токе (статистическим сопротивлением) называют отношение напряжения к току. Например, для точки А характеристики, приведенной на рис. 2-12.

$$R_0 = \frac{U_a'''}{I_a'''} \quad (2-21)$$

Сопротивление при постоянном токе численно равно котангенсу угла наклона ($\text{ctg } \beta$ на рис. 2-12) прямой линии, проведенной из начала координат в заданную точку.

В зависимости от того, на каком участке характеристики определяется R_0 , его значение может быть меньше или больше значения R_i . На восходящем участке характеристики $R_i < R_0$. Для идеализированных характеристик, подчиняющихся закону степени трех вторых, соотношение между R_i и R_0 можно установить с помощью выражений (2-12) и (2-18):

$$R_0 = \frac{U_a}{I_a} = \frac{U_a}{GU_a^{3/2}} = \frac{1}{GU_a^{1/2}} = \frac{3}{2} R_i. \quad (2-22)$$

Междуэлектродные емкости. Электроды диода, разделенные вакуумным промежутком, образуют конденсатор, емкость которого в маломощных диодах составляет несколько пикофард, а в мощных лампах достигает десятков пикофард. Для диода с плоскими электродами воспользуемся формулой, определяющей емкость плоского конденсатора:

$$C = \frac{\epsilon_0 Q}{r_a}. \quad (2-23)$$

Здесь r_a — расстояние между катодом и анодом, а Q — площадь электрода.

Эта формула может быть использована для определения междуэлектродной емкости диода, когда его катод не накален и объемный заряд в лампе отсутствует. Такая емкость называется *холодной*.

В реальных лампах к емкости, образуемой собственно электродами, добавляется емкость между их выводами. Поэтому холодная емкость лампы в действительности больше того значения, которое может быть рассчитано по формуле (2-23).

В работающем диоде объемный заряд не равен нулю и распределение потенциала в междуэлектродном пространстве нелинейно.

Вследствие неравномерного распределения объемного заряда в междуэлектродном пространстве заряды на аноде и катоде лампы при изменении напряжения U_a меняются неодинаково. Поскольку при работе диода в схеме важное значение имеет емкостная составляющая тока в анодной цепи, то междуэлектродную емкость лампы с накалившимся катодом определяют как некоторую дифференциальную емкость

$$C' = \frac{dq_a}{dU_a}, \quad (2-24)$$

где

$$q_a = \varepsilon_0 Q \mathcal{E}_a \quad (2-25)$$

— заряд на аноде диода.

Напряженность поля $\mathcal{E}_a$ у поверхности анода можно определить, воспользовавшись выражением (2-8). Подставив в это соотношение $x = r_a$ и $U = U_a$ и разделив (2-9) на вновь полученное выражение, запишем:

$$U/U_a = (x/r_a)^{4/3}. \quad (2-26)$$

Дифференцируя это выражение по x и подставляя затем $x = r_a$ и $\mathcal{E} = \mathcal{E}_a$, получаем:

$$\mathcal{E}_a = \frac{4}{3} \frac{U_a}{r_a}. \quad (2-27)$$

Подставляя это соотношение в (2-25), находим на основании (2-24):

$$C' = \frac{4}{3} \frac{\varepsilon_0 Q}{r_a}. \quad (2-28)$$

Эта емкость называется *горячей*. Она вследствие влияния объемного заряда в лампе в $4/3$ раза больше емкости C .

Таким образом, когда катод не накален, диод представляет собой холодную емкость C . При накаленном катоде его можно представить на эквивалентной схеме для переменного тока сопротивлением R_i и параллельно подключенной к нему емкостью C' . В диапазоне низких частот емкостное сопротивление $X_c = 1/i\omega C'$ во много раз больше сопротивлений R_i и влиянием емкости без большой погрешности можно пренебречь. При высоких частотах влияние междуэлектродных емкостей может быть очень существенным (см. § 4-6).

В ряде схем оказывается существенным также влияние емкости между катодом и подогревателем $C_{п.к.}$. Величина этой емкости для некоторых типов диодов указывается в справочнике.

Параметры типового режима. Обычно в паспорте лампы помимо статических параметров и междуэлектродных емкостей указываются параметры типового режима — электрические величины, характеризующие режим работы лампы. При этом оговаривается

номинальный режим измерений, для которого приведены эти параметры. Для диодов номинальный режим измерений определяется напряжением накала U_n и напряжением на аноде U_a . В качестве основных параметров обычно приводятся: номинальное значение тока накала I_n ; выпрямленный ток $I_{a, \text{выпр}}$; *максимальный ток в импульсе* $I_{a, \text{макс}}$; начальный ток анода I_{a0} при $U_a = 0$ и некоторые другие величины, связанные с назначением диода.

Параметры предельно допускаемого режима. К этой группе параметров относятся прежде всего электрические параметры прибора — предельно допускаемые значения, выход за пределы которых не разрешается стандартом или техническими условиями. В паспорте лампы, как правило, указываются *наименьшее и наибольшее значения напряжения накала*. Перекал катода, как уже было сказано выше, недопустим, так как при этом уменьшается долговечность лампы. При недокале оксидного катода также возможен его перегрев вследствие увеличения объемного сопротивления оксидного слоя при понижении температуры. Особенно опасен режим недокала в лампах с большим анодным током. Участки катода с повышенным сопротивлением разогреваются текущим по катоду током, и на них образуются очаги перегрева.

Наибольшее обратное напряжение ограничивает амплитуду переменного напряжения, подводимого к диоду.

В отрицательный полупериод переменного напряжения, подводимого к диоду, ток через лампу не течет и все напряжение (обратное) оказывается приложенным между анодом и катодом лампы. При значениях обратного напряжения, превышающих предельно допускаемые, возможен электрический пробой изоляции между выводами анода и катода или пробой междуэлектродного промежутка.

Важное значение имеют такие параметры, как *наибольший ток анода в импульсе* и *наибольший выпрямленный ток* (рис. 2-11). Величина импульса анодного тока ограничивается либо допустимой плотностью тока эмиссии (например, для вольфрамового катода), либо допустимыми условиями работы оксидного катода, при которых его перегрев током лампы неопасен.

Эти же факторы в совокупности с допустимым значением мощности, выделяемой на аноде, ограничивают и значение наибольшего выпрямленного тока.

К числу параметров предельно допускаемого режима относится также *наибольшая мощность, выделяемая на аноде*.

При соударении электронов с поверхностью анода почти вся их кинетическая энергия превращается в энергию тепловых колебаний узлов кристаллической решетки анода. В результате этого анод может разогреваться до значительных температур.

Мощность, получаемая анодом

$$P_a = n \frac{mv^2}{2}, \quad (2-29)$$

где n — число электронов, приходящих на анод в секунду; m — масса электрона; v — скорость его движения.

Используя выражение (2-2), получаем:

$$P_a = neU_a. \quad (2-30)$$

Здесь произведение ne — величина приносимого в одну секунду на анод электрического заряда или анодный ток I_a .

Таким образом,

$$P_a = I_a U_a. \quad (2-31)$$

Для каждого типа лампы в справочнике указывается максимально допустимая величина $P_{a, \text{доп}}$, которую можно легко показать на анодной характеристике (рис. 2-13). Допустимые режимы работы лампы ограничиваются областью, лежащей ниже этой гиперболической кривой.

Полученную энергию анод рассеивает главным образом за счет лучеиспускания, мощность которого согласно закону Стефана—Больцмана пропорциональна абсолютной температуре в четвертой степени. Таким образом, величина P_a ограничивается допустимой температурой, значение которой зависит от ряда факторов. Прежде всего следует указать, что температура анода не должна быть выше той, при которой происходило обезгаживание элементов лампы. В противном случае выделение остатков газа анодом может привести к нарушению работы прибора. В результате лучеиспускания возможен дополнительный нагрев катода лампы. Перегрев катода, как уже отмечалось выше, вызывает увеличение эмиссии с отдельных участков, интенсивное испарение активирующего вещества и уменьшает срок службы катода.

Повышение допустимой мощности при заданной температуре достигается применением анодов с увеличенной поверхностью, специальной обработкой поверхности, а также путем жидкостного или воздушного охлаждения.

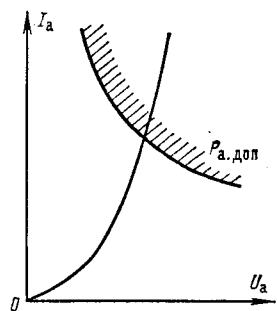


Рис. 2-13. Кривая максимально допустимой мощности, выделяемой на аноде.

2-6. ОСОБЕННОСТИ ДИОДОВ РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Диоды для приемно-усилительных устройств выпускаются в стеклянном миниатюрном и сверхминиатюрном исполнении (рис. 2-14, а и б). Электроды имеют плоскую или цилиндрическую конструкцию, катод оксидный косвенного накала.

В высоковольтных диодах применяются электроды цилиндрической конструкции. Чтобы избежать пробоя при высоких напряжениях, вывод анода максимально удален от катода и сделан вверх баллона (рис. 2-14, в).

В некоторых схемах используют двойные диоды (два диода в одном баллоне). В последние годы применение электровакуум-

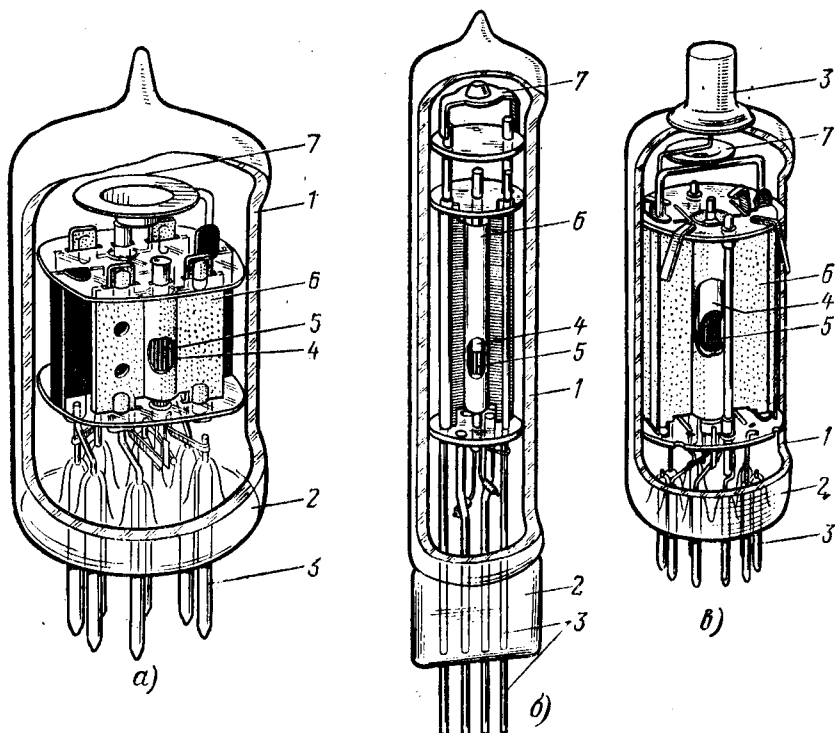


Рис. 2-14. Диоды различного назначения.

а — двойной диод миниатюрной конструкции; б — диод сверхминиатюрной конструкции; в — кенотрон; 1 — баллон; 2 — ножка; 3 — штырьки и вывод анода; 4 — катод; 5 — подогреватель; 6 — анод; 7 — газопоглотитель.

ных диодов в радиоаппаратуре резко сократилось, поскольку в большинстве случаев их заменили полупроводниковые диоды.

Глава третья

ТРЕХЭЛЕКТРОДНЫЕ ЛАМПЫ

3-1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ТРЕХЭЛЕКТРОДНОЙ ЛАМPE (ТРИОДЕ)

Определение. Устройство триода. Триод — электронная лампа, имеющая три электрода: катод, анод и сетку.

Схематически устройство трехэлектродной лампы показано на рис. 3-1. В отличие от диода, в котором анодный ток управляется

электрическим полем анода, воздействующим на объемный заряд у катода, в триоде управление электронным потоком осуществляется главным образом с помощью сетки. Сетка, выполняемая обычно в виде спирали из тонкой проволоки, располагается между катодом и анодом лампы, ближе к поверхности катода.

Схема подключения напряжений к электродам триода показана на рис. 3-2. Потенциал катода обычно принимают равным нулю ($U_k = 0$); на анод подается положительное напряжение, а к сетке может быть подведено как положительное, так и отрицательное напряжение.

Схема включения триода, показанная на рис. 3-2, называется схемой

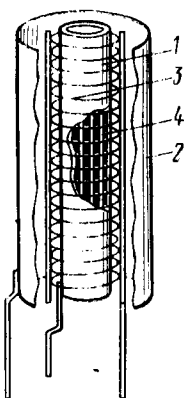


Рис. 3-1. Устройство трехэлектродной лампы.

1 — катод; 2 — анод; 3 — сетка; 4 — нить накала.

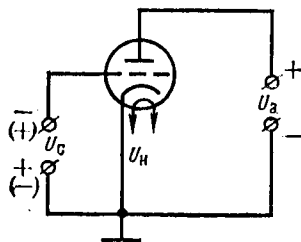


Рис. 3-2. Схема питания электродов триода.

с общим (заземленным) катодом. Триод можно включить и иным образом, приняв в качестве общего электрода сетку (схема с заземленной сеткой) или анод (схема с заземленным анодом). В этих случаях за начало отсчета принимается потенциал заземленного электрода.

Распределение потенциала в трехэлектродной лампе. На рис. 3-3 показаны эквипотенциальные линии и кривые распределения потенциала U при различных напряжениях на сетке и постоянном анодном напряжении в триоде с электродами плоской конструкции. Эти кривые изображены для холодной лампы, когда катод не накален и электронов в междуэлектродном пространстве нет. Изменение напряжения на сетке сильно влияет на электрическое поле в пространстве катод—сетка и слабее на поле между сеткой и анодом.

При достаточно большом отрицательном напряжении на сетке (рис. 3-3, а) в пространстве катод—сетка тормозящее поле создается не только вблизи витков сетки, но и между ними. При накаленном катоде электроны, покидающие катод, не могут преодолеть действие тормозящего поля и возвращаются к катоду. В результате возрастает объемный отрицательный заряд и потенциал в про-

пространстве между катодом и сеткой становится еще более отрицательным. Электроны не достигают анода, и анодный ток $I_a = 0$ (лампа «заперта»). Наименьшее отрицательное напряжение на сетке U_{c0} , при котором анодный ток равен нулю, называется *напряжением запирания* (рис. 3-3, б).

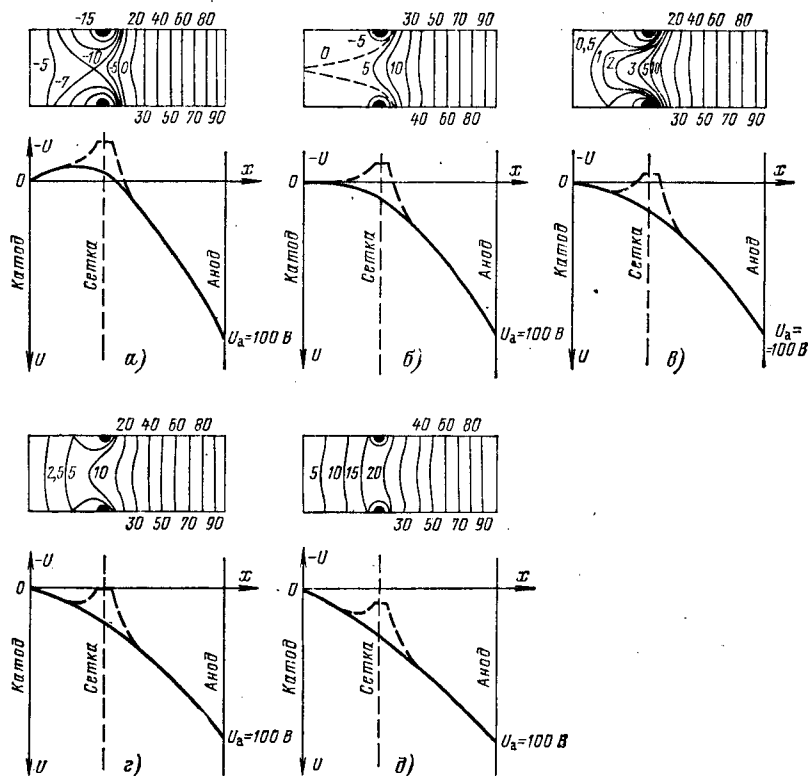


Рис. 3-3. Экипотенциальные поверхности в плоском триоде и кривые распределения потенциала (— между витками сетки; — — — в плоскости витка сетки).

а — $U_c = -25$ В; б — $U_c = U_{c0} = -12$ В; в — $U_c = -6$ В; г — $U_c = 0$; д — $U_c = +10$ В.

При подаче на сетку напряжения, меньшего по модулю, чем напряжение запираения лампы $|U_c| < |U_{c0}|$, (рис. 3-3, в), поле в середине между витками сетки становится ускоряющим. При накаленном катode электроны в этой части пространства устремляются к аноду. Возникает анодный ток.

Дальнейшее уменьшение отрицательного напряжения на сетке приводит к уменьшению пространства, занятого тормозящим полем: оно сохраняется только в непосредственной близости от витков сетки (рис. 3-3, в и г) и все большее число электронов устремляется

к аноду. При подаче положительного напряжения на сетку (рис. 3-3, б) поле, ускоряющее электроны, существует во всем пространстве. Электроны, движущиеся вблизи витков сетки, притягиваются к сетке и образуют сеточный ток I_c . Большая же часть электронов, в зазоре между витками сетки, устремляется к аноду и создает анодный ток I_a . Таким образом, при $U_c > 0$ поток электронов, движущихся от катода и образующих катодный ток I_k , разветвляется на два потока, создающих сеточный и анодный токи (рис. 3-4):

$$I_k = I_c + I_a. \quad (3-1)$$

Но так как площадь витков сетки намного меньше площади анода, сеточный ток, как правило, меньше анодного.

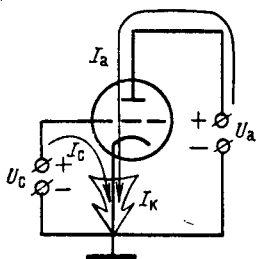


Рис. 3-4. Токи в триоде.

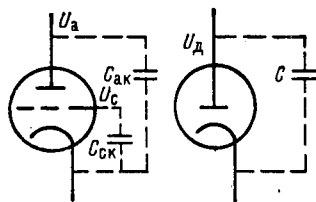


Рис. 3-5. Замена триода эквивалентным диодом.

Из проведенного рассмотрения следует, что изменение напряжения на сетке лампы приводит к существенному изменению картины поля в междуэлектродном пространстве, в особенности в пространстве сетка—катод. Таким образом, на потенциальный барьер вблизи катода и, следовательно, на объемный заряд оказывает влияние некоторое результирующее поле, определяемое напряжениями на аноде и сетке лампы.

Действующее напряжение. Для сравнительной оценки воздействия полей анода и сетки на потенциальный барьер у катода принято рассматривать поле в пространстве катод—сетка как поле, созданное некоторым эквивалентным действующим напряжением, приложенным к сетке лампы. При таком рассмотрении трехэлектродную лампу заменяют некоторым эквивалентным диодом, сплошной анод которого находится на месте сетки триода (рис. 3-5). Эквивалентность полей в пространстве сетка—катод реального триода и в пространстве анод—катод эквивалентного диода определяется при равенстве электрических зарядов, наведенных на поверхности катода в каждой лампе.

Заряд, индуцированный на катоде диода, равен:

$$q_d = C U_d. \quad (3-2)$$

Здесь C — емкость между анодом и катодом диода; U_d — действующее напряжение — напряжение на аноде эквивалентного диода.

Величина заряда, индуцированного на катоде триода, зависит от напряжений на аноде и сетке, а также от емкостей между этими электродами и катодом (рис. 3-5):

$$q_{тр} = C_{ск}U_c + C_{ак}U_a, \quad (3-3)$$

где $C_{ск}$ — емкость между сеткой и катодом; $C_{ак}$ — емкость между анодом и катодом; U_c и U_a — напряжения на сетке и на аноде соответственно.

Если диод эквивалентен триоду в том понимании, как мы условились, то заряды на поверхностях катодов ламп должны быть равны: $q_d = q_{тр}$.

Отсюда

$$CU_d = C_{ск}U_c + C_{ак}U_a \quad (3-4)$$

и действующее напряжение

$$U_d = \frac{C_{ск}}{C} \left(U_c + \frac{C_{ак}}{C_{ск}} U_a \right). \quad (3-5)$$

Мы заменили сетку сплошным анодом, поэтому $C > C_{ск}$. Строго говоря, емкость $C \neq C_{ск} + C_{ак}$. Однако с целью упрощения формул будем считать, что приближенно емкость $C \approx C_{ск} + C_{ак}$.

Подставляя это соотношение в (3-5) и обозначая

$$C_{ак}/C_{ск} = D, \quad (3-6)$$

получаем:

$$U_d \approx \frac{1}{1+D} (U_c + DU_a). \quad (3-7)$$

Соотношение емкостей $C_{ак}/C_{ск}$ в триоде обычно значительно меньше единицы, и величиной D по сравнению с единицей в знаменателе первого сомножителя (3-7) можно пренебречь.

Тогда

$$U_d \approx U_c + DU_a. \quad (3-8)$$

Проницаемость лампы. Из полученного выражения следует, что действующее напряжение непосредственно зависит от напряжения U_c . Что же касается анодного напряжения, то оно входит в выражение (3-8) с коэффициентом $D < 1$, характеризующим ослабление влияния анодного напряжения на поле в пространстве катод—сетка. Коэффициент D называют *проницаемостью лампы*. Проницаемость лампы характеризует степень проникновения поля анода в пространство сетка—катод и учитывает ослабление действия этого поля на потенциальный барьер у катода по сравнению с действием поля сетки.

Меньшее влияние анодного напряжения объясняется, во-первых, тем, что расстояние от анода до катода больше расстояния от сетки до катода, во-вторых (и это более существенно), тем, что силовые линии от анода слабо проникают в пространство сетка—катод через сетку, которая является электростатическим экраном. Степень экранирования анодного поля существенно зависит от конструкции электродов и главным образом сетки, что подтверждается выражением (3-6), определяющим коэффициент D как отношение емкостей $C_{ак}/C_{ск}$. Чем гуще сетка, тем меньше силовых линий от анода проникает через сетку и тем меньше величина D , так как с увеличением густоты сетки увеличивается емкость $C_{ск}$ и уменьшается емкость $C_{ак}$.

Закон степени трех вторых для триода. Введение понятия о действующем напряжении позволяет применить закон степени трех вторых (§ 2-2) к трехэлектродной лампе. В самом деле, для эквивалентного диода этот закон можно записать подобно (2-12):

$$I_{a, \text{э.д.}} = G' U_d^{3/2}. \quad (3-9)$$

Вследствие эквивалентности диода и трехэлектродной лампы потоки электронов, движущихся от катодов этих ламп, должны быть равны. Этим потокам соответствуют: в диоде ток $I_{a, \text{э.д.}}$, а в триоде катодный ток I_k .

Выражение (3-9) с учетом (3-1) и (3-7) можно записать в виде

$$I_k = I_a + I_c = G' \left[\frac{1}{1+D} (U_c + DU_a) \right]^{3/2}, \quad (3-10)$$

где для триода с электродами цилиндрической конструкции

$$G' = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a r_c \beta^3}. \quad (3-11)$$

В этом выражении r_c — радиус сетки, а r_a — радиус анода. Для ламп с плоскими электродами $\beta^2 = 1$, и вместо произведения $r_a r_c$ в знаменатель следует подставить $r_{кс}^2$ — квадрат расстояния от катода до сетки.

Следует сразу отметить, что аналитическая зависимость (3-10) катодного тока от напряжения на электродах лампы, как и для диода, отличается от реальных статических характеристик (причины этого отклонения будут рассмотрены в § 3-2). Поэтому закон степени трех вторых для триода находит еще меньшее применение, чем для диода, и на практике используется ряд других методов приближенного аналитического описания (аппроксимации) реальных характеристик триода (см. гл. 5).

Напряжение запираания лампы. Пользуясь выражением (3-10), можно получить формулу для напряжения запираания лампы $U_{с0}$, при котором анодный ток становится равным нулю. Пренебрегая в (3-10) величиной D в знаменателе ($D \ll 1$), получаем:

$$I_k = G' (U_c + DU_a)^{3/2} = G' U_d^{3/2}. \quad (3-12)$$

Считая, что $I_c = 0$, можно записать:

$$I_a = G' (U_c + DU_a)^{3/2}. \quad (3-13)$$

При подаче на сетку напряжения, равного напряжению запира-
ния, анодный ток равен нулю. Поэтому

$$0 = G' (U_{c0} + DU_a)^{3/2}. \quad (3-14)$$

Ввиду того что коэффициент G' не равен нулю, для удовлетворе-
ния этого равенства необходимо потребовать:

$$U_{c0} + DU_a = 0. \quad (3-15)$$

Отсюда

$$-U_{c0} = DU_a. \quad (3-16)$$

Таким образом, напряжение запира-
ния лампы тем более отри-
цательно, чем больше проницаемость лампы и чем выше анодное
напряжение. Следует, однако, помнить, что рассчитанное по фор-
муле (3-16) значение напряжения запира-
ния несколько меньше
получаемого на практике, так как в основу расчета был положен
закон степени трех вторых, при выводе которого не учитывается
ряд физических явлений в лампе.

Физический смысл проницаемости лампы. Пользуясь законом
степени трех вторых, можно ввести определение проницаемости
лампы, отличающееся от (3-6).

Для этого найдем дифференциал dI_k , пользуясь выражением
(3-12):

$$dI_k = \frac{3}{2} G' U_d^{1/2} (dU_c + D dU_a), \quad (3-17)$$

где dU_c и dU_a — независимые приращения сеточного и анодного
напряжений.

Отсюда следует, что катодный ток можно изменять как за счет
вариации напряжения U_c , так и путем изменения U_a . Уменьшая
отрицательное сеточное напряжение на величину dU_c , можно полу-
чить некоторое приращение катодного тока dI_k , которое затем
можно скомпенсировать понижением напряжения на аноде на
величину dU_a , так что в конечном итоге катодный ток примет пре-
жнее значение и dI_k будет равно нулю. Тогда в соответствии с (3-17)
необходимо, чтобы

$$dU_c + D dU_a = 0,$$

откуда

$$D = - \frac{dU_c}{dU_a} \quad \text{при} \quad I_k = \text{const}. \quad (3-18)$$

Это выражение в более ясной форме отражает физический смысл
проницаемости лампы как величины, характеризующей сравнитель-
ное воздействие анодного и сеточного напряжений на потенциа-
льный барьер у катода и, следовательно, на катодный ток. Знак
минус в формуле (3-18) показывает, что для сохранения катодного

тока постоянным приращению напряжений на аноде и на сетке должны быть разных знаков, т. е. уменьшение отрицательного напряжения на сетке следует скомпенсировать уменьшением положительного напряжения на аноде. При этом пропускная способность лампы всегда остается положительной величиной.

Токораспределение. Выше уже говорилось о том, что при $U_c > 0$ полный поток электронов, преодолевающих потенциальный барьер, разделяется на два: часть электронов движется к аноду (анодный ток), другая часть электронов попадает на сетку, образуя сеточный ток. Это разделение общего катодного тока, соответствующего полному потоку электронов на токи, текущие в цепях отдельных электродов лампы, называют *токораспределением*.

Для количественного описания токораспределения используют коэффициент токораспределения, равный отношению анодного тока к сеточному:

$$k_{\text{тр}} = \frac{I_a}{I_c}. \quad (3-19)$$

В соответствии с (3-1) $I_k = I_a + I_c$ и, следовательно,

$$I_a = \frac{k_{\text{тр}}}{k_{\text{тр}} + 1} I_k; \quad (3-20)$$

$$I_c = \frac{1}{k_{\text{тр}} + 1} I_k. \quad (3-21)$$

Значения токов I_a и I_c , а следовательно, и коэффициента $k_{\text{тр}}$ зависят от напряжений U_a и U_c .

Рассмотрим поэтому особенности движения электронов в лампе при различных соотношениях напряжений на аноде и сетке.

Режим возврата электронов к сетке. Пусть на сетку лампы задано некоторое положительное напряжение, а напряжение на аноде изменяется от нуля до значения, превышающего напряжение на сетке. При $U_c > 0$ и $U_a = 0$ электроны, пролетая между витками сетки, подвергаются воздействию положительного поля сетки и их траектории искривляются (рис. 3-6). Наибольшее воздействие поле сетки оказывает на электроны, движущиеся вблизи ее витков. Некоторые электроны устремляются непосредственно к сетке; другая же их часть, пролетев плоскость сетки и попав в тормозящее поле анода, возвращается обратно к сетке по криволинейным траекториям. Ток анода равен нулю, и все электроны, преодолевающие потенциальный барьер у катода, попадают на сетку.

При подаче на анод небольшого положительного напряжения $U_a < U_c$ картина несколько изменяется. Небольшая часть электронов, движущихся между витками сетки, устремляется к аноду. Энергия этих электронов достаточна для преодоления поля анода, тормозящее действие которого определяется разностью потенциалов $U_a - U_c$. Значительное число электронов, движущихся вблизи витков сетки, получает в результате воздействия поля

сетки ускорения в направлении к ее виткам. Описав криволинейные траектории, они возвращаются на сетку. Число этих электронов по сравнению с предыдущим случаем уменьшается. Снижается, следовательно, на величину, равную анодному току, и ток сетки. Катодный ток теперь равен сумме токов: $I_K = I_c + I_a$.

Дальнейшее повышение анодного напряжения приводит к относительно быстрому росту тока I_a и соответствующему уменьшению тока сетки. На электроны, находящиеся между сеткой и анодом, поле анода влияет непосредственно, так как в этой части междуэлектродного пространства оно не ослаблено экранирующим действием сетки. Коэффициент токораспределения

$k_{тр} = I_a/I_c$ быстро увеличивается (рис. 3-7).

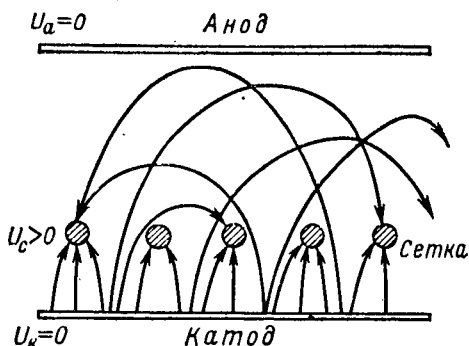


Рис. 3-6. Режим возврата электронов к сетке.

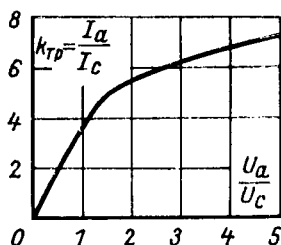


Рис. 3-7. Зависимость коэффициента токораспределения от напряжений на электродах триода.

Рассмотренные соотношения напряжений U_a и U_c , для которых характерно возвращение электронов из пространства сетка—анод обратно к сетке, соответствуют *режиму возврата электронов к сетке*. Как видно из рис. 3-7, этот режим обычно наблюдается в лампе при $U_a/U_c \leq 1$, т. е. когда в пространстве между сеткой и анодом существует тормозящее поле.

Режим прямого перехвата электронов сеткой. При дальнейшем увеличении напряжения на аноде характерные признаки режима возврата исчезают. Влияние положительного поля сетки сказывается лишь на искривлении траекторий электронов, движущихся к аноду. Ток сетки образуется теперь только за счет электронов, которые непосредственно попадают на витки сетки. Наступает режим токораспределения, который называют *режимом перехвата электронов сеткой*.

В режиме перехвата соотношение токов анода и сетки определяется в основном отношением поверхностей этих электродов. Ввиду того что поверхность витков сетки, как правило, значительно меньше эффективной поверхности анода, анодный ток значительно превышает ток сетки.

Изменение коэффициента токораспределения в режиме пря-

мого перехвата определяется в основном изменением тока I_a . Сеточный ток в этом случае при увеличении U_a уменьшается незначительно. Анодный ток растет за счет влияния анодного напряжения на поле между катодом и сеткой. Поскольку это влияние ослаблено экранирующим действием сетки, рост коэффициента токораспределения с увеличением U_a/U_c в режиме перехвата замедляется (рис. 3-7).

На условия перехода от режима возврата к режиму перехвата влияют также конструктивные параметры сетки и плотность потока электронов.

В режиме возврата коэффициент токораспределения зависит в основном от соотношения расстояний катод—сетка и катод—анод, а также от шага сетки t . В режиме прямого перехвата величина $k_{тр}$ определяется главным образом коэффициентом заполнения сетки δ/t (δ — диаметр проволоки, из которой сделана сетка). Переход от режима возврата к режиму прямого перехвата может происходить при различных значениях U_a/U_c в зависимости от конструкции электродов лампы. Для большинства триодов это значение колеблется в пределах от 0,2 до 1,2.

На токораспределение в лампе может оказать существенное влияние эффект вторичной эмиссии электронов с поверхности анода или сетки. Иногда этот эффект усугубляется при загрязнении анода или сетки частицами активирующего слоя катода.

Вторичные электроды, вылетевшие с анода или сетки, могут под действием сильных ускоряющих полей уходить на другие электроды, например с анода на сетку, если положительный потенциал сетки больше анодного потенциала. Движение вторичных электронов противоположно потоку первичных электронов, и ток анода уменьшается.

3-2. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРИОДА

При рассмотрении в предыдущем параграфе физических явлений в триоде мы убедились, что управление электронным потоком в триоде осуществляется с помощью электрических полей, которые образуются за счет внешних источников питания, включенных в цепи электродов лампы.

В общем случае в триоде общий катодный ток может разветвляться на два: анодный и сеточный токи. Поэтому необходимо рассматривать зависимости каждого тока от напряжений на электродах лампы. Обычно при использовании триодов в радиотехнических устройствах управляющий сигнал подается в цепь сетки, а анодная цепь является выходной. Поэтому для триода наибольший интерес представляют зависимости

$$I_a = f(U_c; U_a); \quad (3-22)$$

$$I_c = \varphi(U_c; U_a). \quad (3-23)$$

Характер воздействия электрических полей в лампе на поток электронов, а следовательно, и на токи в цепях электродов, доста-

точно сложен. Это воздействие зависит от конструкции электродов, соотношения напряжений и целого ряда других факторов. Даже весьма приближенная аналитическая зависимость между катодным током и напряжениями на электродах (закон степени трех вторых) показывает, что электронная лампа не подчиняется закону Ома.

Зависимости (3-22) и (3-23) нелинейны. Каждую из этих зависимостей, представляющую собой функцию от двух независимых аргументов, можно записать в виде полного дифференциала:

$$dI_a = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} dU_c + \frac{\partial I_a}{\partial U_a} dU_a; \quad (3-24)$$

$$dI_c = \frac{\partial I_c}{\partial U_c} dU_c + \frac{\partial I_c}{\partial U_a} dU_a. \quad (3-25)$$

Приращения dU_c и dU_a можно рассматривать как очень малые изменения постоянных напряжений при работе лампы в статическом режиме или же в случае работы лампы в режиме с нагрузкой заменить их переменными напряжениями сигнала, если они достаточно малы, чтобы в этих пределах считать зависимость линейной.

Рассмотрим вначале статический режим работы триода. Полагая одно из напряжений постоянным, можно функции (3-22) и (3-23) представить четырьмя зависимостями, которые называют статическими характеристиками триода:

анодно-сеточная характеристика

$$I_a = f_1(U_c) \quad \text{при} \quad U_a = \text{const}; \quad (3-26)$$

анодная характеристика

$$I_a = f_2(U_a) \quad \text{при} \quad U_c = \text{const}; \quad (3-27)$$

сеточная характеристика

$$I_c = \varphi_1(U_c) \quad \text{при} \quad U_a = \text{const}; \quad (3-28)$$

сеточно-анодная характеристика

$$I_c = \varphi_2(U_a) \quad \text{при} \quad U_c = \text{const}. \quad (3-29)$$

Каждая из этих характеристик показывает зависимость анодного или сеточного тока от напряжения на одном из электродов при сохранении напряжения на другом электроде неизменным.

Все четыре семейства характеристик могут отличаться для различных типов ламп в зависимости от их конструкции, назначения и т. п., но общий ход кривых остается неизменным, типичным для любой трехэлектродной лампы.

Анодно-сеточные характеристики одной из трехэлектродных ламп показаны на рис. 3-8. Анодный ток, даже при значительных положительных напряжениях на аноде, возникает лишь при напряжениях на сетке $|-U_c| < |-U_{c0}|$. При отрицательных напряжениях на сетке, превышающих по модулю напряжение запирания $-U_{c0}$, анодный ток в лампе равен нулю и лампа заперта.

Значение напряжения запирания лампы, определяемое соотношением (3-16), зависит как от анодного напряжения, так и от конструктивных особенностей триода, влияющих на величину проницаемости D . Так, в лампах с более густой сеткой, в которых невелики емкость $C_{ак}$ и проницаемость D , напряжение $|-U_{co}|$ меньше. Лампа при том же значении анодного напряжения запирается менее отрицательным напряжением $-U_{co}$.

Сравнение двух характеристик этого семейства показывает, что при увеличении анодного напряжения характеристика сдвигается

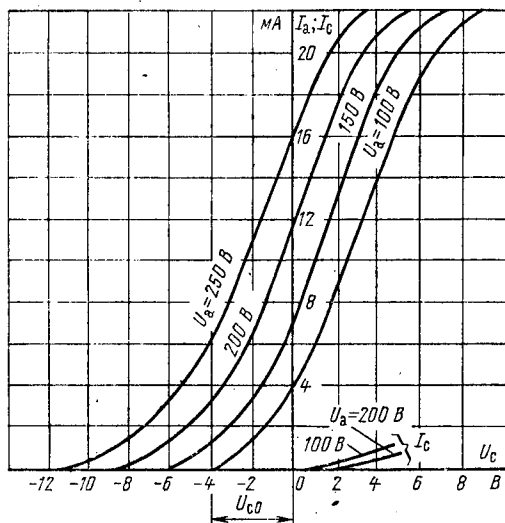


Рис. 3-8. Семейства анодно-сеточных и сеточных характеристик триода.

гается влево, так как в соответствии с (3-16) увеличивается напряжение запирания лампы.

Из рис. 3-8 видно также, что зависимости $I_a = f_1(U_c)$ нелинейны. По мере уменьшения отрицательного напряжения на сетке, начиная с напряжения запирания, анодный ток возрастает сначала медленно (нижний криволинейный участок), затем быстрее и характеристика становится почти прямолинейной. В области положительных значений U_c вследствие появления сеточного тока кривая постепенно становится положе, т. е. рост анодного тока замедляется.

Очевидно, что такой характер зависимости $I_a = f_1(U_c)$ не может быть удовлетворительно описан законом степени три вторых. В самом деле, выражение (3-10) записано для катодного тока $I_k = I_a + I_c$, а анодно-сеточные характеристики отображают изменение анодного тока. Следовательно, закон степени трех вторых может быть применен лишь к той части анодно-сеточной характе-

ристики, где $I_c = 0$, т. е. к области отрицательных значений U_c . Но и при отрицательных значениях U_c реальная анодно-сеточная характеристика существенно отличается от закона степени трех вторых. Так, например, нижний криволинейный участок реальной характеристики получается более пологим, чем это следует из (3-10). Это и другие отклонения объясняются не только действием причин, описанных в § 2-3 применительно к диоду и справедливых в значительной мере и по отношению к триоду, но и рядом других факторов, специфичных для ламп с сеткой.

Наиболее существенный из этих факторов — неоднородность результирующего поля у поверхности катода триода. Это хорошо видно из рис. 3-3. При отрицательном напряжении U_c , близком по величине к напряжению запираания лампы, тормозящее поле образуется лишь у тех участков катода, которые находятся непосредственно под витками сетки (рис. 3-3, в). Между витками сетки результирующее поле вследствие влияния анода может быть ускоряющим. В результате с этих участков катода даже при больших отрицательных значениях U_c электроны будут уходить к аноду. Нижний участок реальной характеристики станет пологим, а напряжение запираания лампы — более отрицательным. Этот эффект образования «островков» ускоряющего поля вблизи катода проявляется тем сильнее, чем реже сетка и чем ближе она расположена к катоду.

При положительных напряжениях сетки $U_c > 0$ отличие между реальной анодно-сеточной характеристикой и законом степени трех вторых еще более существенное. В лампе возникает сеточный ток и вследствие разделения электронного потока на два — к аноду и к сетке — анодный ток становится меньше тока I_K . С увеличением положительных напряжений U_c сеточный ток увеличивается, а рост тока I_a замедляется. Правда, при небольших положительных напряжениях на сетке, когда $U_c \ll U_a$, в лампе наблюдается режим прямого перехвата, ток I_c невелик и отличие тока I_a от катодного тока также незначительно. Но с повышением напряжения U_c это различие проявляется все заметнее.

Сеточные характеристики. Зависимости $I_c = \varphi_1(U_c)$ представляют собой (рис. 3-8) пучок расходящихся кривых, причем с увеличением напряжения на аноде сеточный ток при том же значении U_c уменьшается, так как коэффициент токораспределения $k_{тр} = I_a/I_c$ увеличивается быстрее, нежели растет ток I_K .

Если при снятии сеточных характеристик в цепь сетки включить более чувствительный прибор, то можно заметить, что кривые $I_c = \varphi_1(U_c)$ не всегда начинаются в начале координат; сеточный ток может наблюдаться и при небольших отрицательных напряжениях на сетке (рис. 3-9, а), а в некоторых типах триодов появляется лишь при положительных напряжениях $U_c > 0,2 \div 0,5$ В, т. е. характеристики сдвигаются вправо от начала координат (рис. 3-9, б).

В первом случае положение кривой $I_c = \varphi_1(U_c)$ можно характеризовать начальным сеточным током I_{c0} при $U_c = 0$ и напряжением запирающего сеточной цепи лампы — U_{c00} . Появление сеточного тока при отрицательных напряжениях сетки в ряде применений триодов нежелательно, так как приводит к снижению входного сопротивления лампы. Ток I_{c0} обычно невелик: он составляет десятки микроампер в маломощных лампах и 100—300 мкА в более мощных лампах.

Причины, вызывающих сдвиг сеточной характеристики относительно начала координат, несколько, но прежде всего следует отметить те, которые уже рассматривались в § 2-3 при обсуждении реальных характеристик диода. Значительную роль в образовании сеточного тока при $U_c < 0$ играют наиболее быстрые электроны, эмиттируемые катодом. Их начальная энергия может быть доста-

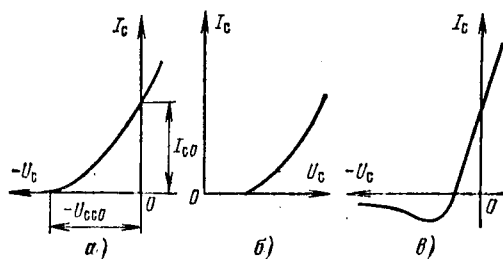


Рис. 3-9. Начальная область сеточной характеристики.

точно для преодоления небольшого тормозящего действия поля у сетки, и такие электроны попадут на витки сетки.

Причиной смещения характеристики сеточного тока вправо чаще всего служит контактная разность потенциалов между сеткой и катодом. Обычно сетка изготавливается из молибдена, работа выхода для которого значительно выше работы выхода катодного покрытия. Появляется контактная разность потенциалов, равная разности работ выхода. Поэтому даже при $U_c = 0$ между сеткой и катодом существует небольшое тормозящее поле.

В цепи сетки может появиться также ток обратного направления. Обратный ток сетки обычно возникает в лампах с плохим вакуумом. Энергия электронов, ускоряемых в лампе, может оказаться достаточной для ионизации оставшихся в баллоне молекул газа. Образовавшиеся в процессе ионизации электроны увеличивают анодный ток, а положительные ионы притягиваются отрицательно заряженной сеткой и вызывают приток электронов к сетке из внешней цепи. Величина этого обратного (ионного) тока обычно растет с уменьшением отрицательного напряжения на сетке, так как при этом возрастает поток первичных электронов. По величине ионного тока можно определить давление оставшегося в баллоне газа.

по логам - кривая, начинающаяся
с нуля - из нуля.

Обратный ток сетки может возникнуть также за счет эмиссии электронов с поверхности витков сетки. Величина этого тока зависит от степени «загрязнения» витков сетки испарившимся материалом катода и прогрева сетки излучением катода. Для устранения этих причин стараются улучшить теплоотвод от сетки, применяя массивные элементы крепления; проволоку витков сетки покрывают золотом, что способствует диффузии осаждающихся на сетке атомов в глубину слоя покрытия и уменьшению эмиссии с ее витков.

Итак, вследствие описанных явлений начальный участок характеристики сеточного тока может иметь вид, показанный на рис. 3-9, в.

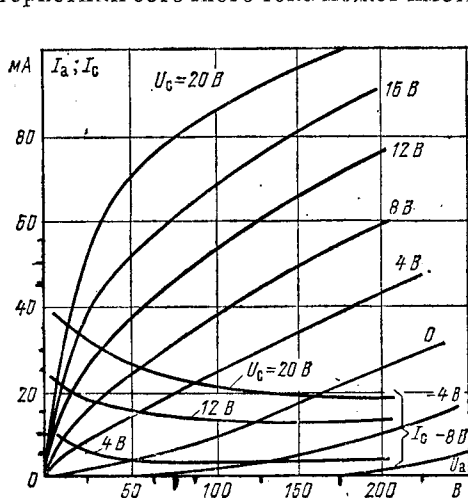


Рис. 3-10. Семейства анодных и сеточно-анодных характеристик триода.

Анодные характеристики. Семейство характеристик $I_a = f_2(U_a)$ (рис. 3-10) состоит из ряда монотонно возрастающих кривых. В случае отрицательных напряжений на сетке ($U_c < 0$) сеточный ток равен нулю и анодный ток равен катодному току I_k . Анодный ток возникает при некотором положительном напряжении на аноде U_{a0} , значение которого можно определить из соотношения (3-13), положив $I_a = 0$:

$$U_{a0} = -\frac{U_c}{D}. \quad (3-30)$$

При увеличении отрицательного напряжения анодные характеристики при $U_c > 0$ выходят из начала координат и имеют характерный излом. Начальный, более крутой участок каждой кривой соответствует режиму возврата электронов к сетке. В этом режиме в пространстве сетка—анод образуется объемный заряд электронов, возвращающихся к сетке. Анодное поле влияет на движение этих электронов непосредственно, не будучи экранировано сеткой. Поэтому наблюдается резкий рост анодного тока при незначительном изменении напряжения U_a . При дальнейшем увеличении анодного напряжения наступит режим прямого перехвата электронов сеткой, в котором увеличение тока I_a при возрастании анодного напряжения объясняется влиянием анодного напряжения на объемный заряд у катода. Это влияние ослаблено экранирующим действием сетки, и рост анодного тока, естественно, замедляется; наклон кривой анодного тока к оси абсцисс становится примерно таким же, как на характеристиках при $U_c < 0$, когда лампа работает без сеточного тока.

Сеточно-анодные характеристики. На характеристиках $I_c = \varphi_2(U_a)$ (рис. 3-10) также хорошо видно различие влияния анодного напряжения на ток I_c в режимах возврата и прямого перехвата. При изменении анодного напряжения от нуля до нескольких десятков вольт сеточный ток убывает довольно быстро от значения, равного катодному току (режим возврата электронов),

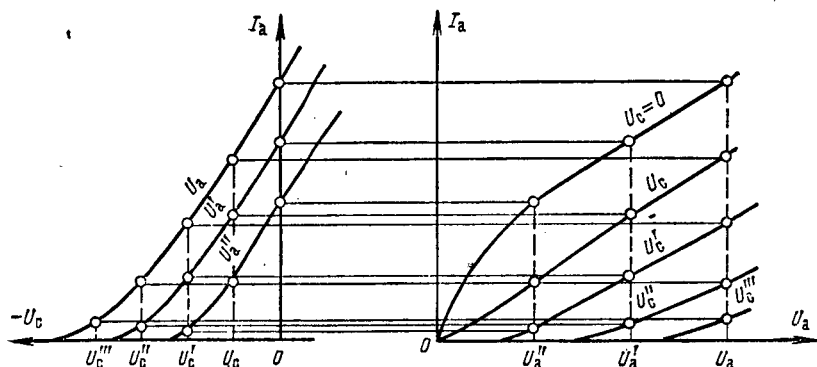


Рис. 3-11. Построение семейства анодных характеристик по семейству анодно-сеточных характеристик.

а при дальнейшем повышении U_a — уменьшается медленно (режим перехвата). С уменьшением положительного напряжения на сетке кривая $I_c = \varphi_2(U_a)$ смещается вниз, так как уменьшаются действующее напряжение и катодный ток.

Все рассмотренные характеристики, отображающие связь между токами в лампе и напряжениями на ее электродах, естественно, связаны между собой. Так, например, по семейству анодно-сеточных характеристик легко построить путем переноса точек в другую систему координат семейство анодных характеристик. Это построение показано на рис. 3-11.

3-3. ПАРАМЕТРЫ ТРИОДА

Статические параметры характеризуют основные свойства лампы в статическом режиме. С помощью статических параметров оценивается влияние напряжений на электродах лампы на токи этих электродов. Рассмотрим сначала статические параметры анодной цепи триода, используя выражение (3-24)

$$dI_a = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} dU_c + \frac{\partial I_a}{\partial U_a} dU_a.$$

Перепишем его, введя обозначения для частных производных:

$$dI_a = y_{ac} dU_c + y_{aa} dU_a. \quad (3-31)$$

Коэффициенты y_{ac} и y_{aa} имеют размерность проводимостей и называются *характеристическими проводимостями* или *y-параметрами* триода.

Каждый из этих коэффициентов является статическим параметром и характеризует влияние напряжения на одном из электродов лампы на анодный ток при неизменном напряжении на другом электроде. Однако для ламп вместо y_{ac} и y_{aa} используются другие обозначения и названия.

Крутизна. Полагая анодное напряжение неизменным ($U_a = \text{const}$ и $dU_a = 0$), находим из (3-31):

$$y_{ac} = \frac{dI_a}{dU_c}. \quad (3-32)$$

Эта величина называется *крутизной анодно-сеточной характеристики* триода или просто *крутизной* и обозначается буквой S :

$$S = \left. \frac{dI_a}{dU_c} \right|_{U_a = \text{const}}. \quad (3-33)$$

Крутизна показывает, на какую величину изменится анодный ток лампы, если напряжение на сетке изменить на один вольт, сохраняя при этом анодное напряжение неизменным. Крутизна измеряется в сименсах, но обычно используется единица измерения мА/В.

Дифференцируя (3-13) и принимая во внимание (3-8), получаем аналитическое выражение крутизны характеристики для триода с цилиндрическими электродами:

$$S = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} = \frac{3}{2} G' U_a^{1/2} \approx 3,5 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a r_c \beta^2} (U_c + D U_a)^{1/2}. \quad (3-34)$$

Для триода с плоскими электродами $\beta^2 = 1$ и вместо $r_a r_c$ следует подставить $r_{кс}^2$.

Из (3-34) следует, что крутизна характеристики лампы возрастает при увеличении эффективной поверхности анода и уменьшении расстояний между электродами.

Наиболее эффективный метод повышения крутизны характеристики заключается в уменьшении величины r_c или $r_{кс}$. В триодах с большой крутизной характеристики это расстояние составляет 60—100 мкм. При малых r_c сетку делают более густой для того, чтобы избежать образования «островков» у поверхности катода (§ 3-2), приводящих к уменьшению влияния сетки на анодный ток, а следовательно, к снижению крутизны S .

В паспорте лампы обычно приводятся значения крутизны для номинального режима, то есть рекомендуемых значений $U_{н}$, U_c и U_a . Крутизна характеристики триодов в зависимости от назначения лежит в пределах от 1 до 50 мА/В. Большинство маломощных триодов имеет крутизну от 1 до 10 мА/В.

Дифференциальное (внутреннее) сопротивление лампы. Полагая неизменным напряжение на сетке ($U_c = \text{const}$ и $dU_c = 0$), получаем из выражения (3-34):

$$y_{aa} = \frac{dI_a}{dU_a}. \quad (3-35)$$

Величина, обратная y_{aa} , называется *дифференциальным или внутренним сопротивлением лампы*:

$$R_i = \left. \frac{dU_a}{dI_a} \right|_{U_c = \text{const}}. \quad (3-36)$$

Внутреннее сопротивление лампы устанавливает связь между изменениями анодного напряжения и анодного тока при неизменном напряжении на сетке. Сопротивление R_i является сопротивлением лампы при переменном токе, т. е. позволяет оценить изменение анодного тока под влиянием анодного напряжения с учетом характера зависимости $I_a = f_2(U_a)$ вблизи определенной рабочей точки.

На величину внутреннего сопротивления влияют как режим работы лампы, так и конструкция ее электродов. В лампах с густой сеткой R_i велико, так как уменьшается влияние анодного напряжения на область отрицательного объемного заряда у катода. Повышается R_i и с увеличением расстояния катод—анод, так как при этом также ослабляется влияние анодного напряжения.

Внутреннее сопротивление триодов в зависимости от типа лампы и рабочего режима изменяется в довольно широких пределах: от 1 до 100 кОм.

Сопротивление при постоянном токе. Наряду с внутренним сопротивлением лампы при переменном токе R_i , которое является одним из основных статических параметров, употребляется в ряде случаев сопротивление лампы при постоянном токе R_0 , или статическое сопротивление. Отличие этой величины от параметра R_i было рассмотрено в § 2-5: сопротивление R_0 выражается отношением полных значений анодного напряжения и анодного тока, а не отношением их приращений:

$$R_0 = \frac{U_a}{I_a}. \quad (3-37)$$

Для любого режима работы лампы параметры R_i и R_0 , как правило, имеют различные значения.

Статический коэффициент усиления. Рассмотренные выше дифференциальные статические параметры определяют отдельно влияние сеточного (крутизна S) и анодного (дифференциальное сопротивление R_i) напряжений на анодный ток. Как следует из выражения (3-13), изменение U_c в большей степени влияет на анодный ток, чем изменение U_a .

Для сравнения влияний этих напряжений на ток I_a используется один из важнейших параметров — *статический коэффициент усиления* μ :

$$\mu = - \left. \frac{dU_a}{dU_c} \right|_{I_a = \text{const}}. \quad (3-38)$$

Принятое условие постоянства анодного тока объясняется следующим образом. При изменении напряжения на сетке на величину dU_c получается некоторое приращение анодного тока. Для определения μ анодное напряжение надо изменить на величину dU_a так, чтобы анодный ток принял прежнее значение. Знак минус показывает, что для компенсации приращения анодного тока изменение анодного напряжения должно быть противоположно по знаку изменению напряжения на сетке.

Таким образом, статический коэффициент усиления оценивает сравнительное воздействие изменений напряжений на сетке и на аноде на анодный ток лампы.

Статический коэффициент усиления — величина безразмерная. Его значение в современных триодах лежит в пределах от нескольких единиц до 100.

Следует особо подчеркнуть, что статический коэффициент усиления, впрочем, как и два других параметра S и R_i , оценивает влияние напряжений на электродах лампы именно на анодный, а не на катодный ток. Таким образом, если в триоде $I_c > 0$ и $I_a \neq I_k$, то при определении параметров S и R_i следует измерять приращение только анодного тока, а находя μ , — соблюдать условие постоянства именно этого тока.

Проницаемость лампы в отличие от коэффициента μ оценивает воздействие напряжений U_c и U_a на изменение катодного тока (3-18):

$$D = - \left. \frac{dU_c}{dU_a} \right|_{I_k = \text{const}}.$$

Из сравнения выражений (3-18) и (3-38) видно, что если $I_c = 0$, то статический коэффициент усиления является обратной величиной проницаемости лампы. В самом деле, если $I_c = 0$, то в (3-18) вместо $I_k = \text{const}$ можно записать $I_a = \text{const}$ и тогда

$$\mu = \frac{1}{D}. \quad (3-39)$$

Однако необходимо помнить, что это равенство справедливо лишь при условии, что сеточный ток равен нулю ($I_a = I_k$).

Связь между статическими параметрами лампы. Рассмотренные нами статические параметры S и R_i были получены на основании выражения (3-31). Подставляя в это выражение S и R_i , перепишем его в виде

$$dI_a = S dU_c + \frac{1}{R_i} dU_a. \quad (3-40)$$

Если $I_a = \text{const}$ или $dI_a = 0$, то

$$SR_i = \mu. \quad (3-41)$$

Это соотношение, связывающее основные статические параметры лампы, иногда называют *внутренним уравнением лампы*.

Принимая во внимание (3-39), внутреннее уравнение лампы можно записать в другой форме:

$$SR_i D = 1. \quad (3-42)$$

Это уравнение, как и (3-39), справедливо лишь при отсутствии сеточного тока.

Статические параметры сеточной цепи. Наряду с параметрами анодной цепи триода в ряде случаев используются статические параметры его сеточной цепи, которые определяются коэффициентами в выражении полного дифференциала сеточного тока (3-25):

$$dI_c = \frac{\partial I_c}{\partial U_c} dU_c + \frac{\partial I_c}{\partial U_a} dU_a.$$

Вводя обозначения для частных производных, перепишем это выражение в виде

$$dI_c = y_{cc} dU_c + y_{ca} dU_a. \quad (3-43)$$

Считая напряжение на аноде неизменным ($U_a = \text{const}$ или $dU_a = 0$), получаем:

$$y_{cc} = \frac{dI_c}{dU_c}. \quad (3-44)$$

Проводимость y_{cc} называют *входной проводимостью* лампы, так как цепь сетка—катод в большинстве случаев использования трехэлектродных ламп служит входной цепью, к которой подводится подлежащий преобразованию полезный сигнал. Величину $R_{ic} = 1/y_{cc}$ называют *входным сопротивлением* лампы или *внутренним сопротивлением пространства сетка—катод*.

При $U_c < 0$ сеточного тока нет, поэтому теоретически входное сопротивление в этом случае бесконечно велико. Однако практически его значение хоть и велико, но конечно ($R_{ic} \geq 10^7 - 10^8 \text{ Ом}$), так как в реальных лампах могут существовать токи утечки через изоляцию между сеточной и катодной цепями.

Если $U_c > 0$ и в лампе течет сеточный ток ($I_c \neq 0$), то проводимость y_{cc} можно рассматривать как *крутизну сеточной характеристики*:

$$S_c = \left. \frac{dI_c}{dU_c} \right|_{U_a = \text{const}}, \quad (3-45)$$

которая определяет изменение сеточного тока при изменении напряжения на сетке на один вольт при неизменном напряжении на аноде.

Если считать неизменным напряжение на сетке ($U_c = \text{const}$ или $dU_c = 0$), то на основании (3-43) можно записать:

$$y_{ca} = \frac{dI_c}{dU_a}. \quad (3-46)$$

Эту величину, характеризующую воздействие анодного (выходного) напряжения на сеточный (входной) ток называют *проводимостью обратной передачи*. В статическом режиме при $U_c < 0$, когда $I_c = 0$, проводимость $y_{ca} = 0$.

Проводимость y_{ca} при $U_c > 0$ ($I_c \neq 0$) можно рассматривать как *крутизну сеточно-анодной характеристики*:

$$S_{ca} = \left. \frac{dI_c}{dU_a} \right|_{U_c = \text{const}}. \quad (3-47)$$

Параметры S_c и S_{ca} , так же как и величина S , измеряются обычно в миллиамперах на один вольт. При $U_c < 0$ ток $I_c = 0$ и, следовательно, $S_c = 0$ и $S_{ca} = 0$. Для значений $U_c > 0$ крутизна S_c положительна, а крутизна S_{ca} отрицательна, так как с увеличением U_a ток сетки уменьшается (см. рис. 3-10).

Определение статических параметров по характеристикам лампы. В справочниках и паспортах ламп значения статических параметров указываются для номинального режима измерений: определенных значений U_c и U_a . Эти две величины однозначно определяют рабочую точку на любом семействе характеристик триода. Однако, как видно из рис. 3-8 и 3-10, статические характеристики триода нелинейны и для любой рабочей точки (значений U_c и U_a , отличных от номинальных) значения статических параметров лампы будут другими. Поэтому при расчете радиотехнических устройств часто приходится определять значения статических параметров по семействам статических характеристик.

Каждый из статических параметров лампы может быть выражен геометрически на одном из семейств статических характеристик. Пусть заданы некоторые значения U'_c и U'_a , определяющие некоторую рабочую точку A , которая при $U_c > 0$ может быть отмечена на любом семействе характеристик (рис. 3-12 и 3-13).

Проведя касательные к характеристикам в этих точках, можно определить статические параметры анодной и сеточной цепей по тригонометрическим функциям углов наклона построенных касательных:

$$S = \frac{m}{n} \operatorname{tg} \alpha; \quad (3-48)$$

$$R_i = \frac{p}{q} \operatorname{ctg} \beta; \quad (3-49)$$

$$S_c = \frac{m}{n} \operatorname{tg} \gamma; \quad (3-50)$$

$$S_{ca} = \frac{q}{p} \operatorname{tg} \delta, \quad (3-51)$$

Здесь m, n, p, q — масштабные размерные коэффициенты.

Однако точное измерение углов обычно весьма затруднительно, поэтому для определения статических параметров по характеристикам пользуются менее точным, но более удобным методом ха-

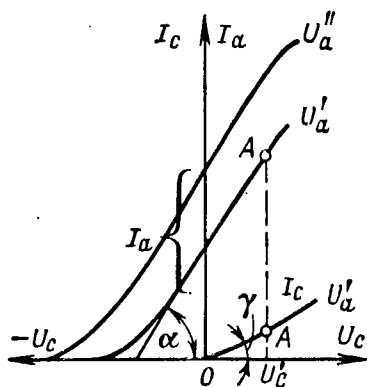


Рис. 3-12. К определению статических параметров S и S_c .

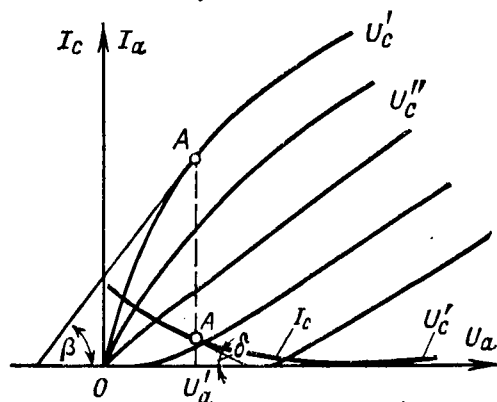


Рис. 3-13. К определению статических параметров R_i и S_{ca} .

рактеристических треугольников. Через заданную рабочую точку B (рис. 3-14) проводят прямые, параллельные осям и отвечающие условиям постоянства двух величин (например, линии $I_a = \text{const}$ и $U_c = \text{const}$ на семействе анодно-сеточных характе-

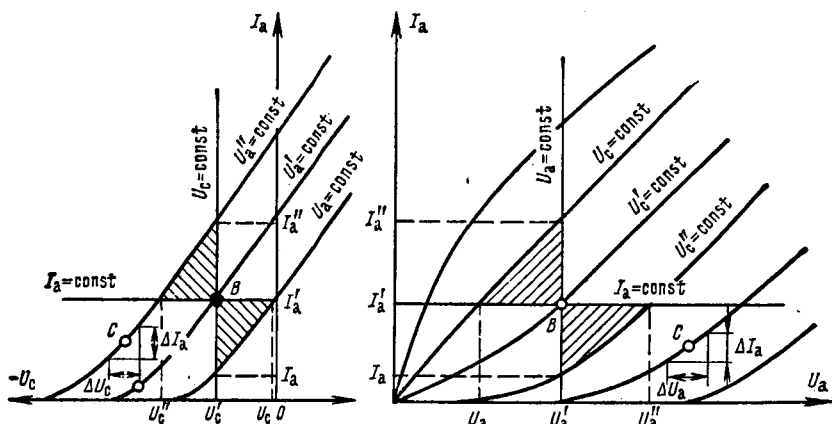


Рис. 3-14. Определение статических параметров по семействам статических характеристик.

ристик). Условию неизменности третьей величины ($U_a = \text{const}$) отвечают сами анодно-сеточные характеристики лампы. На семействе характеристик образуются два треугольника, соприкасающиеся вершинами в заданной рабочей точке.

Измеряя с помощью координатной сетки стороны построенных треугольников, определяют ΔI_a , ΔU_c , ΔU_a как среднее арифметическое из двух соответствующих замеров:

$$\Delta I_a = \frac{(I_a'' - I_a') + (I_a' - I_a)}{2}; \quad (3-52)$$

$$\Delta U_c = \frac{(|U_c''| - |U_c'|) + (|U_c'| - |U_c|)}{2}; \quad (3-53)$$

$$\Delta U_a = \frac{(U_a'' - U_a') + (U_a' - U_a)}{2}. \quad (3-54)$$

Расчет параметров производится по формулам

$$S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_c}; \quad (3-55)$$

$$R_i = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}; \quad (3-56)$$

$$\mu = \frac{\Delta U_a}{\Delta U_c}. \quad (3-57)$$

Если есть лишь две характеристики, то можно ограничиться построением одного треугольника. Крутизну лампы можно определить также только по одной анодно-сеточной характеристике, а внутреннее сопротивление — лишь по одной анодной, выбрав небольшие приращения напряжения вблизи рабочей точки (точка C на рис. 3-14). Статический коэффициент усиления находится как произведение S и R_i .

Различным случаям применения триодов соответствуют и различные требования к его параметрам, к выбору рабочей точки. Если, например, для некоторых схем усилителей можно выбрать режим, соответствующий максимальному значению крутизны S , то в других схемах решающую роль играет значение внутреннего сопротивления. Качественно оценить значения этих параметров можно по семействам соответствующих характеристик. Легко, например, видеть, что крутизна анодно-сеточной характеристики в ее начальной части, вблизи напряжения запирающего, всегда меньше, чем при напряжениях U_c , близких к нулю. Нетрудно также определить, что пологому участку анодной характеристики при $U_c > 0$ соответствует большее, а крутому начальному участку — меньшее внутреннее сопротивление.

Междуэлектродные емкости. При выводе действующего напряжения в § 3-1 мы уже говорили о двух междуэлектродных емкостях $C_{ск}$ и $C_{ак}$. Помимо этих емкостей в триоде есть емкость $C_{ас}$ между сеткой и анодом.

В лампе с накаливаемым катодом междуэлектродные емкости изменяются вследствие влияния объемного заряда. Кривая распределения потенциала наиболее сильно отклоняется от линейного закона между сеткой и катодом, где существует объемный заряд повышенной плотности.

На значения емкостей оказывают также влияние эффект температурного расширения электродов и их выводов, изменение диэлектрической проницаемости изоляторов и другие причины. Вследствие этого в горячей лампе изменяется главным образом емкость $C_{ск}$. В усилительных триодах она на 30—50% больше емкости $C_{ск}$ в холодной лампе. «Горячие» емкости $C_{ас}$ и $C_{ак}$ мало отличаются от «холодных», так как распределение потенциала между сеткой и анодом без большой погрешности можно считать линейным.

Емкости $C_{ск}$, $C_{ак}$ и $C_{ас}$ шунтируют в триоде соответствующие междуэлектродные промежутки (рис. 3-15). Так, емкость $C_{ск}$ шунтирует входную цепь лампы и поэтому называется *входной*. Емкость между анодом и катодом называется *выходной*, а емкость $C_{ас}$ — *проходной* емкостью лампы.

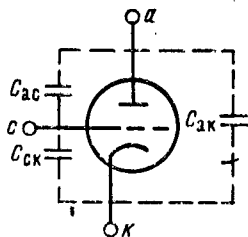


Рис. 3-15. Междуэлектродные емкости в триоде.

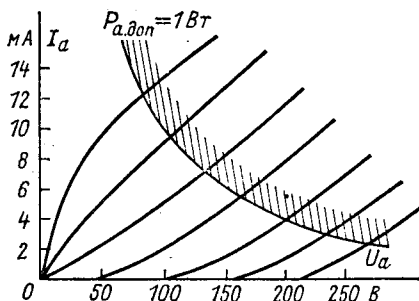


Рис. 3-16. Кривая наибольшей мощности, выделяемой на аноде.

Значения $C_{вх}$, $C_{вых}$ и $C_{прох}$, приводимые в справочниках, являются суммой значений емкостей между самими электродами и емкостей между их выводами.

В диапазоне низких частот сопротивления этих емкостей очень велики и их шунтирующее действие пренебрежимо мало. На высоких частотах емкостные сопротивления становятся сопоставимыми с сопротивлениями входной и выходной цепей лампы и на частотах порядка десятков и сотен мегагерц нарушают нормальную работу триода. Однако и на более низких частотах влияние междуэлектродных емкостей оказывается вредным. Так, например, емкости $C_{ас}$, образующая нежелательную проводимость между выходом и входом лампы, при работе триода в усилительном режиме может привести к самовозбуждению усилителя.

Междуэлектродные емкости в триоде имеют весьма существенную величину, от 2 до 15 пФ, а в мощных генераторных лампах превышают 30 пФ.

Мощность, выделяемая на аноде триода, как и в диоде, определяется выражением (2-31)

$$P_a = I_a U_a.$$

Допустимое с точки зрения теплового режима работы лампы значение мощности $P_{a, \text{доп}}$ указывается обычно в справочниках. Кривая допустимой мощности, построенная на семействе анодных характеристик триода (рис. 3-16), ограничивает область рабочих значений токов и напряжений на электродах лампы.

В мощных триодах для повышения допустимого значения P_a используют обычно те же меры, что и в мощных диодах.

3-4. РАБОТА ТРИОДА С НАГРУЗКОЙ В АНОДНОЙ ЦЕПИ¹

До сих пор мы рассматривали физические процессы в трехэлектродной лампе, считая, что изменение напряжения на каком-либо из ее электродов не вызывает изменения напряжений на других электродах и приводит лишь к изменению токов в лампе. Такой режим можно осуществить на практике, если цепи питания электродов ламп независимы, а источники э. д. с. и соединительные провода обладают пренебрежимо малым сопротивлением.

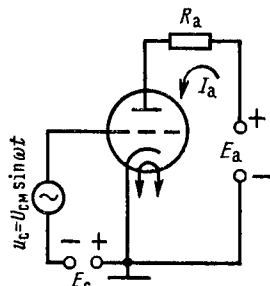


Рис. 3-17. Схема включения нагрузки в анодную цепь триода.

Включение нагрузки в анодную цепь триода. При работе лампы в реальных устройствах в цепи электродов лампы обычно включаются резисторы, катушки индуктивности, колебательные контуры или другие элементы, называемые нагрузкой. Простейший пример включения нагрузочного резистора в анодную цепь триода, работающего в качестве усилителя колебаний, иллюстрируется рис. 3-17. Цепь накала для упрощения показана двумя стрелками. В цепь сетки включен источник постоянного напряжения E_c ,

плюс которого заземлен, а также генератор синусоидальных колебаний u_c , подлежащих усилению. В анодной цепи лампы имеется источник постоянного анодного напряжения E_a и включенный последовательно с ним резистор нагрузки R_a .

Рассмотрим работу приведенной на рис. 3-17 схемы. Предположим сначала, что сопротивление анодной нагрузки $R_a = 0$ и, следовательно, напряжение между анодом и катодом триода равно E_a . Постоянное отрицательное напряжение E_c , приложенное между сеткой и катодом триода и называемое *напряжением смещения*, определяет *рабочую точку* A на характеристике, приведенной на рис. 3-18, а. Если к сетке лампы помимо напряжения смещения приложить синусоидальное напряжение $u_c = U_{cm} \sin \omega t$, то рабочая точка будет перемещаться по анодно-сеточной характеристике ($E_a = \text{const}$) между точками B и C , соответствующими напряжениям на сетке $E_c - U_{cm}$ и $E_c + U_{cm}$. На рис. 3-18, а и в

¹ Такой режим в литературе часто называют рабочим режимом.

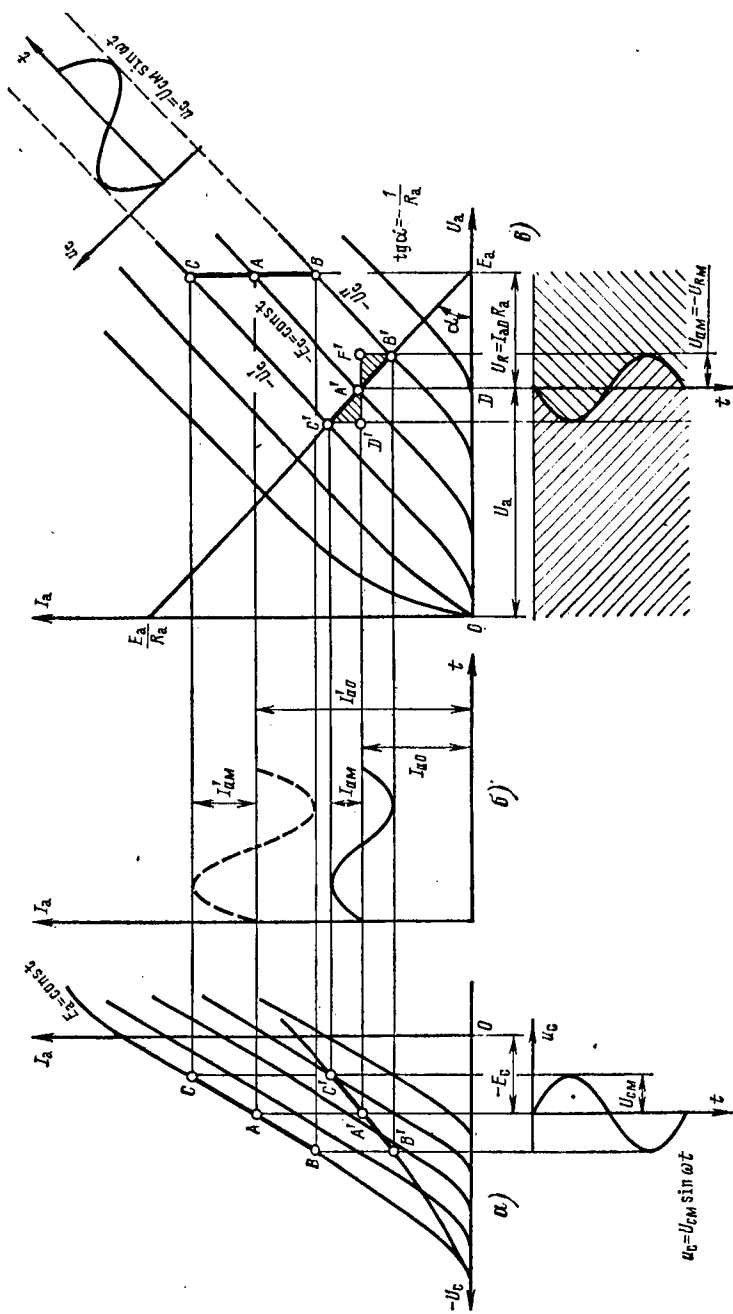


Рис. 3-18. Работа триода с нагрузкой в анодной цепи.

а — построение линии нагрузки на семействе анодно-сеточных характеристик; б — эюры анодного тока; в — построение линии нагрузки на семействе анодных характеристик.

переменное напряжение, подводимое к сетке, изображено в виде отрезка синусоиды. Линия, по которой перемещается рабочая точка в такт с изменением мгновенного напряжения на сетке, называется *траекторией рабочей точки*. На семействе анодных характеристик лампы (рис. 3-18, а) она представляет собой отрезок BC прямой, параллельной оси ординат, так как при изменении u_c напряжение на аноде остается постоянным и равным E_a . Анодный ток лампы изменяется в соответствии с u_c по синусоидальному закону, как показано пунктиром на рис. 3-18, б.

Таким образом, при $R_a = 0$ подводимое к сетке переменное напряжение вызывает синфазное с ним изменение анодного тока; напряжение же на аноде остается неизменным и равным напряжению батареи анодного питания.

Рассмотрим далее случай, когда сопротивление нагрузки в анодной цепи не равно нулю. Метод анализа аналогичен использованному в диоде (§ 2-4). Согласно закону Кирхгофа для контура, обтекаемого анодным током (рис. 3-17),

$$E_a = U_R + U_a, \quad (3-58)$$

где $U_R = I_a R$ — падение напряжения на резисторе; U_a — падение напряжения между анодом и катодом лампы.

Предположим далее, что напряжение отрицательного смещения E_c на сетке остается прежним. Рабочая точка в рассматриваемом режиме переместится на другую анодно-сеточную характеристику, соответствующую анодному напряжению $U_a = E_a - U_R$ (точка A' на рис. 3-18, а). Падение напряжения на сопротивлении нагрузки, новое значение анодного тока I_{a0} и положение точки A' на семействах характеристик можно определить, воспользовавшись уравнением (3-58).

Линия нагрузки. Перепишем уравнение (3-58) в виде

$$I_a = \frac{E_a}{R_a} - \frac{U_a}{R_a}. \quad (3-59)$$

Отсюда видно, что зависимость анодного тока от напряжения на аноде в рабочем режиме в координатах $U_a - I_a$ изображается прямой линией с угловым коэффициентом $-1/R_a$. Первый член в правой части (3-59) — величина постоянная, так как $E_a = \text{const}$ и $R_a = \text{const}$. Прямую (3-59) легко построить, найдя отрезки, отсекаемые ею на координатных осях: при $I_a = 0$ $U_a = E_a$, а при $U_a = 0$ $I_a = E_a/R_a$. Знак минус перед угловым коэффициентом $1/R_a$ определяет наклон прямой в сторону убывающих анодных напряжений. Прямая на рис. 3-18, в называется *линией нагрузки*. Она является геометрическим местом точек, определяющих анодный ток при постоянных значениях E_a и R_a . Напомним, что статические анодные характеристики лампы служат геометрическим местом точек, также определяющих I_a , но при постоянных значениях U_c и $R_a = 0$.

Рабочая точка и значение анодного тока в анодной цепи лампы, содержащей резистор R_a , определяются пересечением линии нагрузки с соответствующей анодной характеристикой, что по сути дела является графическим решением уравнения (3-59) совместно с уравнением статической анодной характеристики $I_a = f_2(U_a)$.

Таким образом, в отсутствие переменного напряжения на сетке при данных значениях отрицательного смещения E_c , напряжения анодной батареи E_a и анодной нагрузки R_a рабочая точка лампы находится на пересечении линии нагрузки со статической анодной характеристикой, соответствующей $-E_c = \text{const}$ (точка A' на рис. 3-18, в). Проектируя эту точку на ось ординат, легко определить значение анодного тока I_{a0} , текущего через лампу. Перпендикуляр, опущенный из точки A' на ось абсцисс, разделит отрезок OE_a на два. Из треугольника $A'DE_a$ легко видеть, что отрезок DE_a равен $I_{a0}R_a$, т. е. определяет величину падения напряжения на резисторе нагрузки R_a . Оставшаяся часть отрезка OE_a согласно (3-58) равна падению напряжения U_a между анодом и катодом лампы.

Если теперь к сетке лампы подвести синусоидальное напряжение $u_c = U_{cm} \sin \omega t$, то рабочая точка (рис. 3-18, в) будет перемещаться по нагрузочной характеристике в такт с этим переменным напряжением. Границы ее траектории B' и C' будут соответствовать наиболее ($-U'_c = -E_c - U_{cm}$) и наименее ($-U'_c = -E_c + U_{cm}$) отрицательным напряжениям на сетке лампы.

Траектория рабочей точки A' , а следовательно, и линия нагрузки на семействе анодно-сеточных характеристик могут быть построены путем соответствующего переноса точек B' и C' в координатную плоскость $I_a - U_c$.

Из рис. 3-18, а видно, что линия нагрузки на семействе анодно-сеточных характеристик значительно выше статических характеристик. Поэтому амплитуда переменной составляющей анодного тока I_{am} (сплошная синусоидальная кривая на рис. 3-18, б), становится меньше, чем в случае $R_a = 0$ (пунктирная кривая).

При уменьшении отрицательного напряжения на сетке лампы возрастает анодный ток и, следовательно, растет напряжение на сопротивлении нагрузки U_R . При этом в соответствии с (3-58) падает анодное напряжение U_a , препятствуя росту анодного тока, вызванному изменением U_c . И, наоборот, увеличение отрицательного напряжения на сетке сопровождается уменьшением I_a и U_R и возрастанием U_a , что препятствует уменьшению анодного тока.

Таким образом, в режиме с нагрузкой в такт с напряжением на сетке, синфазно с ним, изменяются анодный ток и напряжение на сопротивлении нагрузки. Напряжение между анодом и катодом меняется в противофазе с напряжением на сетке, ограничивая изменение анодного тока (рис. 3-18, в).

Это явление называют *реакцией анодной цепи*, так как изменение анодного напряжения как бы препятствует процессу управления анодным током изменением напряжения на сетке. Реакция

анодной цепи тем слабей, чем меньше влияние напряжения U_a на анодный ток лампы, то есть чем больше внутреннее сопротивление лампы или статический коэффициент усиления μ .

Степень эффективности управления анодным током определяет усилительные свойства лампы, так как изменение напряжения в анодной цепи $|dU_a| = dI_a R_a$ — это напряжение сигнала на выходе лампы, а коэффициент усиления по напряжению лампового усилителя равен:

$$K_u = \frac{dU_a}{dU_c}, \quad (3-60)$$

где dU_c — напряжение сигнала в цепи сетки, т. е. на входе усилителя.

Таким образом, эффективность работы лампового усилителя тем выше, чем больше внутреннее сопротивление R_i или статический коэффициент усиления лампы μ .

Рассматривая работу лампы как усилительного элемента следует помнить, что увеличение напряжения и мощности сигнала в выходной цепи по сравнению с напряжением и мощностью сигнала на входе лампы происходит за счет использования энергии источников напряжения, питающих электроды лампы. А преобразование этой энергии в энергию полезного сигнала осуществляется за счет процессов, протекающих в самой лампе. Лампа, таким образом, служит преобразователем электрической энергии одного вида в энергию другого вида.

Построение линии нагрузки. Линию нагрузки на анодных характеристиках, если заданы E_a и R_a , можно построить по тангенсу угла наклона характеристики к оси абсцисс (рис. 3-18, в):

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{p}{q} \frac{1}{R_a}. \quad (3-61)$$

Здесь p и q — масштабные коэффициенты по осям ординат и абсцисс соответственно.

Как правило, анодный ток откладывается по оси ординат в миллиамперах, а напряжение на аноде по оси абсцисс — в вольтах. Тогда для правильного определения $\operatorname{tg} \alpha$ анодную нагрузку пужно выражать в килоомах.

В инженерной практике часто бывают заданы рабочая точка (например, A на рис. 3-18, в) и напряжение E_a . Тогда линию нагрузки строят по двум точкам, а необходимое значение R_a вычисляют делением E_a на ток, определяемый отрезком оси ординат, который отсекается линией нагрузки.

Если заданы рабочая точка и сопротивление нагрузки R_a , то рабочую точку надо спроектировать на ось напряжений. Отрезок на оси абсцисс определит разность потенциалов U_a между анодом и катодом лампы. Необходимое напряжение источника E_a получится путем сложения U_a с произведением $I_{a0} R_a$.

Семейство линий нагрузки при различных значениях R_a и заданной рабочей точке имеет вид пучка прямых, проходящих через эту точку (рис. 3-19). Чем больше R_a , тем положе идет линия нагрузки. Предельными случаями являются прямая, параллельная оси ординат (при $R_a = 0$), и прямая, параллельная оси абсцисс при разомкнутой анодной цепи ($R_a = \infty$).

Рабочая крутизна. Выше было отмечено, что линия нагрузки в семействе анодно-сеточных характеристик идет положе статических характеристик (рис. 3-18, а). Зависимость анодного тока от напряжения U_c в режиме с нагрузкой оценивается с помощью *рабочей крутизны*

$$S_p = \frac{dI_a}{dU_c} \text{ при } R_a = \text{const и } E_a = \text{const.} \quad (3-62)$$

Здесь dI_a — приращение анодного тока при наличии нагрузки, вызванное изменением напряжения на сетке $dU_c = 1$ В.

Так как в отличие от статического режима ($U_a = \text{const}$) в этом случае при вариации U_c меняется и U_a , то для нахождения связи между S и S_p необходимо определить dU_a — изменение анодного напряжения за счет приращения dU_c :

$$dU_a = -R_a dI_a. \quad (3-63)$$

Подставляя (3-63) в (3-40), получаем:

$$dI_a = S dU_c - \frac{R_a}{R_i} dI_a. \quad (3-64)$$

Отсюда, с учетом (3-62), получим:

$$S_p = \frac{dI_a}{dU_c} = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}}. \quad (3-65)$$

Из полученного выражения следует, что $S_p = S$ только в статическом режиме ($R_a = 0$). При $R_a > 0$ (в режиме нагрузки) всегда $S_p < S$. В предельном случае $R_a = \infty$ (разомкнутая анодная цепь) линия нагрузки совпадает с осью абсцисс.

В литературе часто встречается другая форма выражения, связывающего S_p и S , которую легко получить из соотношения (3-65):

$$S_p = \frac{\mu}{R_i + R_a}. \quad (3-66)$$

Коэффициент усиления по напряжению. Другим важным параметром режима с нагрузкой является *коэффициент усиления по*

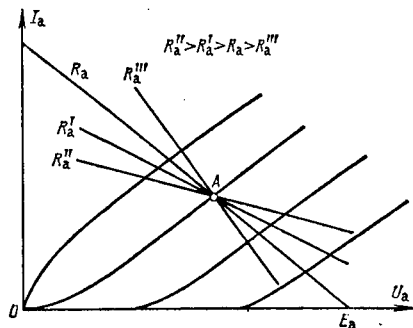


Рис. 3-19. Семейство линий нагрузки при различных величинах нагрузки.

напряжению K_u , определяющий отношение изменения анодного напряжения dU_a к напряжению dU_c , вызвавшему это изменение:

$$K_u = \left| \frac{dU_a}{dU_c} \right| \text{ при } R_a = \text{const и } E_a = \text{const.} \quad (3-67)$$

Из (3-62) следует:

$$dI_a = S_p dU_c. \quad (3-68)$$

Подставляя (3-68) в (3-63), получаем:

$$dU_a = -S_p R_a dU_c. \quad (3-69)$$

Используя (3-69), можно, учитывая (3-66) и (3-67), установить связь между коэффициентом усиления по напряжению и статическим коэффициентом усиления:

$$K_u = \frac{\mu R_a}{R_i + R_a} = \frac{\mu}{1 + R_i/R_a}. \quad (3-70)$$

Отсюда видно, что в статическом режиме ($R_a = 0$) $K_u = 0$. В предельном случае, когда $R_a = \infty$ (разрыв анодной цепи), $K_u = \mu$.

Рабочие параметры S_p и K_u можно определить с помощью линии нагрузки, построенной в анодно-сеточных координатах. Вблизи рабочей точки строится треугольник, и по нему находят S_p , а затем, зная R_a , согласно (3-67) и (3-69) и величину K_u .

Линия нагрузки в анодных координатах дает возможность найти коэффициент K_u . Для этого отрезок линии нагрузки, отсекаемый двумя соседними с рабочей точкой статическими характеристиками, надо спроектировать на ось U_a (например, проекции точек B' и C' на рис. 3-18, в). Проекция этого отрезка равна $2U_{RM}$, если переменное напряжение на сетке изменяется так, что в экстремальных точках мгновенные значения u_c равны U'_c и U''_c . Коэффициент K_u равен отношению проекции отрезка на ось абсцисс к разности напряжений $|U''_c| - |U'_c|$.

Пользуясь линией нагрузки в анодных координатах, можно также вычислить мощность, выделяемую переменной составляющей анодного тока на сопротивлении нагрузки:

$$P_R = \frac{1}{2} I_{aM} U_{aM}. \quad (3-71)$$

Как видно из рис. 3-18, в, $P_R = \frac{1}{2} A'D' \cdot C'D'$, т. е. определяется площадью заштрихованного треугольника, построенного вблизи рабочей точки.

3-5. ОСОБЕННОСТИ ТРИОДОВ РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

В зависимости от назначения трехэлектродные лампы различных типов отличаются друг от друга не только основными параметрами и характеристиками, но и конструкцией. Пример конст-

руктивного выполнения триода в миниатюрном оформлении показан на рис. 3-20.

Конструктивное оформление электродов трехэлектродных ламп весьма разнообразно. Катод, сетка и анод могут быть выполнены в виде параллелепипеда без торцовых плоскостей, цилиндра или

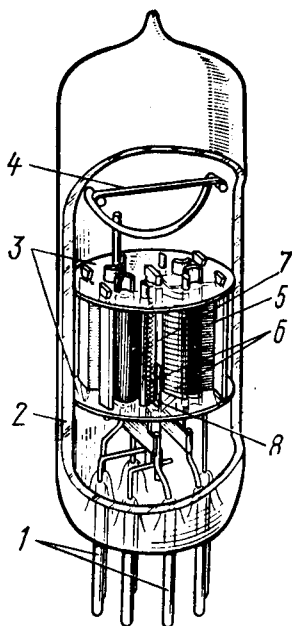


Рис. 3-20. Конструкция двойного триода в миниатюрном исполнении.

1 — штырьки; 2 — баллон;
3 — слоистые изоляторы;
4 — газопоглотитель; 5 —
анод; 6 — сетка; 7 — катод;
8 — подогреватель.

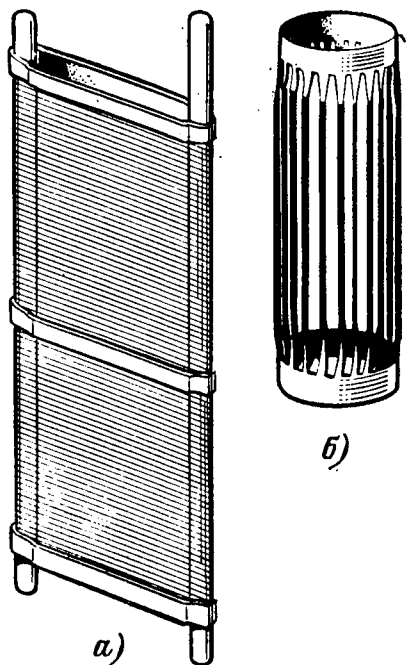


Рис. 3-21. Конструкция сеток.

a — рамочная навитая сетка; *б* — штампованная сетка стержневой конструкции.

эллиптического цилиндра. В трехэлектродных лампах применяются как подогревные катоды, так и катоды прямого накала. Наибольшее применение в триодах находят оксидные катоды.

В маломощных лампах аноды обычно делают из никеля, обладающего высокой температурой плавления. Сетки трехэлектродных ламп (из никеля, сплава молибдена с никелем или из вольфрама) делают из тонкой проволоки, навиваемой на специальные траверсы (рис. 3-21, *a*). Стержневые сетки (рис. 3-21, *б*) применяются в трио-

дах, предназначенных для работы в схемах с заземленной сеткой.

Триоды, предназначенные для предварительного усиления сигналов низкой частоты, работают как усилители напряжения. Для получения большого коэффициента усиления по напряжению триоды должны иметь высокое значение μ . При больших μ напряжение запирающего — U_{c0} невелико, но так как подлежащие усилению сигналы малы, это обстоятельство не существенно. Важно, чтобы при $u_c < 0$ участок анодно-сеточной характеристики, соответствующий подводимому к сетке сигналу, был бы по возможности линейным. В противном случае усиление сигнала будет сопровождаться искажениями его формы.

Триоды, работающие в качестве оконечных усилителей (мощные усилители), должны удовлетворять иным требованиям. К этим лампам подводятся сигналы большой амплитуды. Поэтому рабочий участок анодно-сеточной характеристики при отрицательных U_c должен быть большим. Такие характеристики часто называют «левыми» в отличие от «правых» анодно-сеточных характеристик, линейный рабочий участок которых находится большей частью в области положительных U_c . Левую характеристику можно получить только при малых μ , и для триодов — оконечных усилителей значение μ лежит в пределах нескольких единиц. Максимальная мощность переменного сигнала анодной цепи усилительной лампы выделяется при $R_a = R_i$. Величина этой мощности пропорциональна произведению μS , которое называют *добротностью лампы*. Поэтому в триодах для мощных усилителей стремятся по возможности увеличить крутизну характеристики S .

Триоды, предназначенные для работы в усилителях напряжения сигналов высокой частоты и импульсных сигналов, должны иметь малые междueleктродные емкости. С этой целью уменьшают размеры электродов и применяют баллоны и выводы электродов специальной конструкции.

Глава четвертая

МНОГОЭЛЕКТРОДНЫЕ И СПЕЦИАЛЬНЫЕ ЛАМПЫ

4-1. ТЕТРОДЫ И ПЕНТОДЫ. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МНОГОЭЛЕКТРОДНЫХ ЛАМПАХ

Определение. *Многоэлектродными* называют электронные лампы с общим потоком электронов, имеющие катод, анод и более одной сетки.

Недостатки триодов. В предыдущей главе уже отмечалось, что проходная емкость C_{ac} , равная в триоде нескольким пикофарадам, а в мощных лампах — нескольким десяткам пикофарад, мо-

жет оказать вредное влияние на работу трехэлектродной лампы в усилительной схеме. Как видно из рис. 4-1, емкость C_{ac} образует цепь обратной связи между выходом и входом усилительной ступени. В диапазоне высоких частот сопротивление емкости C_{ac} становится малым и в результате прохождения энергии высокочастотного сигнала с выхода на вход лампы усилитель может превратиться в генератор незатухающих колебаний (режим самовозбуждения).

Очевидно, что для устойчивой работы усилительной схемы на высоких частотах необходимо уменьшать емкость C_{ac} .

Другой существенный недостаток триода — малый статический коэффициент усиления μ . Вообще говоря, можно было бы увеличить статический коэффициент усиления в триоде, делая

более густой управляющую сетку или, например, увеличивая расстояние анод—катод. Однако это решение наталкивается на

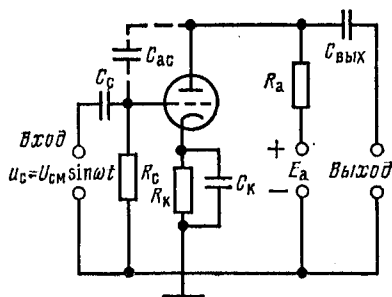


Рис. 4-1. Прходная емкость в схеме усилителя на триоде.

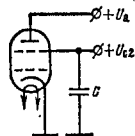


Рис. 4-2. Цепь экранирующей сетки.

другие серьезные препятствия, ибо увеличение μ требует неизбежно существенного повышения рабочего анодного напряжения. В самом деле, при $U_c < 0$ потенциал записания триода равен:

$$\left| -U_{c0} \right| = \frac{U_a}{\mu}. \quad (4-1)$$

Если например, потребовать, чтобы лампа имела $\mu = 500$ и запиралась при $U_{c0} = -4$ В, то необходимое значение анодного напряжения окажется равным 2000 В. Такое большое значение напряжения U_a повышает требования к источникам и цепям питания и требует, кроме того, особой конструкции лампы.

Острая необходимость в устранении обоих недостатков триода возникла в 20-х годах в связи с освоением радиотехникой диапазона коротких и ультракоротких волн. С целью улучшения параметров триода было предложено ввести в лампу еще одну — *экранирующую* сетку. Так был создан тетрод.

Тетрод. В этой (четыреэлектродной) лампе экранирующая сетка располагается между управляющей сеткой и анодом. Экранирующая сетка по своей конструкции (обычно проволочная спираль, укрепленная на специальных траверсах) аналогична управ-

ляющей сетке в триоде (рис. 3-21, а), но шаг ее спирали обычно меньше. В генераторных тетрадах иногда применяются экранирующие сетки из проволочной ткани. На экранирующую сетку подается положительное напряжение, равное обычно 60—100% анодного. По переменному току экранирующая сетка через большую емкость заземляется (рис. 4-2) и, следовательно, результирующая емкость между управляющей сеткой и анодом в результате экранирующего действия второй сетки значительно уменьшается. В тетрадах емкость C_{ac1} между анодом и управляющей сеткой равна сотым долям пикофарды, т. е. примерно в сто раз меньше емкости C_{ac} в триоде.

Густая экранирующая сетка в значительной степени ослабляет проникновение силовых линий от анода в область отрицательного объемного заряда у катода. В связи с этим в тетраде по сравнению с триодом проницаемость лампы меньше, а внутреннее сопротивление R_i и статический коэффициент усиления μ больше.

Следует отметить еще одну особенность тетродов по сравнению с триодами. В этих лампах положительный потенциал имеет не только анод, но и экранирующая сетка. Поэтому электронный поток от катода всегда (даже, если $U_{c1} < 0$) разветвляется на два: поток, направляющийся к аноду, и поток, попадающий на экранирующую сетку.

При положительных напряжениях на управляющей сетке часть электронов, кроме того, попадает и на управляющую сетку.

Характеристики тетрода $I_a = f(U_a)$ и $I_{c2} = f_1(U_a)$, полученные расчетным путем, показаны на рис. 4-3 пунктиром. Характеристики реального тетрода, однако, имеют иной вид (сплошные линии на рис. 4-3). Рассмотрим причины их отличия от расчетных кривых. При $U_a = 0$ все электроны, пролетевшие плоскость управляющей сетки, попадают на экранирующую сетку $I_k = I_{c2}$ и $I_a = 0$. При небольших положительных напряжениях U_a на анод попадает лишь часть электронов, пролетевших плоскость экранирующей сетки. Большая часть этих электронов возвращается обратно к виткам экранирующей сетки, образуя в пространстве экранирующая сетка—анод объемный заряд (участок 1, соответствующий режиму возврата электронов). С увеличением напряжения U_a анодный ток быстро возрастает, а ток I_{c2} падает, так как анодное поле непосредственно воздействует (не будучи экранировано сеткой) на электроны между экранирующей сеткой и анодом. При $U_a \geq 20$ В энергия электронов, достигающих анода, оказывается достаточной для выбивания с его поверхности вторичных электронов. Эти электроны под действием более высо-

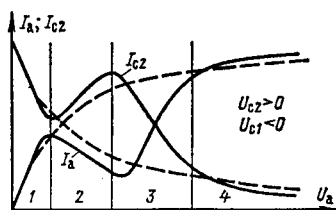


Рис. 4-3. Анодные характеристики тетрода (— — — — расчетные, — — — — реальные).

кого напряжения U_{c2} попадают на экранирующую сетку и вызывают увеличение тока I_{c2} . Анодный ток уменьшается, поскольку вторичные электроны, уходя с анода на сетку, создают в цепи анода ток, направление которого противоположно току, обусловленному первичными электронами. Образуется падающий участок характеристики $I_a = f(U_a)$ (участок 2 на рис. 4-3), соответствующий отрицательному дифференциальному сопротивлению: с увеличением U_a анодный ток уменьшается. При дальнейшем увеличении анодного напряжения ток I_a снова начинает расти, а ток I_{c2} уменьшается (участок 3 на рис. 4-3), так как все большая часть вторичных электронов возвращается обратно на анод. Это влияние вторичной электронной эмиссии получило название *динатронного эффекта*.

В дальнейшем расчетные характеристики идут полого (участок 4 на рис. 4-3) и с повышением анодного напряжения наблюдается медленное увеличение анодного тока и столь же медленное уменьшение тока I_{c2} , соответствующее режиму прямого переключения. Пологий участок расчетной (пунктирной) характеристики $I_a = f(U_a)$ не означает, что лампа работает в режиме насыщения. Отрицательный объемный заряд у поверхности катода (если на управляющую сетку не подано значительное положительное напряжение) достаточно велик. Небольшой рост анодного тока при значительном изменении U_a на этом участке объясняется лишь некоторым влиянием анодного напряжения на значение коэффициента токораспределения между экранирующей сеткой и анодом.

Возрастание тока I_a и уменьшение тока I_{c2} в этой части характеристик реального тетрода может происходить также за счет вторичной эмиссии с поверхности экранирующей сетки; вторичные электроны двигаются от этой сетки к аноду, имеющему больший положительный потенциал.

Динатронный эффект, как это видно из рис. 4-3, приводит к отличию реальных анодных характеристик тетрода от расчетных и не позволяет использовать эту лампу при малых анодных напряжениях (участки 2 и 3). Анодную нагрузку и напряжение источника E_a приходится выбирать так, чтобы нагрузочная характеристика пересекала статическую анодную характеристику на участке 4. Это обстоятельство помешало тетрадам найти широкое применение. Для устранения динатронного эффекта, наблюдаемого в тетраде, были предложены меры, общая идея которых состоит в создании потенциального барьера между экранирующей сеткой и анодом для вторичных электронов, вылетающих с этих электродов. Другими словами, необходимо создать минимум потенциала $U_{\min}$ в пространстве экранирующая сетка—анод. Для создания минимума потенциала можно использовать объемный заряд электронного потока или дополнительную (третью) сетку между экранирующей сеткой и анодом. Эти лампы получили названия *лучевого тетрода* и *пентода* соответственно.

Лучевой тетрод. Устройство лучевого тетрода схематически изображено на рис. 4-4. Катод и сетки лампы имеют эллиптическую конфигурацию, анод в своей рабочей части — цилиндрическую. Благодаря этому расстояние между экранирующей сеткой и анодом увеличено и движение вторичных электронов от анода к сетке затруднено, так как действие поля экранирующей сетки вблизи анода проявляется слабее.

Между экранирующей сеткой и анодом имеются две лучеобразующие пластины, соединенные внутри лампы с катодом. Таким образом, электроны от катода к аноду движутся лишь в ограниченном пространстве. Электронный поток имеет вид лучей, от-

куда и произошло название лампы.

Экранирующая сетка в лучевом тетроде выполнена так, что шаг ее намотки равен шагу намотки управляющей сетки и витки двух сеток расположены друг против друга. Вследствие такой конструкции сеток лучеобразный поток электронов разбивается на ряд лучей и в вертикальной плоскости. Образование электронных лучей приводит к увеличению плотности отрицательного объемного заряда, и в пространстве экранирующая сетка—анод

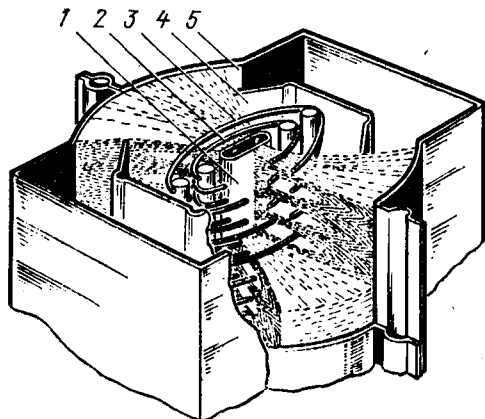


Рис. 4-4. Устройство лучевого тетрода.

1 — катод; 2 — управляющая сетка; 3 — экранирующая сетка; 4 — экран; 5 — анод.

возникает потенциальный барьер, препятствующий движению вторичных электронов при $U_a < U_{c2}$ от анода к экранирующей сетке и при $U_a > U_{c2}$ — от экранирующей сетки к аноду.

На рис. 4-5, а показаны кривые распределения потенциала в лучевом и обычном тетродах при небольшом анодном напряжении, когда на характеристиках тетрода сказывается динаatronный эффект (участок 2 на рис. 4-3).

В пространстве катод—экранирующая сетка эти кривые практически совпадают, а на участке экранирующая сетка—анод в лучевом тетроде образуется минимум потенциала, для преодоления которого начальные скорости вторичных электронов недостаточно велики. Подавление динаatronного эффекта достигается в лучевом тетроде при условии, что потенциал в точке $U_{мин}$ на 15—20 В меньше потенциала анода. Величина потенциального барьера и расстояние точки $U_{мин}$ от анода зависит как от соотношения U_a/U_{c2} , так и от плотности объемного заряда между экранирующей сеткой и анодом, величина которого определяется потен-

циалом управляющей сетки. При электронном потоке большой плотности потенциал между экранирующей сеткой и анодом может снизиться до нуля. В точке $U_{\text{мин}} = 0$ скорость электронов равна нулю ($v = 0$), и эту область можно рассматривать как некоторый катод, испускающий электроны с нулевой скоростью. Вследствие

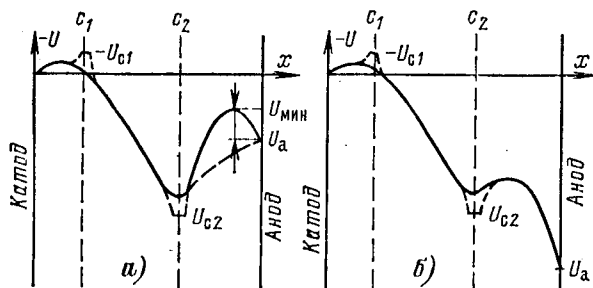


Рис. 4-5. Кривые распределения потенциала.

а — в междуэлектродном пространстве лучевого (сплошная линия) и обычного (пунктирная линия) тетродов в условиях динаatronного эффекта; *б* — при работе лучевого тетрода в номинальном режиме.

этого часть междуэлектродного пространства лампы, характеризующую потенциалом $U_{\text{мин}} = 0$, называют *фиктивным* или *виртуальным* катодом.

Распределение потенциала в лучевом тетроде при номинальных значениях U_a и U_{c2} показано на рис. 4-5, *б*.

Пентод. Другой способ устранения динаatronного эффекта в тетроде, как уже отмечалось, привел к созданию *пентода* —

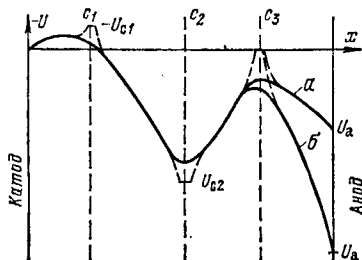


Рис. 4-6. Распределение потенциала в пентоде.

а — в условиях, когда в тетроде наблюдается динаatronный эффект; *б* — при работе пентода в номинальном режиме.

лампы, в которой помимо управляющей и экранирующей введена третья сетка — *защитная*, находящаяся между экранирующей сеткой и анодом. Это обычно довольно редкая сетка соединяется с катодом и имеет, следовательно, нулевой потенциал. Потенциальный барьер между анодом и экранирующей сеткой, препятствующий движению вторичных электронов с анода, когда в тетроде имеет место динаatronный эффект, создается за счет поля защитной сетки (рис. 4-6, кривая *а*). Распределение потенциала в пентоде при номинальных значениях U_a и U_{c2} показано на рис. 4-6, кривая *б*.

Введение защитной сетки в лампу не только устранило дина-
тронный эффект, но и значительно улучшило по сравнению с три-
одом и тетродом статические параметры лампы. Пентоды обладают
очень большим коэффициентом усиления, значения которого дохо-
дят до нескольких тысяч, большим внутренним сопротивлением
и малой проходной емкостью. В пентодах, специально предназна-
ченных для работы на высоких частотах, принят ряд дополни-
тельных мер для улучшения этих параметров.

Действующее напряжение в многоэлектродных лампах. Для
сравнения влияния напряжений на аноде и сетке в триоде на
объемный заряд у катода мы заменили (см. § 3-1) триод некоторым
эквивалентным диодом, анод которого расположен в плоскости
сетки, а его потенциал эквивалентен по своему воздействию на
объемный заряд у поверхности катода совместному действию
потенциалов анода и сетки триода. Применяя этот метод, можно
заменить тетрод некоторым эквивалентным триодом, анод которого

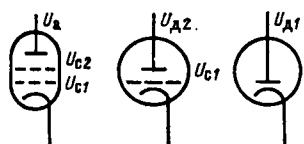


Рис. 4-7. Замена тетрода
эквивалентным диодом.

расположен в плоскости экраниру-
ющей сетки (рис. 4-7). В этом случае
аноду эквивалентного триода следует
сообщить потенциал

$$U_{d2} \approx U_{c2} + D_2 U_a. \quad (4-2)$$

Здесь D_2 — *проницаемость экрани-
рующей сетки* — коэффициент, харак-
теризующий степень проникновения
силовых линий от анода в пространство между управляющей и
экранирующей сетками.

Эквивалентный триод можно, следуя далее, заменить эквива-
лентным диодом, расположив его анод в плоскости управляющей
сетки. Тогда на основании выражения (3-8) для действующего
напряжения в триоде, используя (4-2), получаем выражение дей-
ствующего напряжения в тетроде:

$$U_{d1} \approx U_{c1} + D_1 (U_{c2} + D_2 U_a) \approx U_{c1} + D_1 U_{c2} + D_1 D_2 U_a. \quad (4-3)$$

Здесь U_{d1} — действующее напряжение на аноде эквивалент-
ного диода, расположенного в плоскости управляющей сетки тет-
рода; D_1 — *проницаемость управляющей сетки*, характеризующая
степень проникновения силовых линий поля, образованного элек-
тродными за этой сеткой, к поверхности катода; $D = D_1 D_2$ — *про-
ницаемость лампы*, определяющая проникновение силовых линий
от анода через экранирующую и управляющую сетку в область
объемного заряда у катода и оценивающая влияние потенциалов
анода и *управляющей сетки* на объемный заряд у катода.

Проницаемость управляющей сетки D_1 обычно равна сотым
долям; проницаемость D_2 более густой экранирующей сетки еще
меньше. Вследствие этого в выражении (4-3) можно без большой
погрешности ($D_1 D_2 \ll 1$) пренебречь последним членом. Тогда

$$U_{d1} \approx U_{c1} + D_1 U_{c2}. \quad (4-4)$$

Проводя аналогичные рассуждения, можно определить действующее напряжение в пентоде. Напряжение на аноде эквивалентного тетрода должно быть равно действующему напряжению в плоскости защитной сетки пентода:

$$U_{дз} = U_{сз} + D_3 U_a + D'_3 U_{д2}. \quad (4-5)$$

Второе и третье слагаемые в правой части характеризуют влияние анодного поля и действующего напряжения в плоскости экранирующей сетки на поле в плоскости третьей сетки. Здесь D_3 — проницаемость третьей сетки, определяющая степень проникновения силовых линий от анода через эту сетку по направлению к катоду; D'_3 — обратная проницаемость третьей сетки, с помощью которой оценивается проникновение силовых линий поля, созданного действующим напряжением в плоскости второй сетки, через витки третьей сетки в пространство анод—третья сетка.

Обратные проницаемости D'_1 и D'_2 мы ранее не учитывали, так как управляющая и экранирующая сетки обычно имеют значительно более густую навивку, чем третья сетка. В пентоде же, где третья сетка обычно достаточно редкая, величину D'_3 иногда приходится принимать во внимание.

Используя (4-5) и принимая во внимание, что обычно $U_{сз} = 0$, находим напряжение на аноде эквивалентного триода, равное действующему напряжению в плоскости второй сетки:

$$U_{д2} = U_{с2} + D_2 U_{дз} = \frac{U_{с2} + D_2 D_3 U_a}{1 - D_2 D'_3}. \quad (4-6)$$

С помощью этого выражения легко определить напряжение на аноде эквивалентного диода:

$$U_{д1} = U_{с1} + D_1 U_{д2} = U_{с1} + \frac{D_1 U_{с2} + D_1 D_2 D_3 U_a}{1 - D_2 D'_3}. \quad (4-7)$$

Обычно $D_1 < 0,1$, $D_2 < 0,1$, $D_3 < 0,5$ и $D'_3 < 0,5$. Поэтому $D_1 D_2 D_3 \ll 1$, $D_2 D'_3 \ll 1$ и в большинстве практических случаев для пентода можно пользоваться упрощенным выражением, аналогичным соотношению (4-4) для тетрода,

$$U_{д1} \approx U_{с1} + D_1 U_{с2}.$$

Вследствие экранирующего действия сеток в тетроде и в пентоде влияние анодного напряжения на объемный заряд у катода пренебрежимо мало.

Токораспределение в многоэлектродных лампах. Наличие в тетроде и пентоде экранирующей сетки, имеющей высокий положительный потенциал, приводит к разветвлению движущегося от катода электронного потока на два: к аноду и к экранирующей сетке. В отличие от триода, который в ряде схем работает без сеточных токов и где распределение тока происходит лишь при

$U_c > 0$, в тетраде и пентоде даже при $U_{c1} < 0$ ($I_c = 0$) катодный ток является суммой двух токов:

$$I_k = I_a + I_{c2}. \quad (4-8)$$

В некоторых случаях специального применения этих ламп положительные напряжения могут быть заданы также на управляющую и защитную в пентоде сетки. Тогда для тетрода

$$I_k = I_{c1} + I_{c2} + I_a \quad (4-9)$$

и для пентода

$$I_k = I_{c1} + I_{c2} + I_{c3} + I_a. \quad (4-10)$$

В общем случае катодный ток в многоэлектродных лампах является суммой токов, текущих в цепях всех сеток и анода

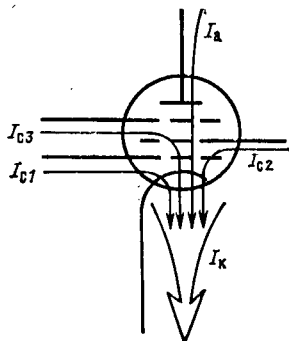


Рис. 4-8. Токи в пентоде.

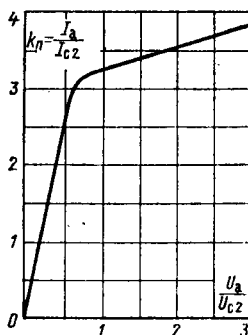


Рис. 4-9. Зависимость коэффициента токораспределения от отношения напряжений U_a/U_{c2} .

(рис. 4-8). Однако тетроды обычно работают при отрицательном напряжении на управляющей сетке ($U_{c1} < 0$), а пентоды — при $U_{c1} < 0$ и $U_{c3} = 0$. Для характеристики распределения токов и их соотношения используется коэффициент токораспределения

$$k_{\Pi} = \frac{I_a}{I_{c2}}, \quad (4-11)$$

значение которого зависит от соотношения напряжений на аноде и экранирующей сетке (рис. 4-9):

$$k_{\Pi} = f\left(\frac{U_a}{U_{c2}}\right). \quad (4-12)$$

С помощью коэффициента k_{Π} токи I_a и I_{c2} можно записать как некоторые доли общего катодного тока:

$$I_a = I_k \frac{k_{\Pi}}{k_{\Pi} + 1}; \quad (4-13)$$

$$I_{c2} = I_k \frac{1}{k_{\Pi} + 1}. \quad (4-14)$$

Как и в триоде, в многоэлектродных лампах различают два режима токораспределения. При анодных напряжениях, малых по сравнению с U_{c2} , траектории некоторых электронов, пролетающих экранирующую сетку под действием результирующего поля между этой сеткой и анодом, искривляются и электроны возвращаются от анода к экранирующей сетке. Это режим возврата электронов к экранирующей сетке. На конфигурацию поля в пространстве между экранирующей сеткой и анодом анодное напряжение в тетраде влияет непосредственно, а в пентоде его влияние несколько ослабляется из-за экранирующего действия редкой защитной сетки. Поэтому даже небольшое увеличение анодного напряжения в этом режиме существенно влияет на траектории электронов, пролетевших экранирующую сетку. При увеличении U_a все большая часть траекторий электронов спрямляется и наблюдаются резкий рост анодного тока и уменьшение тока I_{c2} . Существенно увеличивается поэтому и коэффициент токораспределения.

В режиме прямого перехвата электронов экранирующей сеткой анодный ток слабо зависит от анодного напряжения. Почти все электроны, пролетевшие плоскость экранирующей сетки, устремляются к аноду. Незначительный рост анодного тока при увеличении анодного напряжения объясняется двумя причинами: возрастанием коэффициента токораспределения в результате уменьшения числа электронов, перехватываемых экранирующей сеткой, и некоторым очень незначительным ростом катодного тока. Влияние анодного напряжения на объемный заряд у катода и на катодный ток в многоэлектродных лампах незначительно из-за экранирующего действия сеток.

4-2. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОЭЛЕКТРОДНЫХ ЛАМП

Характеристики различных многоэлектродных ламп по своему виду отличаются мало. Поэтому в дальнейшем мы рассмотрим основные характеристики пентода, отмечая, где это необходимо, их отличие от характеристик лучевого тетрода. В пентоде токи в цепях электродов являются функциями всех напряжений. Поэтому, снимая зависимости каждого тока от каждого напряжения при постоянстве трех остальных, можно было бы получить двадцать различных характеристик. Однако обычно пентод работает при $U_{c1} < 0$ ($I_{c1} = 0$); $U_{c3} = 0$ ($I_{c3} = 0$); $U_{c2} = \text{const}$, и мы рассмотрим лишь зависимости токов I_a и I_{c2} от напряжений U_{c1} и U_a .

Анодные характеристики — основное семейство характеристик, используемое при расчетах схем на электронных лампах. В справочниках эти характеристики приводятся для номинального значения напряжения U_{c2} и при $U_{c3} = 0$ (для пентодов). На рис. 4-10 приведены анодные характеристики двух типов пентодов и лучевого тетрода. Несмотря на некоторые различия, анодные харак-

теристики многоэлектродных ламп все же весьма типичны. В любом случае можно легко выделить рабочую область — режим прямого перехвата, где кривые $I_a = f(U_a)$ весьма пологи и внутреннее сопротивление лампы велико, а также нерабочую область — режим возврата, соответствующую крутому начальному участку кривых, где внутреннее сопротивление лампы мало.

Рассмотрим более подробно некоторые отличия этих кривых. Для разных типов ламп различаются переходные участки от режима возврата к режиму прямого перехвата. Диапазон анодных напряжений, соответствующий этой области, зависит от густоты сеток и расстояний между ними, а также от расстояния экранирующей сетки (или защитной в пентоде) от анода.

Конструкция сеток и расстояния между электродами в тетродах и пентодах во многом определяются назначением лампы. Обыч-

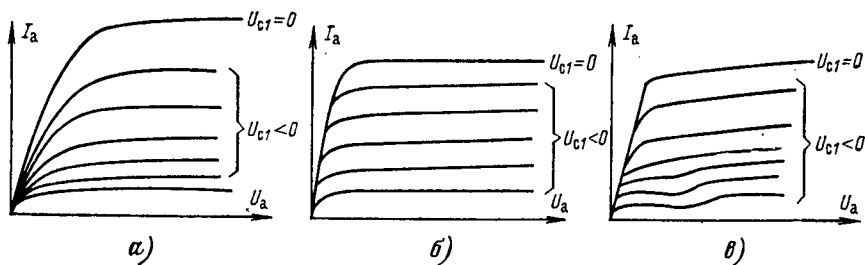


Рис. 4-10. Анодные характеристики.

а — пентода с переменной крутизной; б — высокочастотного пентода; в — лучевого тетрода.

но стремятся уменьшить ток экранирующей сетки, чтобы снизить потребление энергии от источника питания. Кроме того, желательно, чтобы переход от крутого начального участка характеристики (режим возврата) к пологим (режим прямого перехвата) происходил при возможно меньшем анодном напряжении. В этом случае увеличивается рабочая область характеристик, соответствующая режиму перехвата.

С этой целью конструкцию и расположение сеток стараются сделать такими, чтобы обеспечить близкие к прямолинейным траектории электронов, движущихся к аноду. В лучевом тетроде эти требования удовлетворяются достаточно хорошо, так как траектории электронов искривляются лишь за счет влияния управляющей сетки; экранирующая сетка, шаг которой равен шагу управляющей сетки, влияет на траектории электронов незначительно.

В лампах для усиления сигналов высокой частоты экранирующую сетку стремятся сделать по возможности более густой, одновременно увеличивая расстояние между нею и другими сетками. Это противоречит, однако, требованиям снижения тока экранирующей сетки и уменьшения времени пролета электронов, и поэтому решение должно быть компромиссным. В лампах с гу-

стой экранирующей сеткой поле в плоскости второй сетки получается более однородным и переход от режима возврата к режиму перехвата происходит резко.

Для уменьшения рассеяния электронов защитной сеткой ее делают редкой и располагают по возможности ближе к аноду.

По наклону характеристик на рабочем участке в режиме прямого перехвата можно судить о степени влияния анодного напряжения на коэффициент токораспределения и на объемный заряд вблизи катода. В пентодах с густой экранирующей сеткой и сравнительно густой защитной сеткой кривые $I_a = f(U_a)$ идут почти параллельно оси абсцисс. Для усиления сигналов с большой амплитудой требуются лампы с большим отрицательным напряжением запираения. Это требование в пентодах удовлетворяется с более редкой экранирующей сеткой. Поэтому в этих лампах анодные характеристики в режиме перехвата идут менее полого.

На анодных характеристиках некоторых лучевых тетродов в начале режима прямого перехвата наблюдается незначительный, но характерный для динаatronного эффекта «провал» кривой анодного тока. Как правило, такое изменение анодной характеристики наблюдается при больших отрицательных напряжениях U_{c1} , когда плотность потока электронов невелика и недостаточна для полного подавления динаatronного эффекта.

Анодно-сеточные характеристики многоэлектродных ламп представлены на рис. 4-11. Действующее напряжение в многоэлектродных лампах согласно (4-4) практически не зависит от анодного напряжения:

$$U_{д1} \approx U_{c1} + D_1 U_{c2},$$

поэтому катодный ток

$$I_K = G (U_{c1} + D_1 U_{c2})^{3/2} \quad (4-15)$$

равен нулю при условии

$$U_{c1} + D_1 U_{c2} = 0. \quad (4-16)$$

В выражении (4-15) G — коэффициент пропорциональности, зависящий от конструкции лампы.

Следовательно, напряжение запираения в многоэлектродных лампах ($I_K = 0$) не зависит от анодного напряжения и определяется соотношением

$$U_{c10} = -D_1 U_{c2}. \quad (4-17)$$

Как видно из рис. 4-11, a , все характеристики при $U_{c2} = \text{const}$ и различных значениях U_a выходят из одной точки. Вследствие слабого влияния анодного напряжения на объемный заряд у катода в режиме прямого перехвата незначительно изменяется и анодный ток при изменении U_a ; анодно-сеточные характеристики представляют собой пучок очень близко расположенных

кривых, веерообразно расходящихся из одной точки. Поэтому в справочниках эти характеристики или вообще не приво-

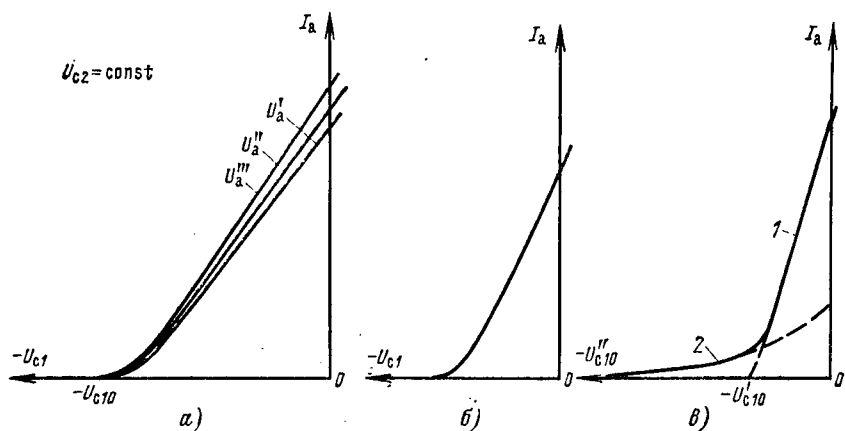


Рис. 4-11. Анодно-сеточные характеристики.

а — семейство характеристик; б — «короткая» характеристика; в — характеристика лампы с переменной крутизной.

дятся или же изображается лишь одна характеристика для номинальных значений U_a и U_{c2} .

Для различных типов ламп эти характеристики могут заметно отличаться друг от друга. На рис. 4-11, б показана так называемая «короткая» анодно-сеточная характеристика лампы с высоким значением μ и, следова-

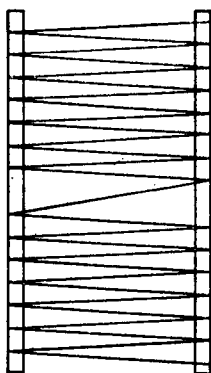


Рис. 4-12. Конструкция сетки пентода с переменной крутизной.

тельно, с небольшим напряжением запирания U_{c10} . На рис. 4-11, в изображена «удлиненная» характеристика, типичная для пентодов с переменной (регулируемой) крутизной. В лампах этого типа часть управляющей сетки (1—2 витка) делается более редкой (рис. 4-12). Такой пентод можно рассматривать как две параллельно включенные лампы. Одна из них с густой управляющей сеткой обладает обычными высокими значениями S и μ . Другая лампа, соответствующая части управляющей сетки с большим шагом, имеет значительно меньший коэффициент усиления μ и малую крутизну характеристики. Крутой участок 1 (рис. 4-11, в) характеристики соответствует первой лампе; пологий участок 2 — второй лампе, потенциал запирающей которой U'_{c10} из-за

небольшого μ больше потенциала U'_{c10} . Эти лампы применяются в усилителях высокой частоты для автоматического регулирования коэффициента усиления.

Двойное управление анодным током в пентоде. Для управления анодным током в пентоде может быть использована не только управляющая, но и защитная сетка. Поэтому помимо рассмотренных статических характеристик представляют интерес также зависимости $I_a = \varphi(U_{c3})$ при $U_{c1} = \text{const}$ и $I_a = \varphi_1(U_{c1})$ при $U_{c3} = \text{const}$ (рис. 4-13).

Рассмотрим вначале одну из кривых $I_a = \varphi(U_{c3})$ при $U'_{c1} = \text{const}$. В случае отрицательного напряжения $-U_{c3} = -U_{c30}$ результирующий потенциал между витками защитной сетки имеет отрицательное значение. Тормозящее действие этого потенциального барьера настолько велико, что все электроны отражаются и возвращаются к экранирующей сетке.

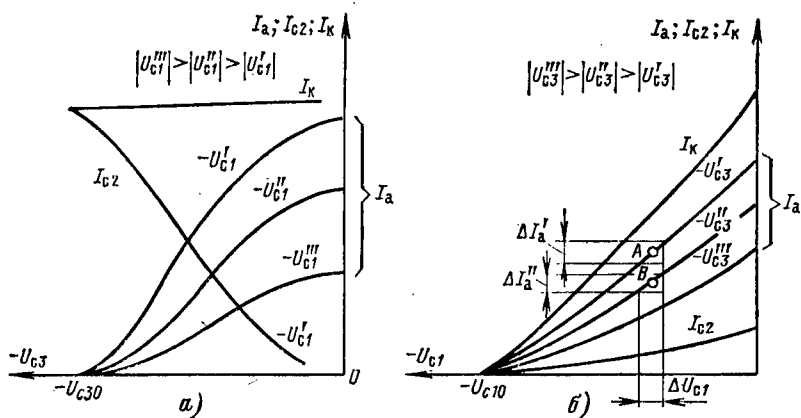


Рис. 4-13. Характеристики, иллюстрирующие двойное управление анодным током в пентоде.

Лампа оказывается запертой напряжением $-U_{c30}$ по анодному току, а ток экранирующей сетки при этом равен катодному току I_K . Напряжение на управляющей сетке практически не влияет на действующее напряжение в плоскости третьей сетки и напряжение $-U_{c30}$ остается неизменным для всех значений напряжения $-U_{c1}$.

По мере уменьшения отрицательного напряжения $-U_{c3}$ потенциальный барьер вблизи защитной сетки снижается: все большее число электронов устремляется к аноду, ток I_a растет, а ток I_{c2} падает. Таким образом, управление током I_a путем изменения напряжения U_{c3} объясняется перераспределением потоков электронов между экранирующей сеткой и анодом. Влияние напряжения U_{c3} на объемный заряд у катода ничтожно мало, поэтому катодный ток остается практически неизменным.

Увеличение отрицательного напряжения U_{c1} сопровождается снижением катодного тока и тока I_a как части тока I_K . Характер

зависимостей $I_a = \varphi_1(U_{c1})$ при $U_{c3} = \text{const}$ (рис. 4-13, б) объясняется иными процессами управления током. В этом случае анодный ток меняется из-за влияния управляющей сетки на объемный заряд у катода. С уменьшением отрицательного напряжения $-U_{c1}$ все больше электронов проходит плоскость управляющей сетки, растет не только катодный ток, но и токи I_a и I_{c2} . С увеличением отрицательного напряжения на третьей сетке уменьшается коэффициент токораспределения $k_{\Pi} = I_a/I_{c2}$ и на анод попадает все меньшая часть электронов. Крутизна характеристик уменьшается.

Сравнение характеристик, приведенных на рис. 4-13, а и б, показывает, что несмотря на различие в физических процессах, лежащих в основе этих зависимостей, анодным током в пентоде можно управлять, меняя напряжение как на управляющей, так и на защитной сетке. Если, например, первая сетка используется для управления анодным током, то, изменяя напряжение на третьей сетке, можно регулировать этот процесс за счет изменения крутизны характеристики $I_a = \varphi_1(U_{c1})$.

4-3. ПАРАМЕТРЫ МНОГОЭЛЕКТРОДНЫХ ЛАМП

Помимо статических параметров анодной цепи для многоэлектродных ламп используется также система параметров, учитывающих влияние напряжений U_{c1} , U_{c2} и U_a на ток I_{c2} (статические параметры цепи экранирующей сетки). В пентоде, кроме того, представляют интерес параметры двойного управления анодным током.

Статические параметры анодной цепи для многоэлектродных ламп, как и для триода, учитывают влияние напряжений на электродах на анодный ток.

Крутизна анодно-сеточной характеристики отражает зависимость анодного тока тетрода или пентода от напряжения U_{c1} при условии постоянства всех остальных напряжений:

$$S = \left. \frac{dI_a}{dU_{c1}} \right|_{U_{c2} = \text{const и } U_a = \text{const}} \quad (\text{для пентода } U_{c3} = \text{const}). \quad (4-18)$$

Геометрически, как и в триоде, крутизна характеристики определяется тангенсом угла наклона касательной к анодно-сеточной характеристике $I_a = f_1(U_{c1})$ в данной точке. Для лучевых тетродов и пентодов значения крутизны лежат в пределах 2—20 мА/В.

Дифференциальное (внутреннее) сопротивление имеет тот же смысл и то же геометрическое представление, что и в триоде. При его определении должны поддерживаться постоянными напряжения на управляющей и экранирующей сетках:

$$R_i = \left. \frac{dU_a}{dI_a} \right|_{U_{c1} = \text{const и } U_{c2} = \text{const}} \quad (\text{для пентода } U_{c3} = \text{const}). \quad (4-19)$$

Внутреннее сопротивление пентодов значительно выше, чем в триодах, и лежит в пределах от 200 кОм до нескольких мегаом.

Статический коэффициент усиления. Относительное влияние напряжений U_{c1} и U_a на анодный ток в пентоде, как и в триоде, характеризуется статическим коэффициентом усиления:

$$\mu = - \left. \frac{dU_a}{dU_{c1}} \right|_{I_a = \text{const и } U_{c2} = \text{const (для пентода } U_{c3} = \text{const})}. \quad (4-20)$$

Значение μ в тетроде вследствие меньшего влияния U_a на анодный ток также значительно выше, чем в триоде: $\mu \approx 100 \div 700$, а для пентодов μ достигает нескольких тысяч.

Помимо трех основных статических параметров иногда используется статический коэффициент усиления μ_{ac2} , отображающий относительное влияние напряжений U_a и U_{c2} на анодный ток лампы:

$$\mu_{ac2} = - \left. \frac{dU_a}{dU_{c2}} \right|_{I_a = \text{const и } U_{c1} = \text{const (для пентода } U_{c3} = \text{const})}. \quad (4-21)$$

Влияние напряжения U_{c2} по сравнению с влиянием U_{c1} на анодный ток в тетроде ослаблено в $1/D_1$ раз за счет экранирующего действия управляющей сетки. Поэтому μ_{ac2} всегда меньше μ и равен 10—200.

Следует отметить, что изменения анодного тока при вариации напряжений U_a и U_{c2} происходят не столько из-за влияния на объемный заряд у катода, сколько за счет изменения коэффициента токораспределения k_p .

Статические параметры цепи экранирующей сетки. В некоторых случаях нагрузка может быть включена в цепь экранирующей сетки. Тогда важно знать статические параметры, характеризующие зависимость тока I_{c2} от напряжений на электродах лампы.

Крутизна

$$S_{c2} = \left. \frac{dI_{c2}}{dU_{c1}} \right|_{U_{c2} = \text{const и } U_a = \text{const (в пентоде } U_{c3} = \text{const})} \quad (4-22)$$

отображает зависимость тока экранирующей сетки от напряжения U_{c1} и выражается геометрически тангенсом угла наклона касательной к характеристике $I_{c2} = f_3(U_{c1})$. Крутизна S_{c2} обычно меньше крутизны S , так как в режиме перехвата (рабочем режиме) ток I_{c2} и его абсолютное приращение при изменении катодного тока меньше тока I_a и его приращения.

Дифференциальное сопротивление

$$R_{ic2} = \left. \frac{dU_{c2}}{dI_{c2}} \right|_{U_{c1} = \text{const и } U_a = \text{const (в пентоде } U_{c3} = \text{const})} \quad (4-23)$$

изображается геометрически как котангенс угла наклона касательной к характеристике $I_{c2} = f_4(U_{c2})$ и показывает влияние напряжения U_{c2} на ток экранирующей сетки.

Значение R_{ic2} приблизительно такое же, как и R_i для триода.
Статический коэффициент усиления

$$\mu_{c2c1} = - \frac{dU_{c2}}{dU_{c1}} \Big|_{I_{c2}=\text{const и } U_a=\text{const (в пентоде } U_{c3}=\text{const)}} \quad (4-24)$$

сравнивает влияние напряжений U_{c2} и U_{c1} на ток экранирующей сетки. Значения μ_{c2c1} лежат в тех же пределах, что и для статического коэффициента усиления в триоде.

Параметры двойного управления током в пентоде. Крутизна характеристики $I_a = \varphi(U_{c3})$

$$S_3 = \frac{dI_a}{dU_{c3}} \Big|_{U_a=\text{const, } U_{c1}=\text{const и } U_{c2}=\text{const.}} \quad (4-25)$$

Значение S_3 колеблется в зависимости от U_a , U_{c1} и U_{c2} в широких пределах: от 0,1 до 6 мА/В.

Крутизна характеристики $I_a = \varphi_1(U_{c1})$

$$S_1 = \frac{dI_a}{dU_{c1}} \Big|_{U_a=\text{const, } U_{c2}=\text{const и } U_{c3}=\text{const.}} \quad (4-26)$$

В отличие от статического параметра анодной цепи — крутизны S параметр S_1 оценивает степень воздействия напряжения U_{c1} на анодный ток при условии $U_{c3} \neq 0$, причем, как правило, $U_{c3} < 0$.

Коэффициент двойного управления током

$$K_{д.у} = \frac{\partial^2 I_a}{\partial U_{c1} \partial U_{c3}} = \frac{\partial S_1}{\partial U_{c3}} = \frac{\partial S_3}{\partial U_{c1}} \quad (4-27)$$

оценивает воздействие напряжения на одной из сеток на крутизну характеристики управления по другой сетке.

Влияние токораспределения на статические параметры. В многоэлектродных лампах влияние напряжений на электродах на токи I_a и I_{c2} нельзя рассматривать только с точки зрения их воздействия на объемный заряд у катода и, следовательно, на общий поток электронов, движущихся от катода; необходимо учитывать также изменение коэффициента токораспределения.

При определении крутизны характеристики S , создавая некоторое приращение напряжения ΔU_{c1} , фиксируют приращение ΔI_a анодного тока. Однако при этом изменяется не только анодный ток, но и ток экранирующей сетки. Приращение катодного тока в результате изменения U_{d1} под влиянием U_{c1} должно быть равно сумме приращений ΔI_a и ΔI_{c2} . Воздействие напряжения U_{c1} на катодный ток оценивается крутизной характеристики катодного тока

$$S_k = \frac{dI_k}{dU_{c1}} \Big|_{U_a=\text{const и } U_{c2}=\text{const}} \quad (4-28)$$

Крутизну S_K можно связать с параметрами S и S_{c2} , используя соотношения (4-13) и (4-14):

$$S_K = \frac{\partial}{\partial U_{c1}} \left(\frac{k_{II} + 1}{k_{II}} I_a \right) = \frac{k_{II} + 1}{k_{II}} \frac{\partial I_a}{\partial U_{c1}} = \frac{k_{II} + 1}{k_{II}} S; \quad (4-29)$$

$$S_K = \frac{\partial}{\partial U_{c1}} [(k_{II} + 1) I_{c2}] = (k_{II} + 1) \frac{\partial I_{c2}}{\partial U_{c1}} = (k_{II} + 1) S_{c2}. \quad (4-30)$$

Отсюда следует, что крутизна S_K всегда больше S и S_{c2} . Из соотношения (4-29) видно также, что крутизна S в тетроде и пентоде при прочих равных условиях должна быть несколько меньше, чем в триоде $\left(\frac{k_{II} + 1}{k_{II}} > 1 \right)$, так как в многоэлектродных лампах в отличие от триода (при $U_{c1} < 0$) $\Delta I_a < \Delta I_K$. Это различие тем больше, чем меньше коэффициент токораспределения.

При определении внутреннего сопротивления в многоэлектродных лампах надо иметь в виду, что анодный ток в результате вариации U_a меняется не столько за счет изменения I_K , сколько вследствие изменения коэффициента токораспределения. Экранирующее действие сеток в тетроде, а тем более в пентоде настолько сильно, что изменение U_a очень мало влияет на катодный ток. Изменение же анодного тока при этом может быть достаточно большим, что объясняется увеличением потока электронов к аноду, ранее перехватывавшихся сеткой.

Не менее важно влияние токораспределения на статический коэффициент усиления μ , характеризующий сравнительное воздействие напряжений U_a и U_{c1} на анодный ток независимо от изменения тока I_K . Статический коэффициент усиления учитывает токораспределение в лампе. В самом деле, при определении μ фиксируют приращение ΔI_a , вызванное изменением ΔU_{c1} , и добиваются компенсации этого приращения регулировкой анодного напряжения. Приращение ΔI_a , вызванное повышением напряжения U_{c1} , объясняется изменением только действующего напряжения $U_{д1}$ и, следовательно, возрастанием катодного тока. Компенсация же изменения ΔI_a за счет напряжения U_a происходит, особенно в пентоде, в основном вследствие изменения k_{II} .

Полезно вспомнить физический смысл проицаемости лампы D . В многоэлектродных лампах, как и в триоде, проицаемость D характеризует степень проникновения силовых линий анодного поля к катоду и влияние этого поля по сравнению с полем управляющей сетки на объемный заряд у катода, а значит, и на катодный ток:

$$D = D_1 D_2 D_3 = - \frac{dU_{c1}}{dU_a} \text{ при } I_K = \text{const.}$$

При рассмотрении соотношений между μ и D в триоде отмечалось, что $\mu = 1/D$ лишь в том случае, если $I_a = I_K$ ($U_c < 0$ и $I_c = 0$). В многоэлектродных лампах, как правило, $I_a \neq I_K$ и поэтому $\mu \neq 1/D$.

Это обстоятельство наглядно иллюстрируется рис. 4-14, а. Предположим, что при определении μ и D напряжение U_{c1} изменено на одну и ту же величину ΔU_{c1} . При этом $\Delta I_K > \Delta I_A$. Для компенсации приращения ΔI_K требуется большее изменение анодного напряжения, чем для компенсации ΔI_A . В последнем случае анодный ток меняется не только за счет катодного тока,

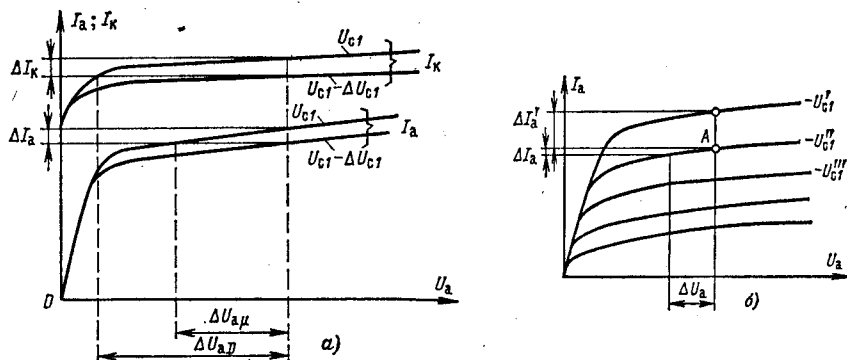


Рис. 4-14. Определение статических параметров по характеристикам.

а — определение параметров μ и D ; б — определение параметров S и R_i .

но и за счет изменения коэффициента токораспределения. Таким образом,

$$\frac{\Delta U_{aD}}{\Delta U_{c1}} > \frac{\Delta U_{a\mu}}{\Delta U_{c1}} \quad (4-31)$$

и, следовательно,

$$\frac{1}{D} > \mu. \quad (4-32)$$

В связи с этим формула (3-42) внутреннего уравнения триода несправедлива для многоэлектродных ламп. В тетроде и пентоде правильным остается лишь соотношение (3-41)

$$SR_i = \mu.$$

Определение статических параметров по характеристикам. Для многоэлектродных ламп, как уже упоминалось ранее, в справочниках обычно приводится лишь семейство анодных характеристик. Использование метода треугольников, рассмотренного в § 3-3 при определении статических параметров триода, применительно к анодным характеристикам многоэлектродных ламп затруднительно.

В характеристиках, приводимых в справочниках, соседние кривые идут не так близко друг к другу, как это специально сделано на рис. 4-14, а, и прямая $I_a = \text{const}$, проведенная из заданной рабочей точки, как правило, не пересекает соседнюю характеристику в пределах рабочей области (режим прямого

перехвата). Поэтому, задаваясь небольшим приращением ΔU_a (рис. 4-14, б) и измеряя соответствующую величину ΔI_a , определяют внутреннее сопротивление лампы $R_i = \Delta U_a / \Delta I_a$. Крутизну характеристики легко определить, построив прямую $U_a = \text{const}$ и определив величину $\Delta I'_a : S = \Delta I'_a / \Delta U_{c1}$, где $\Delta U_{c1} = |U'_{c1}| - |U'_{c1}|$. Значение статического коэффициента усиления вычисляют по соотношению (3-41): $\mu = SR_i$.

Для определения статических параметров двойного управления анодным током можно воспользоваться методом, показанным на рис. 4-13. Определив значения крутизны S_1 в точках А и В, можно вычислить значение $K_{д.у} = \frac{S_{1A} - S_{1B}}{|U'_{c3}| - |U'_{c3}|}$.

Междуэлектродные емкости. Как уже отмечалось, каждую пару электродов в лампе можно рассматривать как обкладки конденсатора, образующего междуэлектродную емкость. В пентоде—лампе, содержащей пять электродов, можно выделить, таким образом, десять междуэлектродных емкостей. Однако влияние этих емкостей на работу лампы далеко не равнозначно. Важную роль в работе лампы играет емкость C_{ac1} между анодом и управляющей сеткой, т. е. между входной и выходной цепями лампы. В многоэлектродных лампах значение этой емкости вследствие введения экранирующей и защитной сеток уменьшено до сотых или тысячных долей пикофарды.

Не менее существенное влияние на работу лампы оказывают емкости, шунтирующие входную (управляющая сетка—катод) и выходную (анод—катод) цепи. Эти емкости, складывающиеся из нескольких междуэлектродных емкостей каждая, называются соответственно входной и выходной емкостями лампы.

Входную емкость образуют емкости $C_{c1к}$, C_{c1c2} и C_{c1c3} между управляющей сеткой и электродами, заземленными по переменному току: катодом, экранирующей сеткой и защитной сеткой, соединенной с катодом. Емкость C_{c1c3} обычно много меньше двух других емкостей, так как управляющая сетка экранирована от защитной сетки расположенной между ними достаточно густой экранирующей сеткой. Поэтому для входной емкости можно записать:

$$C_{вх} \approx C_{c1к} + C_{c1c2}. \quad (4-33)$$

Соответственно выходную емкость лампы составляют следующие емкости:

$$C_{вых} \approx C_{ак} + C_{ac3} + C_{ac2}. \quad (4-34)$$

Обычно междуэлектродные емкости определяют как сумму, состоящую из емкости между собственно электродами лампы и емкости, образованной выводами от этих электродов.

Входная и выходная емкости оказывают существенное влияние на работу лампы в области высоких частот, так как с увеличением частоты сопротивления цепей, содержащих эти емкости,

уменьшаются. Вследствие этого с ростом частоты сигнала уменьшаются входное и выходное сопротивления лампы, параллельно которым включены емкости $C_{вх}$ и $C_{вых}$.

4-4. ОСОБЕННОСТИ ТЕТРОДОВ И ПЕНТОДОВ РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Наиболее широкое и разнообразное применение в радиотехнических устройствах находят пентоды. Они используются для усиления высокочастотных колебаний, усиления мощности колебаний низкой частоты, генерирования мощных колебаний различных частот и т. д.

Более ограничена область применения лучевых тетродов, которые в основном используются в усилителях сигналов низкой частоты, усилителях мощности и в схемах генераторов колебаний.

Наибольшее влияние на работу пентода в усилителях высокой частоты оказывает проходная емкость $C_{ас1}$, значение которой определяется емкостью между самими электродами (управляющей сеткой и анодом) и емкостью между их выводами. Поэтому в высокочастотных пентодах стремятся уменьшить емкость не только между анодом и управляющей сеткой, для чего экранирующую сетку делают более густой, но и емкость между выводами этих электродов, применяя специальные экраны внутри и снаружи лампы. Низкочастотные пентоды и лучевые тетроды, применяемые в основном для усиления мощности колебаний в оконечных и предоконечных ступенях усилителей, отличаются по своей конструкции и параметрам от пентодов высокой частоты. Для усилителей низкой частоты не так важно иметь малую емкость $C_{ас1}$. В лучевых тетрадах и низкочастотных пентодах емкость $C_{ас1} \approx 0,5 \div 1$ пФ. В связи с этим допустимо применение более редких экранирующих сеток, что позволяет уменьшить ток $I_{с2}$.

Тетроды и пентоды, работающие в выходных ступенях усилителей, характеризуются большими анодными токами, так как задача оконечных усилителей заключается в увеличении мощности колебаний. Поэтому в выходных лампах применяют мощные катоды, лучеиспускание которых может привести к значительному разогреву сеток. Возникает опасность появления термоэлектронной эмиссии с управляющей сетки. Для устранения этого нежелательного эффекта управляющую сетку иногда покрывают тонким слоем золота, а к ее держателям приваривают специальные радиаторы для рассеяния тепловой энергии. В мощных выходных лампах возникает, кроме того, опасность вторичной эмиссии с поверхности баллона в результате бомбардировки его случайно попавшими электродами. Поэтому внутреннюю поверхность баллона лампы покрывают графитовым слоем, а края анода закрывают специальным экраном.

Примеры конструктивного оформления некоторых многоэлектродных ламп даны на рис. 4-15.

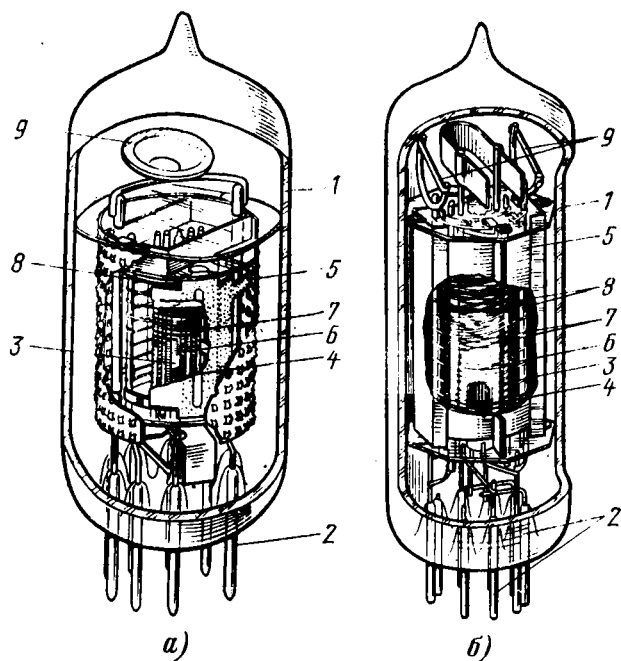
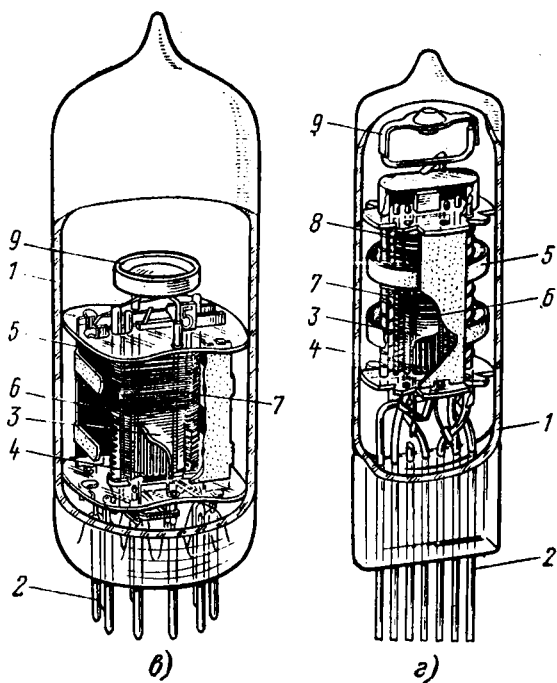


Рис. 4-15. Конструкция
многоэлектродных ламп.

a — пентод миниатюрной конструкции; *б* — выходной пентод миниатюрной конструкции; *в* — тетрод миниатюрной конструкции; *г* — пентод сверхминиатюрной конструкции; 1 — баллон; 2 — штырьки; 3 — катод; 4 — подогреватель; 5 — анод; 6 — управляющая сетка; 7 — экранирующая сетка; 8 — защитная сетка; 9 — газопоглотитель.



4-5. ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО УСИЛЕНИЯ

К этой группе ламп относятся некоторые тетроды и пентоды, предназначенные для усиления сигналов с широким спектром частот, например импульсных сигналов малой длительности, а также лампы со специальной системой электродов.

Для усиления сигнала с широким спектром частот без искажения его формы ступень лампового усилителя должна обеспечить одинаковое усиление всех частотных составляющих спектра сигнала. Однако в ламповом усилителе сопротивление нагрузки R_a в анодной цепи шунтируется выходной емкостью этой лампы, а также входной емкостью лампы следующей ступени усилителя. Поэтому сопротивление нагрузки в анодной цепи становится комплексным и зависящим от частоты:

$$Z_a(\omega) = \frac{R_a}{1 + i\omega (C_{\text{вых}} + C_{\text{вх}})R_a}. \quad (4-35)$$

Согласно (3-70) коэффициент усиления ступени по напряжению равен:

$$K_u = \frac{\mu}{1 + R_i/R_a} = \frac{SR_i R_a}{R_a + R_i}.$$

В пентоде, как правило, $R_i \gg R_a$, поэтому для коэффициента усиления можно записать:

$$K_u \approx SR_a, \quad (4-36)$$

или, подставляя сюда (4-35), получаем:

$$K_u(\omega) \approx \frac{SR_a}{1 + i\omega (C_{\text{вых}} + C_{\text{вх}})R_a}. \quad (4-37)$$

Отсюда следует, что с увеличением частоты коэффициент $K_u(\omega)$ уменьшается. Таким образом, для увеличения коэффициента усиления на высоких частотах с целью неискаженного усиления широкополосного сигнала необходимо принять меры для увеличения крутизны S и снижения входной и выходной емкостей.

Для снижения емкостей широкополосные тетроды и пентоды монтируются в баллонах беспокойной конструкции.

Увеличение крутизны характеристик до 30 мА/В достигается применением мелкоструктурной управляющей сетки и приближением ее к катоду. Во избежание короткого замыкания витков сетки и катода вследствие прогрева сетки и провисания витков используется сетка рамочной конструкции (тонкая проволока диаметром до 5 мкм навивается с шагом около 60 мкм на прямоугольную рамку). Все же такая конструкция не позволяет приблизить сетку к катоду на расстояние меньше 30–40 мкм.

Лампы с катодной сеткой. В этих лампах для повышения крутизны и уменьшения входной емкости между катодом и управля-

ющей сеткой помещают *катодную сетку*, на которую подают небольшое (несколько вольт) положительное напряжение. На вторую — управляющую сетку подается отрицательное напряжение в несколько вольт. Распределение потенциала в такой лампе показано на рис. 4-16. В лампе на очень малом расстоянии Δx от управляющей сетки имеется область с нулевым потенциалом, или виртуальный катод. Благодаря малому значению Δx эффективность управления объемным зарядом в области виртуального катода весьма велика и крутизна лампы достигает 50 мА/В. В данном случае введение катодной сетки создает эффект, аналогичный уменьшению расстояния между сеткой и катодом. Катодная сетка располагается достаточно далеко от катода, поэтому входная емкость лампы меньше, чем в обычном пентоде, в 2—3 раза. Увеличение крутизны и уменьшение входной емкости приводят к увеличению коэффициента усиления.

Третья сетка — экранирующая. Для устранения динаatronного эффекта используются, как в лучевом тетроде, специальные экраны, находящиеся под нулевым относительно катода напряжением.

Статические характеристики пентода с катодной сеткой типа 6Ж22П показаны на рис. 4-17.

Лампы со вторичной эмиссией.

Высокое значение крутизны характеристики получается также при использовании в лампах вторичной эмиссии со специальных вторично-электронных катодов (*динодов*). Устройство одной из таких ламп показано на рис. 4-18.

Тетродная часть лампы имеет обычную конструкцию. Электроны, прошедшие экранирующую сетку и отклоняемые лучеобразующими электродами, образуя ток $I_{д1}$, попадают на вторично-электронный катод, выполняемый из материала с коэффициентом вторичной электронной эмиссии $\sigma \approx 4 \div 5$ и удовлетворяющий обычным требованиям, предъявляемым к аноду (например, из никеля, активированного окисью цезия или смесью окислов щелочноземельных металлов). Потенциал этого электрода ниже потенциала анода, поэтому вторичные электроны устремляются к аноду (ток $I_{д2}$). Если все первичные электроны попадают на вторично-электронный катод, то ток анода

$$I_{ад} = I_{д2} = \sigma I_{д1} = \sigma I_a, \quad (4-38)$$

где I_a — анодный ток в обычном пентоде.

Практически часть первичных электронов все же попадает на анод, образуя ток $I_{ад1}$. В этом случае

$$I_{ад} = I_{ад1} + \sigma I_{д1}. \quad (4-39)$$

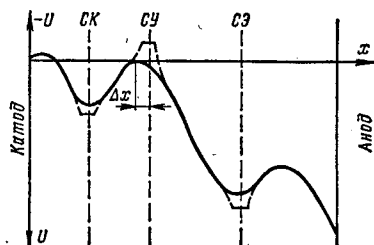


Рис. 4-16. Распределение потенциала в лампе с катодной сеткой.

Характеристики лампы 6В1П со вторичной эмиссией (рис. 4-19) свидетельствуют о ряде особенностей этой лампы. Как видно из рис. 4-19, а, ток анода $I_{ад}$ и ток вторично-электронного катода

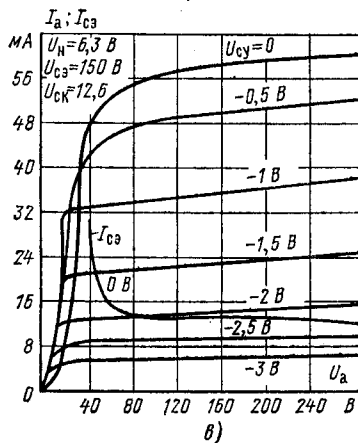
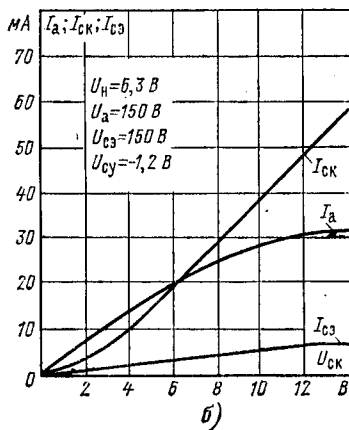
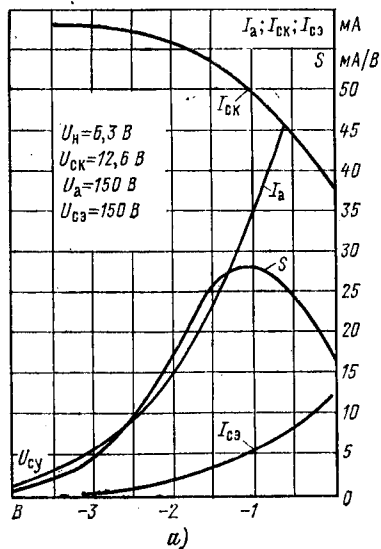


Рис. 4-17. Характеристики лампы с катодной сеткой.

а — анодно-сеточные; б — зависимости токов от напряжения на катодной сетке; в — анодные.

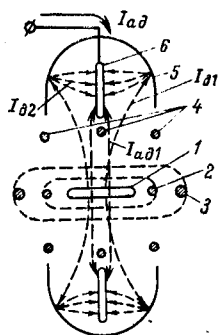


Рис. 4-18. Устройство лампы со вторичной эмиссией.

1 — катод; 2 — управляющая сетка; 3 — экранирующая сетка; 4 — лучеобразующий экран; 5 — динод; 6 — анод.

$I_d = I_{д2} - I_{д1}$ противоположны по направлению (при условии, что $\sigma > 1$) и в усилителе на резисторах в цепях этих электродов могут быть получены напряжения, отличающиеся по фазе на 180° .

Прибор как по цепи анода, так и по цепи вторично-электронного катода обладает высокой крутизной характеристики, но $S_d = dI_d/dU_{c1}$ отрицательна.

Из рис. 4-19, б следует, что экстремальные значения $I_{ад}$ и I_d соответствуют некоторому напряжению на диноде U_d (обычно $U_d \approx 0,6 U_a$). При меньших U_d токи $I_{ад}$ и I_d уменьшаются за счет возвращения электронов к экранирующей сетке, а также за счет уменьшения σ . При малых U_d ($\sigma < 1$) анодный ток создается в основном первичными электронами: $I_{ад} \approx I_{ад1}$. При уве-

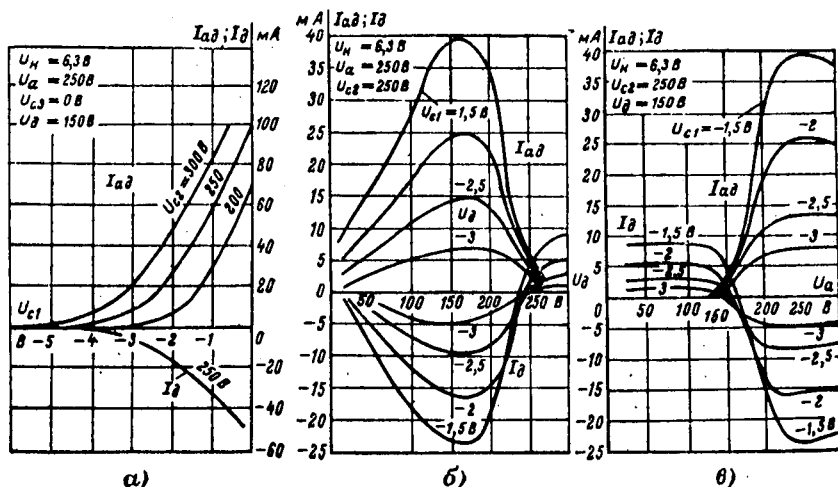


Рис. 4-19. Характеристики лампы со вторичной эмиссией.

а — анодно-сеточные; б — зависимости токов от напряжения на диноде; в — анодные.

личении U_d вторичные электроны частично возвращаются на вторично-электронный катод и ток $I_{ад}$ уменьшается. Уменьшается также ток I_d , так как вторичные электроны под действием объемного заряда возвращаются на вторично-электронный катод.

Своеобразную форму имеют также анодные характеристики лампы (рис. 4-19, в). При малых U_a ток $I_{ад} = 0$, так как все электроны перехватываются вторично-электронным катодом. Напряжение U_a не влияет на ток I_d . С увеличением U_a ток $I_{ад}$ растет сначала из-за перехвата части первичных электронов, а затем за счет вторичных электронов. При этом ток I_d уменьшается и меняет направление.

За счет вторичной эмиссии крутизна этих ламп значительно выше, чем в обычных пентодах. Так, для лампы 6В1П она равна 28 мА/В, а для импульсных ламп 6В2П и 6В3С при работе в импульсном режиме ($\tau = 1$ мкс) достигает 300 мА/В.

4-6. ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ ДИАПАЗОНА ВЫСОКИХ ЧАСТОТ

В диапазоне высоких частот, свыше 100 МГц, на работу электронных ламп оказывает существенное влияние ряд факторов, которые ранее мы не учитывали.

Инерция электронов. Если на низких частотах время пролета электронов τ между электродами лампы значительно меньше периода T переменного напряжения сигнала, подводимого к лампе, и, следовательно, за время τ напряжение можно считать постоянным, то на высоких частотах величины τ и T соизмеримы. Поэтому за время движения электронов от катода к аноду напряжение на аноде может значительно измениться и между анодным током и анодным напряжением образуется дополнительный сдвиг фаз.

Для сравнения времени пролета электрона с периодом переменного напряжения, подведенного к лампе, пользуются понятием *угла пролета* θ :

$$\theta = 2\pi \frac{\tau}{T} = 2\pi f\tau = \omega\tau.$$

Время пролета электронов в диоде зависит от анодного напряжения и от расстояния катод—анод. Время пролета в диоде с плоскими электродами при вылете электронов из катода с нулевой скоростью определяется по формуле [1]:

$$\tau \approx 5 \cdot 10^{-8} \frac{r_a}{\sqrt{U_a}}. \quad (4-40)$$

Найдем для примера время и угол пролета электрона в плоском диоде с междуэлектродным расстоянием $r_a = 1$ см при анодном напряжении $U_a = 100$ В. Подставляя эти значения в формулу (4-40), получаем: $\tau \approx 5,1 \cdot 10^{-9}$ с. Если к диоду приложено переменное напряжение с частотой $f = 100$ МГц, то угол пролета $\theta = 5,1 \cdot 10^{-9} 2\pi \cdot 10^8 \approx \pi$. Это означает, что если электрон вылетел с поверхности катода, когда переменное напряжение на аноде проходило через максимум положительного полупериода, то к моменту прихода электронов на анод фаза изменится на 180° — переменное напряжение будет минимально.

Векторная диаграмма напряжений и токов в диоде, между анодом и катодом которого приложено переменное напряжение высокой частоты, представлена на рис. 4-20. Ток, созданный движением электронов (ток переноса $i_{\text{пер}}$), вследствие инерции электронов отстает по фазе от переменного анодного напряжения. Этот фазовый сдвиг на векторной диаграмме изображается углом θ между вектором u_a и вектором $i_{\text{пер}}$ тока переноса около анода. Мгновенное значение наведенного тока равно среднему значению тока переноса в рассматриваемый момент времени. Поэтому угол сдвига фаз ϕ между наведенным током (вектор $i_{\text{нав}}$) и напряжением u_a несколько меньше угла θ . Емкостный ток i_c , текущий

через емкость анод—катод, опережает напряжение u_a на угол, равный $\pi/2$. Полный ток i во внешней цепи равен сумме емкостного и наведенного токов. Таким образом, во внешней цепи диода ток оказывается сдвинутым по фазе на угол ψ относительно приложенного напряжения и, следовательно, сопротивление диода на высоких частотах представляет собой комплексную величину

$$Z_r = R_r + iX_r.$$

Любую электронную лампу с сетками можно рассматривать как состоящую из ряда вакуумных промежутков, образованных каждой парой соседних электродов. В пентоде, например, можно выделить междуэлектродные промежутки между катодом и управляющей сеткой, управляющей и экранирующей сетками и т. д. К каждой такой части лампы можно применить все выводы, полученные для двухэлектродной лампы.

Наибольшее значение для учета влияния инерции электронов представляет пространство между катодом и управляющей сеткой. В триодах и пентодах обычно потенциал управляющей сетки отрицательный и электроны, вылетевшие из катода, движутся с небольшой скоростью. Пролетев плоскость управляющей сетки, электроны попадают в ускоряющее поле экранирующей сетки и далее до

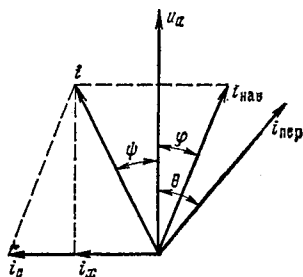


Рис. 4-20. Векторная диаграмма напряжений и токов в диоде.

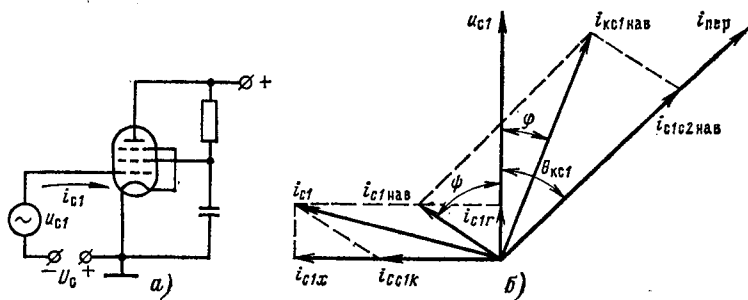


Рис. 4-21. Входная цепь пентода (а) и векторная диаграмма токов и напряжений (б).

анода движутся со значительной скоростью. Таким образом, наибольшую часть времени пролета электронов в лампе составляет, как правило, время их движения от катода до управляющей сетки.

Рассмотрим векторную диаграмму напряжений и токов входной цепи лампы (рис. 4-21). Ток переноса $i_{пер}$ в пространстве катод — управляющая сетка вблизи управляющей сетки отстает по фазе от напряжения u_{c1} вследствие инерции электронов на

угол $\theta_{\text{кс1}}$. Наводимый этими электронами ток $i_{\text{кс1нав}}$, равный среднему значению тока переноса, в пространстве катод — сетка отстает по фазе на угол $\varphi < \theta_{\text{кс1}}$. В пространстве между управляющей и экранирующей сетками электроны движутся с большой скоростью, угол пролета их мал и без большой погрешности можно считать, что за время $\tau_{\text{с1с2}}$ угол сдвига фаз между током $i_{\text{пер}}$ и напряжением $u_{\text{с1}}$ не меняется. Следовательно, ток $i_{\text{с1с2нав}}$, наводимый в цепи первой сетки электронами при их движении ко второй сетке, совпадает по фазе с током $i_{\text{пер}}$. Однако токи $i_{\text{кс1нав}}$ и $i_{\text{с1с2нав}}$ противоположны по фазе, так как первый создается приближающимися к сетке электронами, а второй — удаляющимися от нее; поэтому суммарный наведенный ток равен их разности:

$$i_{\text{с1нав}} = i_{\text{кс1нав}} - i_{\text{с1с2нав}}. \quad (4-41)$$

Помимо наведенного во входной цепи течет ток через емкость $C_{\text{с1к}}$ между катодом и сеткой. Следовательно, полный ток $i_{\text{с1}}$ во внешней цепи равен сумме наведенного тока $i_{\text{с1нав}}$ и емкостного тока $i_{\text{с1с1к}}$, опережающего напряжение $u_{\text{с1}}$ на угол $\pi/2$.

Из диаграммы видно, что ток $i_{\text{с1}}$ опережает напряжение $u_{\text{с1}}$ на угол, меньший $\pi/2$, и, значит, входная проводимость лампы — комплексная величина. Появление активной составляющей тока свидетельствует о том, что входная проводимость имеет активную составляющую, т. е. некоторая мощность сигнала поглощается во входной цепи лампы. Можно показать, что величина активной составляющей входной проводимости в пентоде зависит от угла пролета в соответствии со следующим выражением [1]:

$$G_{\text{вх}\tau} = \frac{1}{20} S_{\text{к}} \omega^2 \tau_{\text{кс1}}^2, \quad (4-42)$$

где $S_{\text{к}} = dI_{\text{к}}/dU_{\text{с1}}$.

Как видно из рис. 4-21, вектор реактивной составляющей $i_{\text{с1х}}$ входного тока больше вектора емкостного тока $i_{\text{с1с1к}}$. Из сравнения этой диаграммы с векторной диаграммой для диода (рис. 4-20) видно, что в двухэлектродной лампе реактивная составляющая $i_{\text{х}}$ входного тока i оказывается меньше емкостного тока $i_{\text{с}}$. Это отличие объясняется разными фазовыми сдвигами между наводимым током и напряжением. В диоде ток $i_{\text{нав}}$ отстает по фазе от приложенного высокочастотного напряжения, что эквивалентно внесению некоторого индуктивного сопротивления, уменьшающего емкостный ток в лампе. В многоэлектродных лампах наводимые в цепи сетки токи $i_{\text{кс1нав}}$ и $i_{\text{с1с2нав}}$ противоположны по направлению и результирующий наведенный ток опережает по фазе приложенное напряжение, что эквивалентно увеличению входной емкости. В соответствии с этим эквивалентная емкость диода составляет лишь часть емкости C , а эквивалентная входная емкость многоэлектродных ламп больше емкости $C_{\text{с1к}}$.

Влияние распределенных реактивностей. В лампах с сетками число распределенных реактивностей весьма велико (рис. 4-22).

Однако не все элементы, показанные на рис. 4-22, оказывают равнозначное влияние на работу лампы. Некоторые вопросы влияния междуэлектродных емкостей на работу лампы в области высоких частот рассмотрены в § 4-4. Не меньшее влияние на работу лампы оказывают и распределенные индуктивности вводов, соединяющих электроды лампы со штырьками. В обычных приемно-усилительных лампах значения этих индуктивностей весьма малы и составляют доли микрогенри. Однако на высоких частотах, порядка тысяч мегагерц, сопротивление такой индуктивности составляет десятки ом и оказывается соизмеримым с сопротивлениями междуэлектродных емкостей, а в диоде — и с внутренним сопротивлением лампы. Поэтому на высоких частотах индуктивности вводов в значительной степени влияют на характере-

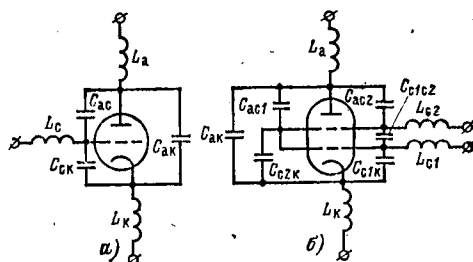


Рис. 4-22. Распределенные реактивности.
а — в триоде; б — в тетроде.

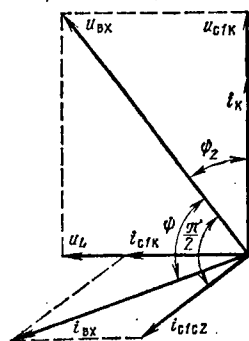


Рис. 4-23. Векторная диаграмма, иллюстрирующая влияние индуктивности катодного ввода.

ристические проводимости лампы. Это влияние сказывается как в холодной лампе, когда за счет индуктивностей изменяются реактивные составляющие характеристических проводимостей, так и в горячей лампе, когда из-за сдвига фаз между током и напряжением на индуктивности могут измениться также и активные составляющие проводимостей.

Рассмотрим для примера, как изменяется входная проводимость пентода за счет влияния индуктивности катодного ввода. Допустим, что между управляющей сеткой и землей приложено некоторое переменное напряжение $u_{вх}$, которое складывается из напряжения u_{c1k} на емкости C_{c1k} и падения напряжения u_L на индуктивности катодного ввода L_k . Построим векторную диаграмму (рис. 4-23) и определим для этого случая входную проводимость

$$Y_{вх} = \frac{i_{вх}}{u_{вх}}, \quad (4-43)$$

где $i_{вх}$ — ток во входной цепи лампы.

Напряжение u_{c1k} вызывает в лампе катодный ток i_k , который совпадает по фазе с этим напряжением. Ток i_k , протекая по индуктивности L_k , создает на ней падение напряжения $u_L = i\omega L_k i_k$, опережающее по фазе на угол $\pi/2$ ток i_k .

Входное напряжение, равное сумме напряжений $u_{вх} = u_{c1k} + u_L$, на векторной диаграмме получится при суммировании соответствующих векторов.

Входной ток лампы равен сумме токов, текущих через емкости C_{c1k} и C_{c1c2} : $i_{вх} = i_{c1k} + i_{c1c2}$.

К обкладкам емкости C_{c1k} приложено напряжение u_{c1k} , и, следовательно, ток i_{c1k} , текущий через эту емкость, опережает напряжение сетка — катод на угол $\pi/2$.

К емкости C_{c1c2} приложено напряжение $u_{вх}$, так как экранирующая сетка по высокой частоте заземлена, поэтому ток i_{c1c2} опережает на угол $\pi/2$ напряжение $u_{вх}$.

Суммируя токи i_{c1k} и i_{c1c2} , получаем вектор тока $i_{вх}$. Этот ток, как видно из диаграммы рис. 4-23, опережает входное напряжение на угол $\psi < \pi/2$, и, следовательно, входная проводимость имеет активную составляющую.

Выражение для входной проводимости имеет вид [1]:

$$Y_{вх} = G_{вхL} + iB_{вхL} = \omega^2 C_{c1k} L_k S_k + i\omega (C_{c1k} + C_{c1c2}). \quad (4-44)$$

Отсюда видно, что активная составляющая входной проводимости лампы зависит от индуктивности L_k и увеличивается пропорционально квадрату частоты приложенного напряжения.

В результате влияния индуктивности L_k и других распределенных реактивностей активное входное сопротивление пентода на частоте 30 МГц может снизиться до величины порядка 10 кОм, т. е. примерно в 100 раз (на низких частотах $R_{вх} \approx 1$ МОм).

Влияют распределенные реактивности и на крутизну лампы. В результате конечного времени пролета электронов ток переноса в лампе отстает по фазе от напряжения, приложенного к сетке. Следовательно, и ток в цепи анода оказывается сдвинутым относительно напряжения на входе лампы на некоторый угол $\theta_{кс1}$ (рис. 4-21). Этот фазовый сдвиг увеличивается из-за влияния индуктивности L_k , так как между напряжением сетка — катод и входным напряжением образуется сдвиг фаз ψ_2 (рис. 4-23). Таким образом, на высоких частотах крутизна является комплексной величиной.

Электронные лампы диапазона высоких и сверхвысоких частот. Устранить или уменьшить влияние инерции электронов и распределенных реактивностей на работу ламп в области высоких и сверхвысоких частот удастся за счет особой конструкции ламп.

Наиболее простой путь уменьшения времени пролета электронов в лампе — это уменьшение расстояний между электродами. Однако при сближении электродов увеличиваются междуэлект-

родные емкости. В связи с этим в высокочастотных лампах уменьшают не только расстояния между электродами, но и площадь электродов. Это позволяет, сохранив почти прежними значения междуэлектродных емкостей, увеличить крутизну характеристики и значительно уменьшить время пролета электронов.

В высокочастотных лампах очень часто делают несколько параллельных выводов от катода, что значительно снижает индуктивность L_k .

В некоторых случаях на высоких частотах используют триоды в схеме с общей (заземленной) сеткой. В этой схеме заземляется не катод лампы, а ее управляющая сетка. Индуктивность ввода управляющей сетки оказывает на входную проводимость лампы такое же влияние, как и индуктивность L_k в схемах с заземленным катодом. Поэтому в триодах, предназначенных для работы с заземленной сеткой, делают несколько параллельных выводов управляющей сетки и даже сплошные дисковые выводы.

Миниатюрные и сверхминиатюрные лампы удовлетворительно работают на частотах до нескольких сотен мегагерц. На более высоких частотах нормальная работа ламп нарушается вследствие роста проходной проводимости этих ламп.

В дециметровом и частично сантиметровом диапазонах волн применяются *маячковые* и *металлокерамические* лампы. Маячковые лампы, получившие такое название из-за своей формы (рис. 4-24, а), представляют собой диод или триод плоской конструкции. Расстояние между электродами очень мало, около 50 мкм. Анод выполняется обычно в виде массивного штыря. Выводы анода, сетки и катода — дисковые; к ним крепятся отрезки коаксиальных линий, которые в этом диапазоне частот служат колебательными контурами. Таким образом, в маячковых лампах из-за малого расстояния между электродами, а также благодаря применению массивных дисковых выводов, сочленяемых непосредственно с колебательными контурами, влияние инерции электронов и распределенных реактивностей сведено к минимуму.

В металлокерамических лампах (рис. 4-24, б) выводы электродов, которые имеют также плоскую конструкцию, отделены друг от друга не стеклянными стаканами, как в маячковых лампах, а цилиндрами из специальной высокочастотной керамики с малыми потерями. Металлокерамические лампы, так же как и маячковые, благодаря дисковым выводам удобно сочленяются с коаксиальными колебательными системами.

В новейших металлокерамических лампах в качестве связующих элементов используются титановые пайбы, которые хорошо спаиваются с керамикой (рис. 4-24, в). В лампах этого типа расстояния между электродами меньше (12—25 мкм), чем в маячковых лампах; уменьшены также индуктивности выводов и габаритные размеры.

Маячковые и металлокерамические лампы могут использоваться на частотах вплоть до нескольких тысяч мегагерц.

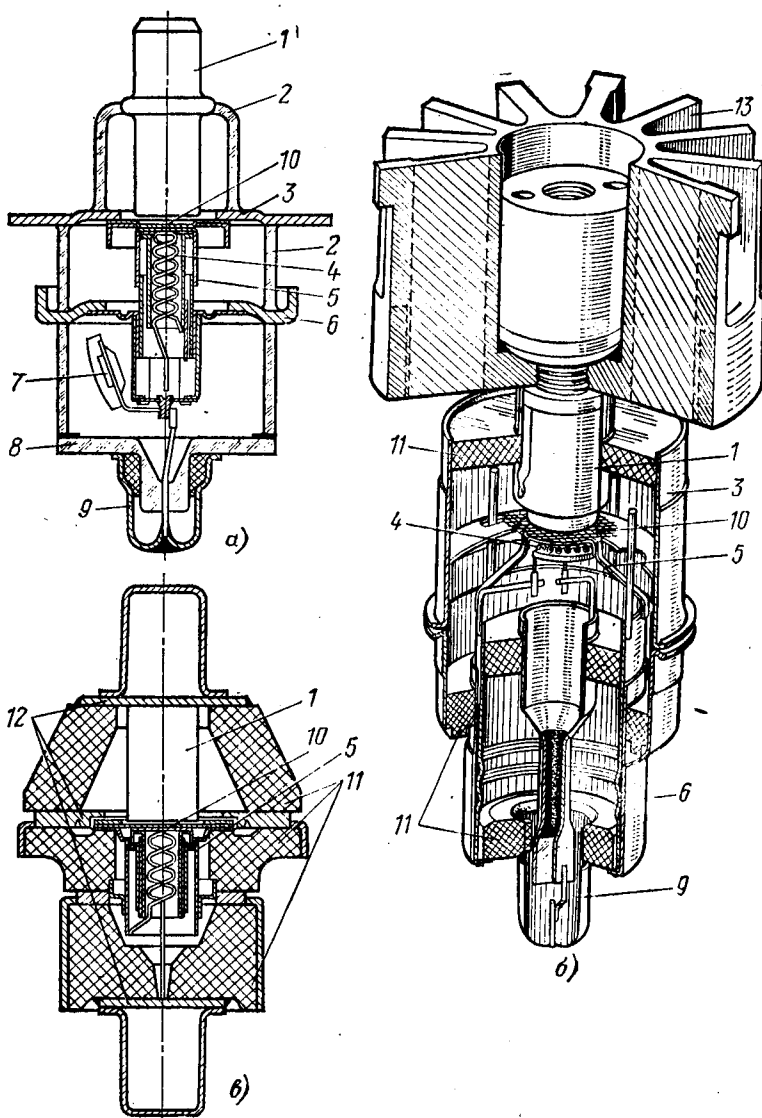


Рис. 4-24. Конструкция ламп диапазона сверхвысоких частот.

а — маячковый триод; б — металлокерамический триод; в — титанокерамический триод; 1 — анод; 2 — стеклянный изолятор; 3 — вывод сетки; 4 — подогреватель; 5 — катод; 6 — вывод катода; 7 — газопоглотитель; 8 — ножки; 9 — вывод подогревателя; 10 — сетка; 11 — керамические детали; 12 — титановые шайбы; 13 — радиатор.

4-7. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ЛАМПЫ

К специальным лампам относятся электронные лампы, предназначенные для использования в каком-либо достаточно узком классе радиотехнических устройств (преобразователях частоты, мощных генераторах, модуляторах и др.), а также отличающиеся каким-либо качеством (повышенной надежностью, экономичностью и т. п.).

Комбинированные лампы состоят из двух или более систем электродов. К этим лампам относятся *двойные триоды, диод-триоды, триод-пентоды, триод-гексоды* и др.

Применение комбинированных ламп позволяет сократить общее число ламп в аппаратуре, уменьшить число ламповых панелей, крепежных элементов и радиодеталей. Технология производства комбинированных ламп также имеет свои преимущества: сокращается число деталей ламп (баллонов, катодов, подогревателей и т. д.), снижается количество производственных операций в расчете на одну лампу.

В некоторых комбинированных лампах системы электродов двух ламп объединены лишь конструктивно: каждая часть лампы содержит свои электроды, включая катод. Примером может служить триод-пентод 6ФЗП, триодная часть которого с отдельным катодом используется часто в схеме генератора, а пентодная часть как выходной усилитель.

В ряде комбинированных ламп единый катод используется для двух или трех систем электродов, как например, в двойном диод-триоде 6Г2 или в триод-гептоде 6ИП (рис. 4-25, б).

Частотопреобразовательные лампы предназначены для работы в супергетеродинных радиоприемных устройствах, где частота принятого высокочастотного сигнала преобразуется в более низкую — промежуточную частоту, на которой и происходит основное усиление. Преобразование частоты происходит в специальной лампе-смесителе, к одной сетке которой подводится напряжение сигнала, а к другой — колебания от вспомогательного генератора — *гетеродина*. Частота колебаний гетеродина должна быть несколько выше или ниже частоты принятого сигнала. В результате воздействия на электронный поток лампы-смесителя двух напряжений с частотой сигнала ω_c и частотой гетеродина ω_r на выходе можно выделить напряжение, частота которого равна разности этих двух частот: $\omega_c - \omega_r = \omega_{\text{пром}}$ или $\omega_r - \omega_c = \omega_{\text{пром}}$.

Для одновременного преобразования частоты и генерирования колебаний с частотой ω_r разработаны многоэлектродные лампы с пятью сетками — гептоды, а также комбинированные электронные лампы (триод-пентод, триод-гептод и др.). В гептодах катод и первые две сетки образуют триод, используемый в качестве гетеродина; остальная часть лампы служит смесителем. Гетеродинная и смесительная части лампы связаны общим электронным потоком.

В комбинированных лампах в качестве гетеродина служат триодные части; смесителем является вторая часть: пентод, гексод или гептод. Электронные потоки в этих лампах разделены.

На рис. 4-25, *а* показано устройство гептода 6А2П. Триодная часть лампы включает катод, первую, управляющую сетку и вторую сетку, служащую анодом триодной части.

Функции смесительной части лампы выполняет пентод, катодом которого служит объемный заряд перед третьей сеткой;

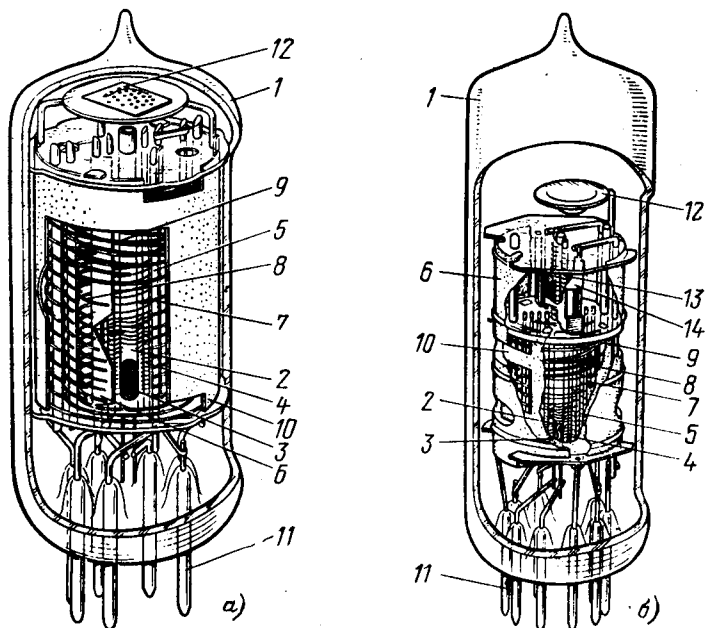


Рис. 4-25. Устройство гептода (*а*) и триод-гептода (*б*).

1 — баллон; 2 — катод; 3 — подогреватель; 4 — 1-я сетка гептода; 5 — 2-я сетка; 6 — экраны; 7 — 3-я сетка; 8 — 4-я сетка; 9 — 5-я сетка; 10 — анод; 11 — штырьки; 12 — газопоглотитель; 13 — сетка триода; 14 — анод триода.

роль управляющей сетки выполняет третья, сигнальная сетка, к которой подводится напряжение сигнала; четвертая сетка — экранирующая. Пятая, защитная сетка способствует, так же как и экранирующая, ослаблению связи между цепями анода и сигнальной сетки.

Более совершенной преобразовательной лампой является триод-гептод 6В1П (рис. 4-25, *б*). В качестве гетеродинной части лампы используется триод, расположенный в верхней части общего катода. Напряжение от гетеродина подводится к третьей, а напряжение сигнала к первой сетке гептода-смесителя. Благодаря такой конструкции влияние смесительной части лампы

на гетеродин полностью исключено, а от третьей, сигнальной сетки анодная цепь отделена двумя сетками.

Зависимости анодного тока и тока экранирующих сеток от напряжений на управляющей и сигнальной сетках для гептода представлены на рис. 4-26. По своему характеру кривые $I_a = f_1(U_{c1})$ при $U_{c3} = \text{const}$ и $I_a = f_2(U_{c3})$ при $U_{c1} = \text{const}$ похожат на аналогичные кривые для пентода. Довольно резко меняющаяся крутизна характеристики $I_a = f_2(U_{c3})$ объясняется специальной конструкцией сетки с переменным шагом витков подобно

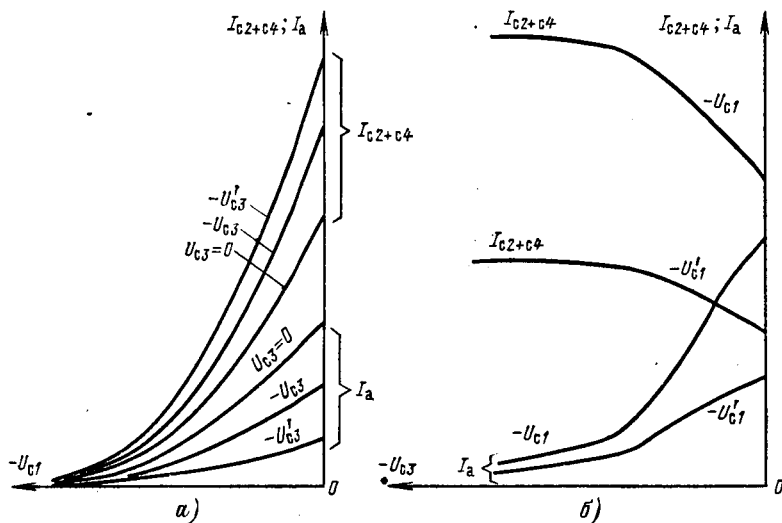


Рис. 4-26. Характеристики гептода.

а — зависимости токов I_a , I_{c2+c4} от напряжения на первой сетке; б — зависимости токов I_a , I_{c2+c4} от напряжения на третьей сетке.

лампе с переменной крутизной. На третью сетку в гептоде для автоматического управления коэффициентом усиления лампы подводится отрицательное напряжение, величина которого зависит от амплитуды сигнала.

Ход кривых $I_{c2+c4} = f_3(U_{c1})$ и $I_{c2+c4} = f_4(U_{c3})$ наглядно демонстрирует различие принципов управления анодным током по этим двум сеткам. С уменьшением отрицательного напряжения U_{c1} , влияющего на объемный заряд у катода, возрастает не только анодный ток, но и ток I_{c2+c4} . Уменьшение $-U_{c3}$ приводит к падению тока I_{c2+c4} , так как все меньше электронов при этом возвращается на экраны, соединенные со второй сеткой.

Частотопреобразовательные лампы характеризуются обычными статическими параметрами. Значения статических параметров лежат в пределах, характерных соответственно для триодов и пентодов.

Важную роль для частотопреобразовательных ламп играют параметры преобразования. Крутизна преобразования $S_{\text{пр}}$ показывает, какую амплитуду тока промежуточной частоты можно получить на выходе преобразователя, если на сетку лампы подано напряжение сигнала амплитудой в 1 В:

$$S_{\text{пр}} = \frac{I_{\text{ам. пром}}}{U_{\text{сз м}}} \Big| U_{\text{с1}} = \text{const} \quad (4-45)$$

или

$$S_{\text{пр}} = \frac{K_{\text{д. у}} U_{\text{с1 м}}}{2}, \quad (4-46)$$

где

$$K_{\text{д. у}} = \frac{\partial^2 I_a}{\partial U_{\text{с1}} \partial U_{\text{сз}}} = \frac{\partial S_1}{\partial U_{\text{сз}}} = \frac{\partial S_3}{\partial U_{\text{с1}}}$$

— коэффициент двойного управления током, определяемый соотношением (4-27).

В последние годы частотопреобразовательные лампы все больше вытесняются полупроводниковыми приборами.

Мощные лампы. К мощным лампам относятся триоды, тетроды, лучевые тетроды и пентоды, предназначенные для генерирования непрерывных или импульсных сигналов мощностью от нескольких десятков ватт до нескольких сотен киловатт, а также лампы, используемые в модуляторах мощных радиопередающих устройств.

Принцип действия и физические процессы в мощных электронных лампах такие же, как и в обычных триодах, тетродах и пентодах. Отличаются эти лампы конструкцией электродов, габаритными размерами и формой баллона.

Катоды таких ламп должны обеспечить большие токи эмиссии, измеряемые десятками и сотнями ампер. В генераторных лампах относительно небольшой мощности (до 1 кВт) применяются обычно оксидные катоды. В более мощных лампах используются карбидированные катоды. Конструкция электродов и их выводов в генераторных лампах должна быть рассчитана на напряжения в несколько десятков киловольт. С этой целью анод, катод и сетки выводят в различные стороны баллона и впаявают непосредственно в стекло. Выводы обычно выполняют из многожильного провода или же в виде штыря для уменьшения сопротивления (рис. 4-27, б).

Конструкция анодов генераторных ламп должна быть рассчитана на рассеивание больших мощностей. В лампах небольшой мощности аноды выполняются чаще всего из никеля; в мощных тетродах и пентодах аноды молибденовые, танталовые или графитовые. Для повышения лучеиспускания поверхность анодов чернят или покрывают слоем титана.

Обеспечение охлаждения анода является одной из основных задач при конструировании генераторных ламп. Естественное охлаждение анода характерно лишь для ламп мощностью не более 1 кВт.

В мощных лампах применяется искусственное (воздушное или жидкостное) охлаждение анодов. При воздушном охлаждении на массивном выводе анода укрепляется специальный ребристый радиатор, большая поверхность которого способствует отводу тепла от анода в окружающую среду (рис. 4-27, а). Иногда радиатор обдувается воздушным потоком, создаваемым специальным

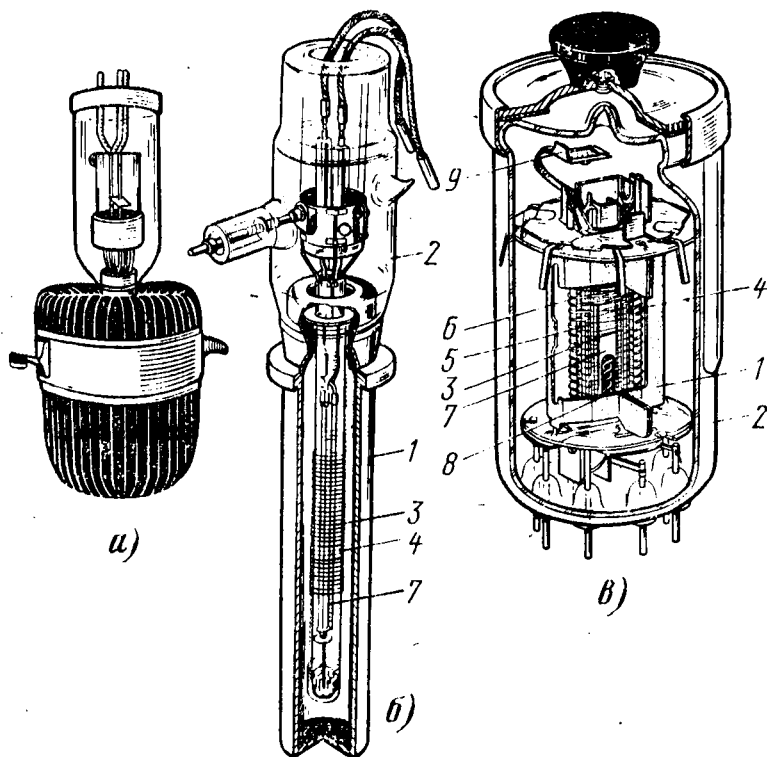


Рис. 4-27. Мощные лампы.

а — генераторный триод с воздушным охлаждением анода; б — генераторный триод с водяным охлаждением анода; в — генераторный пентод; 1 — анод; 2 — баллон; 3 — управляющая сетка; 4 — траверсы сетки; 5 — экранирующая сетка; 6 — защитная сетка; 7 — катод; 8 — подогреватель; 9 — газопоглотитель.

вентиляционным устройством. При водяном охлаждении анод лампы находится в специальном бачке, в котором протекает вода (рис. 4-27, б).

Мощные генераторные лампы обычно имеют «правую» анодно-сеточную характеристику. Потенциал запирающей лампы с такой характеристикой небольшой, а линейный участок кривой простирается в область положительных напряжений U_{c1} .

Мощные модуляторные лампы по своей конструкции сходны с мощными генераторными лампами и отличаются от них более

«левой» анодно-сеточной характеристикой. Такая характеристика необходима для неискаженного усиления модулирующего сигнала.

В импульсных модуляторных лампах оксидный катод рассчитан на большие плотности тока во время импульса; особое внимание уделяется способности ламп выдерживать большое импульсное напряжение.

Экономичные, надежные и долговечные лампы. Экономичность ламп оценивается отношением

$$\mathfrak{D} = \frac{S}{P_{\sigma}}, \quad (4-47)$$

где

$$P_{\sigma} = I_n U_n + I_a U_a + I_{c2} U_{c2} \quad (4-48)$$

— полная мощность, потребляемая лампой от источников питания, а S — крутизна лампы.

Для повышения экономичности лампы необходимо снижать ток и напряжение накала, напряжения на аноде и экранирующей сетке и по возможности увеличивать крутизну S . К числу экономичных ламп относятся лампы с катодами прямого накала и напряжением накала $U_n = 1,2$ В в миниатюрном и сверхминиатюрном исполнении. В этих лампах используются обычные навитые сетки.

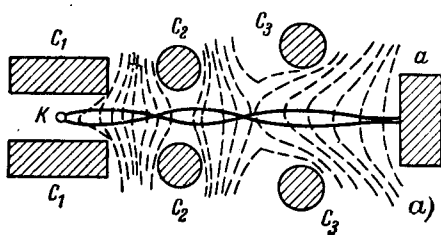
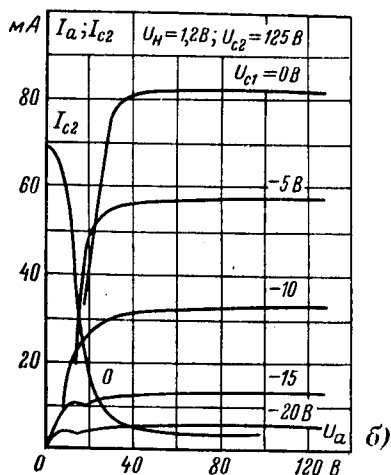


Рис. 4-28. Расположение электродов и картина поля в стержневом пентоде (правая половина лампы) (а) и анодные характеристики этой лампы (б).



Высокой экономичностью, повышенной стойкостью к ударам и вибрациям и более высокой надежностью отличаются стержневые лампы. Устройство стержневой лампы, в которой для управления электронным потоком вместо сеток используются жесткие металлические стержни, определенным образом расположенные

между нитевидным катодом прямого накала и анодом, показано на рис. 4-28, а.

Управление катодным током производится путем изменения потенциала управляющих стержней C_1 . При нулевом потенциале электронное облачко, образовавшееся вылетевшими с поверхности катода электронами, имеет цилиндрическую форму, а при отрицательном потенциале оно принимает форму эллипса. Таким образом, управление анодным током осуществляется не только путем влияния на высоту потенциального барьера у катода, но и за счет изменения эффективной поверхности катода — пространства, занятого объемным зарядом.

В пространстве между сетками конфигурация электрического поля способствует фокусированию потока электронов, движущихся к аноду вблизи осевой линии. Благодаря сфокусированному потоку электронов анодные характеристики стержневых ламп (рис. 4-28, б) имеют очень пологий рабочий участок, а переход характеристик от режима возврата к режиму прямого перехвата происходит при малых анодных напряжениях. Это позволяет использовать стержневые лампы при очень низких анодных напряжениях; для лампы 1Ж42А $U_a = U_{c2} = 6$ В.

Стержневые лампы выпускаются в миниатюрном и сверхминиатюрном оформлении. Выводы от электродов стержневых ламп выполняются из гибких проволочек. Анод выводится отдельно в верхнюю часть баллона, что способствует уменьшению междуэлектродных емкостей.

К числу ламп повышенной надежности относятся также сверхминиатюрные металлокерамические лампы (*нувисторы*)¹. Баллоны этих ламп — металлокерамические, высотой 20—25 мм и диаметром 11 мм. Цилиндрическая система электродов монтируется на керамической плате и закрепляется с помощью фланцев (рис. 4-29). Такая конструкция позволяет полностью автоматизировать процесс производства. Разброс параметров у этих ламп вследствие этого очень мал.

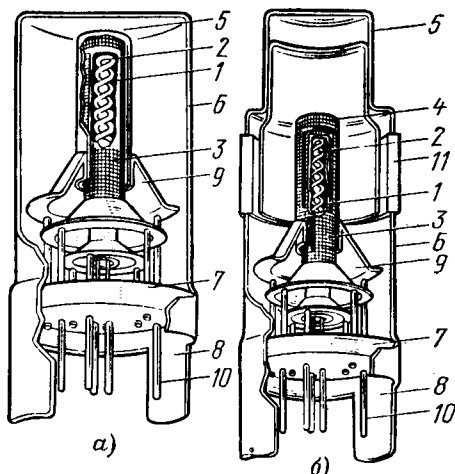


Рис. 4-29. Устройство нувисторов.

а — триод; б — тетрод; 1 — катод; 2 — подогреватель; 3 — 1-я сетка; 4 — 2-я сетка; 5 — анод; 6 — металлическая оболочка; 7 — керамическое основание; 8 — направляющие выступы; 9 — шайба; 10 — штырьки.

¹ От испанского термина «nuevo vista» — новая перспектива.

Нувисторы обладают повышенной устойчивостью к механическим воздействиям и могут работать при температурах от -60 до $+200^{\circ}\text{C}$ и относительной влажности до 98%.

Выпускаются также лампы повышенной надежности и долговечности со сроком службы до 10 000 ч. В этих лампах особое внимание уделяется долговечности катода, а также креплению электродов, которые изготавливают из материала высокой степени чистоты. Стенень разрезания в баллонах таких ламп более высокая.

Электрометрические лампы применяются в устройствах для измерений сверхмалых токов ($10^{-9} - 10^{-15}\text{A}$). В этих лампах обеспечено уменьшение сеточного тока, значение которого составляет $10^{-8} - 10^{-14}\text{A}$. Электрометрические лампы выпускаются промышленностью в виде триодов, тетродов с катодной сеткой и др. Крепление управляющей сетки для уменьшения токов утечки производится с помощью керамических или кварцевых изоляторов. Для уменьшения остатка газа в лампах используются специальные газопоглотители.

Электрометрические лампы работают при очень низких анодных напряжениях (5—8 В); анодный ток в них не превышает 300 мкА; а крутизна характеристики очень низкая: $S = 20 \div 80\text{ мкА/В}$.

Глава пятая

ВОПРОСЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП

5-1. ШУМЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМПАХ

Влияние внутриламповых шумов. При изучении электронных ламп различных типов мы считали, что если напряжение накала поддерживается неизменным, а электроды лампы питаются высокостабильными источниками постоянных напряжений, то анодный ток лампы во времени остается постоянным. В действительности же в результате ряда причин число электронов, приходящих на анод в единицу времени, колеблется вокруг некоторого среднего значения. Эти отклонения, называемые *электрическими флуктуациями*, очень невелики по сравнению со средним значением тока. Так, например, в приемно-усилительных лампах, среднее значение анодного тока которых измеряется десятком миллиампер, флуктуации составляют приблизительно одну десятимиллионную долю от тока $I_{a. \text{ср}}$. Однако если электронная лампа с такой величиной флуктуаций служит первой ступенью многолампового усилителя с большим коэффициентом усиления, то флуктуации на выходе этого усилителя, могут достигнуть нескольких миллиампер, что вызовет появление заметного флуктуационного напряжения на анодной нагрузке.

Если полезный входной сигнал, подлежащий усилению, соизмерим с флуктуациями в первой лампе усилителя, то на его выходе сигнал окажется замаскированным флуктуационным напряжением. В выходной нагрузке усилителя, например в телефонах, флуктуации создают характерное шипение и шум. В связи с этим вместо более общего термина *флуктуации* в литературе употребляют термин *шумы*.

Предел чувствительности любого усилителя или радиоприемного устройства, т. е. тот минимальный уровень входного сигнала, который еще может быть уверенно различим на выходе усилителя, определяется уровнем собственных или внутренних шумов усилителя. Таким образом, наличие внут-

ренных шумов в электронных лампах не позволяет создать высокочувствительный радиоприемник, способный принимать сколь угодно малые сигналы.

Источники шумов в электронных лампах разнообразны. К их числу относятся дробовой или поверхностный флуктуационный электрический эффект, вторичная эмиссия с электродов лампы, изменение токораспределения, ионизации остатков газа в лампе и др.

С поверхности катода в различные, но равные интервалы времени вылетает неодинаковое число электронов. Это явление и называется дробовым эффектом¹. Число электронов n , достигающих анода (если анодный ток равен току эмиссии), колеблется во времени вокруг некоторой средней величины:

$$\bar{n} = \frac{I_e \Delta t}{e}, \quad (5-1)$$

где I_e — ток эмиссии с катода; e — заряд электрона; Δt — некоторый интервал времени, по которому усредняется величина n .

Если за время Δt на анод прибыло n электронов, то отклонение анодного тока за этот отрезок времени от средней величины определится как

$$i_{\Delta t} = \frac{e(n - \bar{n})}{\Delta t}. \quad (5-2)$$

Флуктуационную составляющую можно представить в виде совокупности очень коротких импульсов тока, обусловленных, например, попаданием на анод одного или нескольких «лишних» электронов. Диапазон частот, охватываемый спектром такой последовательности, чрезвычайно широк и практически простирается от очень низких до сверхвысоких частот. Анодная цепь лампы даже в случае чисто активной, небольшой по величине нагрузки обладает хотя и значительной, но все же конечной полосой пропускания Δf , определяемой емкостью $C_{ак}$, сопротивлением резистора R_a и другими факторами. Поэтому из бесконечно широкого в идеальном случае спектра флуктуационной составляющей в анодной цепи лампы выделяется лишь его часть, определяемая полосой Δf .

Метод гармонического анализа флуктуирующих величин позволяет найти с помощью (5-2) выражение для среднего квадрата флуктуаций анодного тока [10]:

$$\overline{i_{ш}^2} = 2eI_a \Delta f. \quad (5-3)$$

Выражение (5-3) получено в предположении, что $I_a = I_e$, т. е. таким образом, справедливо лишь для режима насыщения. При наличии объемного заряда флуктуации анодного тока несколько уменьшаются. Если в какой-то момент времени с поверхности катода вылетит большее число электронов, то плотность объемного заряда увеличится и, следовательно, возрастет потенциальный барьер. Его сможет преодолеть меньшее число электронов, и анодный ток возрастет на величину, меньшую приращения тока эмиссии. Таким образом, объемный заряд как бы сглаживает флуктуации тока, что в выражении для среднего квадрата флуктуаций учитывается коэффициентом депрессии Γ^2 [10]:

$$\overline{i_{ш}^2} = 2e\Gamma^2 I_a \Delta f, \quad (5-4)$$

где

$$\Gamma^2 = 0,644 \frac{2kT_k S}{eI_a}. \quad (5-5)$$

Здесь k — постоянная Больцмана; T_k — абсолютная температура катода; S — крутизна характеристики диода.

¹ Название дробового эффекта основано на аналогии между потоком движущихся к аноду электронов и падением дробин на поверхность.

При температуре катода диода $T_K = 1000$ К коэффициент Γ^2 равен:

$$\Gamma^2 \approx 0,11 \frac{S}{I_a}. \quad (5-6)$$

Выражение (5-4) хорошо согласуется с экспериментальными данными измерений шумов в диодах.

Дробовой шум в триодах также описывается выражением (5-4), но в формулу (5-6) для коэффициента Γ следует подставлять не крутизну анодно-сеточной характеристики триода S , а крутизну эквивалентного диода

$$S_3 = \frac{S}{\partial U_d / \partial U_c} = \frac{S}{\delta}. \quad (5-7)$$

В многоэлектродных лампах помимо дробового шума важную роль играют шумы, обусловленные случайным изменением токораспределения. Средний квадрат флуктуаций анодного тока за счет токораспределения определяется выражением [10]

$$\overline{i_{a, \kappa}^2} = 2e \frac{k_{\Pi}}{k_{\Pi} + 1} (\Gamma^2 I_2 + I_{c2}) \Delta f. \quad (5-8)$$

Здесь $k_{\Pi} = I_a / I_{c2}$ — коэффициент токораспределения.

Существенное влияние на величину флуктуаций тока может оказывать также вторичная эмиссия с электродов лампы. Она увеличивает флуктуации, так как при этом добавляются флуктуации вторичного тока, вызванные непостоянством во времени коэффициента вторичной эмиссии. Средний квадрат флуктуаций анодного тока с учетом вторичной эмиссии равен [10]:

$$\overline{i_{a\sigma}^2} = 2e I_a \sigma (\Gamma^2 \sigma + 1) \Delta f. \quad (5-9)$$

Выражение, определяющее флуктуации анодного тока в многоэлектродных лампах, с учетом флуктуаций токораспределения и вторичной эмиссии имеет вид:

$$\overline{i_{a, \text{ш}}^2} = 2e \left[\frac{k_{\Pi}}{k_{\Pi} + 1} (\Gamma^2 I_a + I_{c2}) + I_a \sigma (\Gamma^2 \sigma + 1) \right] \Delta f. \quad (5-10)$$

В обычных приемно-усилительных лампах шумы, вызванные вторичной эмиссией, как правило, значительно меньше дробового шума и шума токораспределения. Поэтому для практических целей вторым слагаемым в (5-10) можно пренебречь.

Помимо рассмотренных источников шума имеются и другие. Например, так называемый поверхностный флуктуационный электрический эффект обусловлен случайными изменениями работы выхода с отдельных участков катода. Спектр шумов, обязанных этому эффекту, содержит главным образом низкие частоты.

Шумы в лампах могут возникать также вследствие внешних механических воздействий, так как при колебаниях элементов конструкции расстояния между электродами лампы меняются, вызывая изменение анодного тока.

В многоэлектродных лампах из-за влияния токораспределения и вторичной электронной эмиссии флуктуации больше, чем в диоде или в триоде.

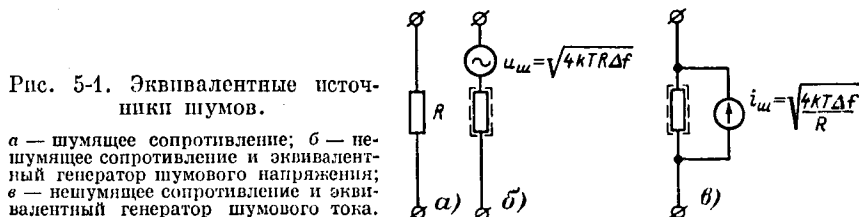
Способы оценки уровня внутриламповых шумов. Понятие об эквивалентном шумовом сопротивлении основано на сравнении флуктуаций тока лампы с флуктуациями в обычном резисторе.

Как известно, свободные электроны в любом теле находятся в беспорядочном тепловом движении. Если к телу, содержащему некоторое число свободных электронов и представляющему собой некоторое электрическое сопротивление R , приложить внешнюю разность потенциалов, то в движении электронов появится составляющая скорости, направленная против

вектора $\mathcal{E}$ напряженности электрического поля. Хаотическое же движение электронов остается, как так оно определяется только температурой тела. Поэтому количество электронов, проходящих в единицу времени через сечение тела в одном и другом направлении, может быть неодинаковым, что и обуславливает появление флуктуационной составляющей протекающего в цепи тока. Среднеквадратичное значение напряжения, выделяемого флуктуационной составляющей на сопротивлении R , находится по формуле Найквиста [10]:

$$\overline{u_{ш}^2} = 4kTR\Delta f. \quad (5-11)$$

Здесь T — абсолютная температура сопротивления R . Остальные символы имеют прежнее значение.



Из (5-11) следует, что $\overline{u_{ш}^2}$ зависит от сопротивления и его температуры, с повышением которой увеличивается хаотическое движение электронов. На основании (5-11) можно получить выражения для среднего квадрата флуктуаций тока и мощности шумов, развиваемой на сопротивлении R :

$$\overline{i_{ш}^2} = \frac{\overline{u_{ш}^2}}{R^2} = 4kT \frac{1}{R} \Delta f \quad (5-12)$$

и

$$P_{ш} = \frac{1}{4} \frac{\overline{u_{ш}^2}}{R} = kT \Delta f. \quad (5-13)$$

«Шумящее» сопротивление R (рис. 5-1, а) можно заменить генератором э. д. с. шумов, включенным последовательно с «нешумящим» сопротивлением (рис. 5-1, б), или же генератором шумового тока, который включен параллельно с нешумящим сопротивлением (рис. 5-1, в).

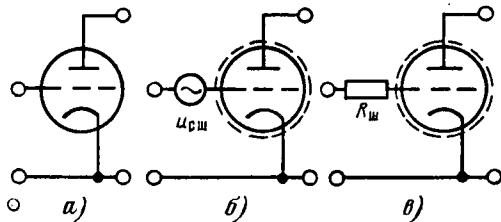


Рис. 5-2. Замена шумящей лампы эквивалентными источниками шума.

а — шумящий триод; б — нешумящий триод и эквивалентный генератор шумового напряжения; в — нешумящий триод с эквивалентным шумящим сопротивлением.

При использовании метода эквивалентного шумового сопротивления флуктуации анодного тока пересчитывают к входу лампы, заменяя шумящую лампу (рис. 5-2, а) нешумящей, на вход которой подключен эквивалентный генератор шумового напряжения, создающий в анодной цепи прежнюю величину флуктуаций (рис. 5-2, б). Для триода этот пересчет легко выполнить, имея в виду известное соотношение $dI_a = S dU_c$. В свою очередь эквивалентный генератор шумового напряжения можно заменить шумящим

резистором $R_{ш}$, находящимся при температуре T (обычно при комнатной температуре) и создающим такое же шумовое напряжение (рис. 5-2, в).

Запишем выражение для среднеквадратичного значения шумового напряжения в трюде, используя (5-4) и учитывая (5-5) и (5-7):

$$\overline{u_{с. ш}^2} = \frac{\overline{i_{а. ш}^2}}{S^2} = \frac{0,644 \cdot 4kT_K}{S\delta} \Delta f. \quad (5-14)$$

Приравнявая (5-14) и (5-11), находим выражение для эквивалентного шумового сопротивления трюда:

$$R_{ш. тр} = \frac{0,644T_K}{ST\delta}. \quad (5-15)$$

Для диода в формуле (5-7) $\delta = 1$, поэтому

$$R_{ш. д} = \frac{0,644T_K}{ST}. \quad (5-16)$$

Для пентода при пересчете шумов, определяемых (5-8), эквивалентное шумовое сопротивление равно:

$$R_{ш. п} = \frac{k_{п}}{k_{п} + 1} \left(\frac{0,644T_K}{ST\sigma} + \frac{20I_{с2}}{S^2} \right). \quad (5-17)$$

В электронных лампах с оксидным катодом $T_K \approx 1000$ К. Подставляя эту величину и численное значение $\delta = 0,8$ в формулы (5-15)–(5-17), а также принимая температуру эквивалентного шумового сопротивления равной $T = 300$ К, получаем удобные для практики формулы.

Тип лампы	Формула для эквивалентного шумового сопротивления
Дюод	$R_{ш. д} \approx \frac{2,3}{S}$
Трюд	$R_{ш. тр} \approx \frac{2,5}{S}$
Пентод	$R_{ш. п} \approx \frac{k_{п}}{k_{п} + 1} \left(\frac{2,5}{S} + \frac{20I_{с2}}{S^2} \right)$

Значение $R_{ш}$ лежит в пределах от 200 Ом для миниатюрных трюдов до сотен килоом для частотопреобразовательных ламп.

Способ *относительной шумовой температуры* основан на сравнении мощности шумов, развиваемых четырехполосником, в том числе и электронной лампой, с мощностью тепловых шумов в произвольной линейной цепи, находящейся при комнатной температуре.

Предположим, что мощность всех видов шумов, создаваемых лампой, при комнатной температуре T равна $P_{ш. л}$. Мощность шумов в сопротивлении при комнатной температуре определяется формулой (5-13). В общем случае $P_{ш. л} \neq kT\Delta f$.

Однако можно изменить температуру сопротивления до такого значения $T_э$, при которой эти мощности станут равны: $P_{ш. л} = kT_э\Delta f$.

Отношение

$$t = \frac{T_э}{T} \quad (5-18)$$

называется *относительной шумовой температурой*. Так, например, относительная шумовая температура диода с внутренним сопротивлением $R_i = 1/S$ с учетом (5-4) и (5-5) равна:

$$t_d = \frac{0,644T_K}{T} \approx 2,3.$$

Для оценки шумовых свойств четырехполюсника, в том числе радиотехнических устройств, содержащих электронные лампы или другие электронные приборы, используется понятие коэффициента шума. Коэффициентом шума F называется отношение мощности шумов на выходе четырехполюсника, обусловленных всеми возможными причинами, к мощности шумов на его входе, обусловленных тепловым шумом источника сигнала:

$$K_{ш} = \frac{P_{ш. \text{ вых. сум}}}{P_{ш. \text{ вых. ист}}} \quad (5-19)$$

Эту величину частот называют также *фактором шумов* или просто *шум-фактором*.

Иногда коэффициент шума выражается не в безразмерных единицах, а в децибелах. Тогда

$$K_{ш} = 10 \lg \frac{P_{шум. \text{ вых. сум}}}{P_{шум. \text{ вых. ист}}} \quad (5-20)$$

Способы снижения внутриламповых шумов. Как следует из полученных выше соотношений, величина шумов в лампе прямо пропорциональна температуре катода T_K и обратно пропорциональна крутизне характеристики S . Кроме того, внутриламповые шумы возрастают при увеличении коэффициента токораспределения k_{II} , тока I_{C2} и коэффициента вторичной эмиссии с поверхности электродов.

Температуру катода обычно существенно снизить не удастся, так как при этом ухудшаются другие параметры лампы. Однако в специальных маломощных лампах все же стремятся уменьшить T_K . Радикальной мерой снижения $R_{ш}$ является повышение крутизны характеристики лампы. Для увеличения S стремятся приблизить управляющую сетку к катоду и уменьшить ее шаг. Это не всегда можно сделать без ущерба для других параметров лампы.

При конструировании многоэлектродных ламп с целью уменьшения шумов в соответствии с (5-17) стремятся уменьшить коэффициент k_{II} (для чего экранирующую сетку делают редкой) или использовать низкое напряжение U_{C2} , чтобы уменьшить ток I_{C2} . Для уменьшения коэффициента вторичной эмиссии электроды лампы выполняются из материалов с небольшим σ или специально покрываются тонким слоем металла с малым коэффициентом вторичной эмиссии.

5-2. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП

Замена лампы эквивалентной схемой чрезвычайно удобна при расчете большинства устройств, которые помимо электронных ламп содержат также резисторы, конденсаторы и индуктивности.

Эквивалентная схема двухэлектродной лампы. В общем случае между катодом и анодом диода может быть приложено постоянное напряжение U_a , определяющее на вольт-амперной характеристике рабочую точку и, кроме того, некоторое переменное напряжение $u = U_m \sin \omega t$ (рис. 5-3, а). Если амплитуда переменного напряжения не слишком велика, то рабочий участок характеристики в окрестностях точки А (рис. 5-3, б) можно считать линейным, диод можно заменить сопротивлением R_i , равным его внутреннему сопротивлению в данной точке. Параллельно сопротивлению R_i должна быть включена междуэлектродная емкость C . Однако для диапазона низких частот, где сопротивление $X_C = 1/\omega C$ велико, значительно больше R_i , шунтирующим действием X_C можно пренебречь и эквивалентная схема диода будет такой, как это показано на рис. 5-3, в.

Если же частота ω переменного напряжения велика, то сопротивлением емкости C пренебречь нельзя и диод нужно изображать в виде комплексного сопротивления Z (рис. 5-3, г).

Эквивалентные схемы триода. Как было показано в гл. 3, триод можно представить в виде активного линейного четырехполюсника, выходной (анодный) и входной (сеточный) ток которого описываются соотношениями (3-24) и (3-25)

$$dI_a = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} dU_c + \frac{\partial I_a}{\partial U_a} dU_a;$$

$$dI_c = \frac{\partial I_c}{\partial U_c} dU_c + \frac{\partial I_c}{\partial U_a} dU_a.$$

Коэффициенты в частных производных в этих выражениях (характеристические проводимости лампы) служат статическими параметрами. Использо-

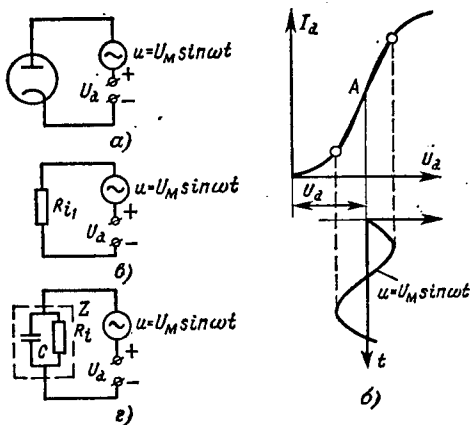


Рис. 5-3. Эквивалентные схемы диода.

a — общий случай включения диода в схему; *б* — аппроксимация участка характеристики диода прямой линией; *в* — эквивалентная схема диода для низких частот; *г* — эквивалентная схема диода для высоких частот.

зуя соотношения (3-33), (3-36), (3-45) и (3-47), перепишем эти соотношения в следующем виде:

$$dI_c = S_c dU_c + S_{ca} dU_a; \quad (5-21)$$

$$dI_a = S dU_c + \frac{1}{R_i} dU_a. \quad (5-22)$$

В случае работы лампы с переменными напряжениями малой амплитуды, когда траекторию рабочей точки на характеристике можно без большой погрешности заменить отрезком прямой линии, в уравнения (5-21) и (5-22) вместо малых приращений напряжений и токов можно подставить их мгновенные значения:

$$i_c = S_c u_c + S_{ca} u_a; \quad (5-23)$$

$$i_a = S u_c + \frac{1}{R_i} u_a. \quad (5-24)$$

В качестве эквивалентной схемы триода используют схему замещения уравнений (5-23) и (5-24), представленную на рис. 5-4, *a*. Если триод работает без сеточных токов ($i_c = 0$), то схема рис. 5-4, *a* превращается в эквивалентную схему анодной цепи триода с генератором тока $S u_c$ (рис. 5-4, *б*).

Решая уравнение (5-24) относительно u_a и учитывая, что $S R_i = \mu$, получаем:

$$u_a = R_i i_a - \mu u_c. \quad (5-25)$$

Этому выражению соответствует эквивалентная схема анодной цепи с генератором напряжения (рис. 5-4, *в*).

Для триода с сопротивлением нагрузки R в анодной цепи схемы 5-4, *б* и *в* приобретают вид, показанный на рис. 5-4, *г* и *д*.

Проведенное рассмотрение справедливо не только для триода. Если тетрод или пентод используется в усилительной схеме, то цепи экранирующей и защитной сеток заземлены по переменной составляющей. Защитная сетка обычно соединена с катодом и через большую емкость, шунтирующую резистор смещения в цепи катода, подключена к земле. Экранирующая сетка также через большую емкость обычно соединяется с землей. Поэтому в цепях этих электродов не выделяются переменные напряжения. Входной цепью усилителя на тетроде или пентоде, так же как и усилителя на триоде, является цепь управляющей сетки. Усиленное напряжение снимается с анодной нагрузки, и анодная цепь лампы оказывается выходной. Таким образом, схемы рис. 5-4 могут служить также эквивалентными схемами для тетрода или пентода.

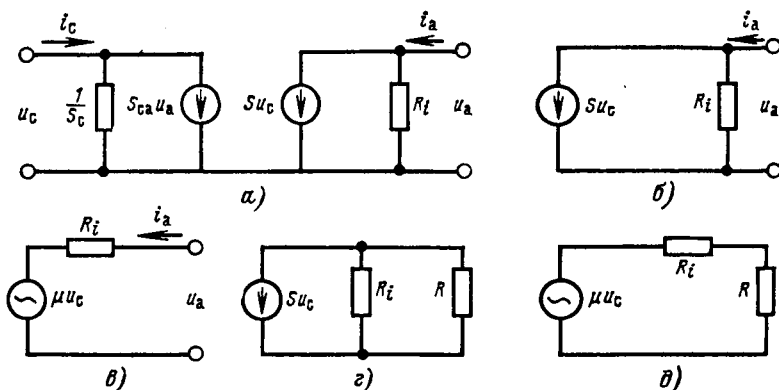


Рис. 5-4. Эквивалентные схемы триода для низких частот.

а — схема замещения уравнений четырехполюсника; б — эквивалентная схема анодной цепи с генератором тока; в — эквивалентная схема анодной цепи с генератором напряжения; г, д — эквивалентные схемы с сопротивлением нагрузки в анодной цепи.

Эквивалентные схемы лампы на высоких частотах. При рассмотрении работы лампы на высоких частотах (§ 4-6) было показано, что характеристические проводимости лампы вследствие влияния инерции электронов и распределенных реактивностей становятся комплексными величинами. Поэтому уравнения (5-23) и (5-24) следует записать в иной форме:

$$\dot{I}_c = Y_{вх} \dot{U}_c + Y_{прох} \dot{U}_a; \quad (5-26)$$

$$\dot{I}_a = \dot{S} \dot{U}_c + Y_{вых} \dot{U}_a. \quad (5-27)$$

Входная проводимость лампы

$$Y_{вх} = \frac{\dot{I}_c}{\dot{U}_c} = G_{вх} + i\omega C_{вх}, \quad (5-28)$$

где $G_{вх} = G_{вх\tau} + G_{вхL}$.

Величины $G_{вх\tau}$ и $G_{вхL}$ определяются выражениями (4-42) и (4-44). Входная емкость для триода $C_{вх} = C_{ск}$; для пентода согласно (4-33)

$$C_{вх} \approx C_{с1к} + C_{с1с2}.$$

Проходная проводимость создается емкостью между анодом и управляющей сеткой лампы:

$$Y_{прох} = \frac{\dot{I}_c}{\dot{U}_c} = i\omega C_{ас1}. \quad (5-29)$$

Крутизна лампы

$$S = \frac{I_a}{\dot{U}_c}, \quad (5-30)$$

как было показано в § 4-6, также является комплексной величиной.

Выходная проводимость

$$Y_{\text{вых}} = \frac{I_a}{\dot{U}_a} = \frac{1}{R_i} + i\omega C_{\text{вых}}. \quad (5-31)$$

Здесь выходная емкость $C_{\text{вых}}$ для триода равна $C_{\text{ак}}$, а для пентода определяется выражением (4-34)

$$C_{\text{вых}} \approx C_{\text{ак}} + C_{\text{асз}} + C_{\text{ас2}}.$$

Схема замещения уравнений (5-26) и (5-27), служащая эквивалентной схемой лампы на высоких частотах, представлена на рис. 5-5, а. Если пре-

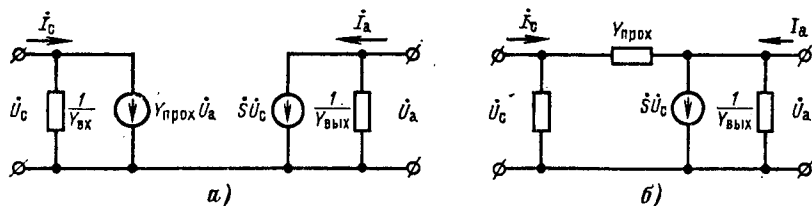


Рис. 5-5. Эквивалентные схемы лампы для высоких частот.

а — схема замещения уравнений четырехполюсника; б — схема с одним генератором тока.

небреж влиянием анодного напряжения на величину сеточного тока и считать, что ток I_c определяется только входной проводимостью, эта схема приобретает вид, показанный на рис. 5-5, б.

5-3. АППРОКСИМАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАМП

При изучении статических характеристик электронных ламп мы убедились, что они представляют собой нелинейные зависимости. Таким образом, электронная лампа в общем случае является нелинейным элементом и не подчиняется закону Ома.

Методы аппроксимации. Попытка математического представления зависимости $I_a = f(U_a)$ для простейшей двухэлектродной лампы привела к закону степени трех вторых, который соответствует экспериментальной кривой лишь приближенно и в ограниченном интервале изменения аргумента. Задача получения более точного математического представления анодной характеристики до сих пор не нашла решения, да и вряд ли можно ожидать, что это будет простой закон, удобный для инженерных расчетов. В связи с этим в радиотехнике используется метод аппроксимации характеристик ламп путем подбора по возможности простых аналитических функций, с достаточной степенью точности отображающих экспериментально полученные зависимости (нелинейная аппроксимация). В качестве аппроксимирующих функций служат степенные полиномы, тригонометрические, экспоненциальные функции и др.

Для инженерных расчетов широко пользуются методом линейной аппроксимации, при которой характеристика лампы заменяется отрезком прямой или рядом прямолинейных отрезков, образующих ломаную линию.

Линейная аппроксимация характеристики допустима при малых амплитудах переменного напряжения, когда замена рабочего участка характеристики прямой линией не приводит к существенным ошибкам при расчете.

Линейная аппроксимация. Метод кусочно-линейной аппроксимации характеристики заключается в разбиении сложной криволинейной зависимости на ряд участков с последующей заменой этих участков кривой отрезками прямой линии. Если число участков очень велико, то аппроксимирую-

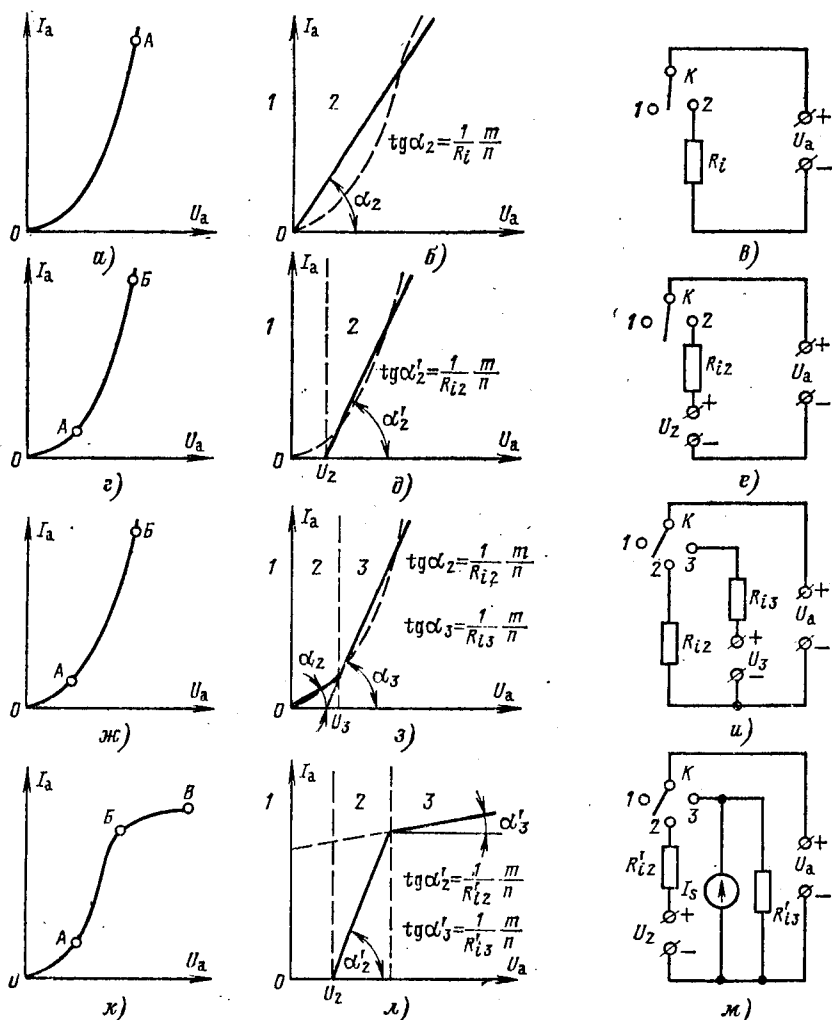


Рис. 5-6. Линейная аппроксимация анодной характеристики диода.

а, г, ж, к — аппроксимируемые участки характеристики; б, в, з, л — аппроксимированные характеристики; в, е, и, м — эквивалентные схемы диода; m и n — масштабные размерные коэффициенты.

щая ломаная с достаточно хорошим приближением отображает экспериментальную кривую. На практике число участков выбирается небольшим (3—5), что, естественно, делает метод достаточно грубым. Однако обычно простота анализа при такой аппроксимации окупает ошибки, сопутствующие этому методу.

Рассмотрим метод кусочно-линейной аппроксимации на примерах статических характеристик лампы применительно к диапазону низких частот, когда сопротивления междуэлектродных емкостей велики и их влиянием можно пренебречь.

Аппроксимация характеристик диода. На рис. 5-6, а представлена анодная характеристика диода $I_a = f(U_a)$. В зависимости от использования лампы и, следовательно, от того, какой из участков характеристики представляет наибольший интерес, можно выделить на кривой различные участки для аппроксимации их линейной функцией. Простейшим является случай, когда

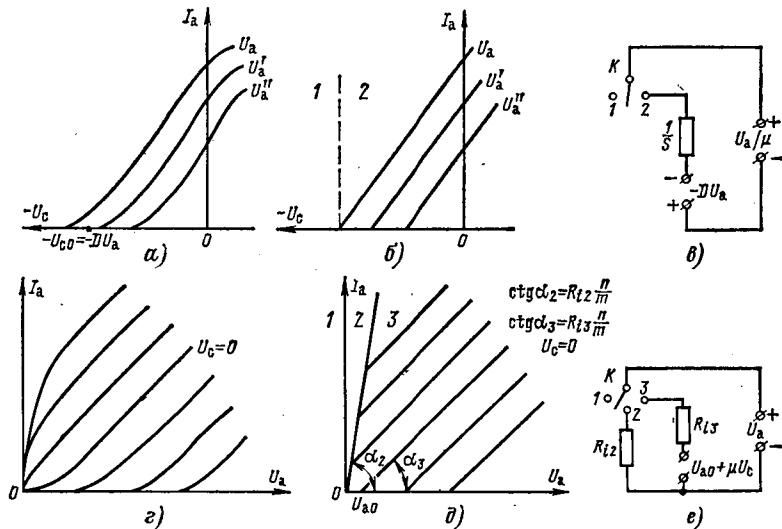


Рис. 5-7. Линейная аппроксимация характеристик триода.

а — семейство анодно-сеточных характеристик; б — их линейная аппроксимация; в — эквивалентная схема для этого случая; г — семейство анодных характеристик; д — их линейная аппроксимация; е — эквивалентная схема для этого случая; m и n — масштабные размерные коэффициенты.

диод используется как прибор, обладающий униполярной проводимостью, т. е. анодный ток течет в лампе лишь при положительных анодных напряжениях:

$$\left. \begin{aligned} \text{при } U_a \leq 0 \quad I_a &= 0; \\ \text{при } U_a > 0 \quad I_a &> 0. \end{aligned} \right\} \quad (5-32)$$

Эта аппроксимация показана на рис. 5-6, б, а эквивалентная схема лампы — на рис. 5-6, в. Положение 1 ключа K соответствует участку 1 характеристики: цепь разомкнута, и анодный ток равен нулю. Участку 2 соответствует положение 2 ключа K . Наклон прямой, проходящей через начало координат, определяется средним на участке OA внутренним сопротивлением R_i .

При определенных условиях роль нижнего криволинейного участка реальной характеристики диода (из-за малости тока) может оказаться несущественной. Тогда предпочтительнее аппроксимировать кривую на рис. 5-6, г отрезком прямой, пересекающим ось абсцисс в некоторой точке с напряжением U_2 (рис. 5-6, д). Естественно, что наклон прямой здесь несколько иной, средний для участка AB , а в эквивалентную схему (рис. 5-6, е) помимо сопротивления R_{i2} следует ввести источник постоянного напряжения U_2 , так как

$$\left. \begin{aligned} \text{при } U_a \leq U_2 \quad I_a &= 0; \\ \text{при } U_a > U_2 \quad I_a &> 0. \end{aligned} \right\} \quad (5-33)$$

Еще один случай, когда представляет интерес криволинейный участок характеристики, иллюстрируется рис. 5-6, *ж — u*. Аппроксимация с использованием характеристики в режиме насыщения показана на рис. 5-6, *к — м*. В отличие от предыдущего случая лампа в эквивалентной схеме при работе на участке 3 представляет эквивалентным генератором тока I_{s3} , включенным параллельно сопротивлению R'_{i3} . Такой прием здесь более удобен, так как пересечение прямой на участке 3 с осью напряжений произойдет при больших отрицательных U_a .

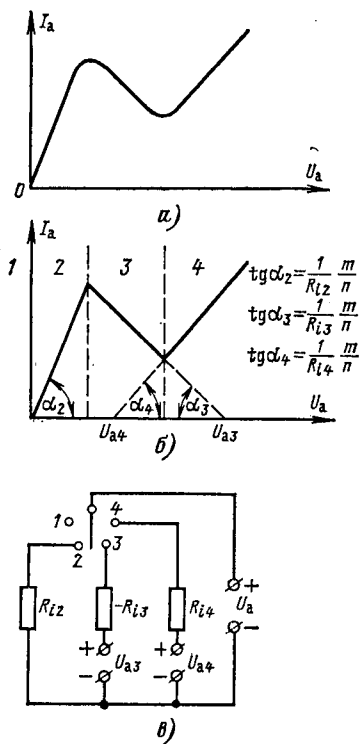


Рис. 5-8. Линейная аппроксимация анодной характеристики тетрода.

a — анодная характеристика; *б* — ее линейная аппроксимация; *в* — эквивалентная схема; *m* и *n* — масштабные размерные коэффициенты.

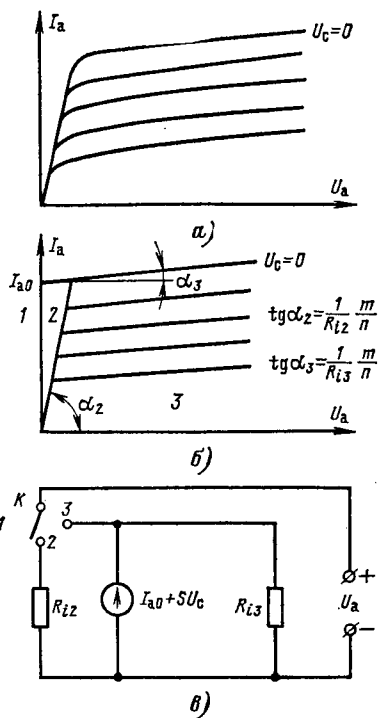


Рис. 5-9. Линейная аппроксимация характеристик пентода.

a — анодные характеристики; *б* — их линейная аппроксимация; *в* — эквивалентная схема; *m* и *n* — масштабные размерные коэффициенты.

Аппроксимация характеристик триода. На рис. 5-7 показан пример линейной аппроксимации статических характеристик триода. Семейство анодно-сеточных характеристик триода (рис. 5-7, *a*) аппроксимируется параллельными прямыми, наклон которых к оси абсцисс — средняя крутизна на участке от $U_c = U_{c0}$ до $U_c = 0$ (рис. 5-7, *б*). Эквивалентная схема (рис. 5-7, *в*) содержит сопротивление $1/S$ и генератор напряжения $-D U_a$, определяющий напряжение запирания лампы и, следовательно, точку пересечения характеристики с осью абсцисс. Переход с одной характеристики на другую соответствует изменению U_a , а также изменению э. д. с. эквивалентного генератора напряжения.

На анодных характеристиках (рис. 5-7, *е*) участок 2 (рис. 5-7, *д*), соответствующий режиму возврата электронов при $U_c > 0$, является нерабочим участком. На эквивалентной схеме рис. 5-7, *е* он представлен внутренним сопротивлением R_{i2} . Рабочий участок 3 на эквивалентной схеме представлен сопротивлением R_{i3} (в предположении, что R_i лампы при изменении U_c и U_a остается постоянным) и генератором, напряжение которого при $U_c = 0$ равно U_{a0} . Если U_c изменится (переход на другую характеристику), то напряжение записывания лампы сдвинется на μU_c .

Аппроксимация характеристик тетрода и пентода. Анодную характеристику тетрода (рис. 5-8, *а*) можно аппроксимировать тремя отрезками пря-

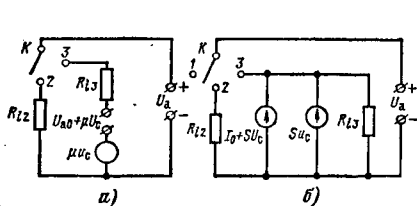


Рис. 5-10. Эквивалентные схемы триода с учетом переменных напряжений.

а — схема с генераторами напряжений;
б — схема с генераторами тока.

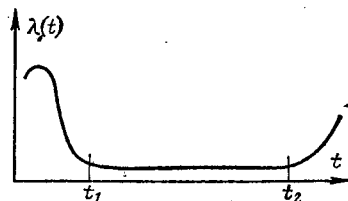


Рис. 5-11. Зависимость интенсивности отказов от времени.

мых 2, 3, 4 (рис. 5-8, *б*). Характерным для этого случая является динаatronный эффект на участке 3, который на эквивалентной схеме учтен отрицательным сопротивлением $-R_{i3}$ и генератором постоянного напряжения U_{a3} .

Для анодных характеристик пентода (рис. 5-9, *а*) рабочий участок 3 (рис. 5-9, *б*) удобно, как и в режиме насыщения в диоде, представить эквивалентной схемой с генератором тока (рис. 5-9, *в*).

Схема с учетом переменных напряжений. Если к входу лампы приложено некоторое переменное напряжение $u_c = U_{cm} \sin \omega t$, то в эквивалентную схему помимо источников постоянных напряжений следует ввести также эквивалентный генератор переменного напряжения или тока. На рис. 5-10 известная нам эквивалентная схема триода (рис. 5-7, *е*) содержит в цепях, характеризующих режим усиления, генераторы μu_c или $S u_c$.

5-4. НАДЕЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП И ПАРАМЕТРЫ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ РЕЖИМОВ

Надежность — понятие, широко используемое для оценки способности прибора или устройства безотказно работать в течение определенного времени. В качестве одного из количественных критериев надежности используется *интенсивность отказов*

$$\lambda(t) \approx \frac{\Delta d_i}{(n-d) \Delta t_i} \quad (5-34)$$

Здесь n — общее число испытуемых приборов; d_i — число приборов, вышедших из строя в интервале времени Δt_i , а d — число приборов, отказавших до интервала Δt_i .

Второй, весьма употребительный критерий называется *вероятностью безотказной работы*:

$$P(t) = \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \Delta t \rightarrow 0}} \frac{n - \sum_{i=1}^{t/\Delta t} \Delta d_i}{n} \approx \frac{n - \sum_{i=1}^{t/\Delta t} \Delta d_i}{n}. \quad (5-35)$$

Эти два важных критерия связаны между собой соотношением

$$P(t) = e^{-\int_0^t \lambda(t) dt}. \quad (5-36)$$

Наиболее часто в качестве критерия надежности используется интенсивность отказов. Типичная зависимость $\lambda(t)$ для электронных приборов показана на рис. 5-11. Начальный участок соответствует так называемым *ранним отказам*, причины которых заключаются в основном в быстро проявляющихся скрытых производственных дефектах. Пологая часть кривой характеризует отказы по различным причинам, наступающие раньше среднего срока службы лампы t_2 . По истечении этого срока интенсивность отказов быстро увеличивается.

Для электронных ламп различают *полные (внезапные)* отказы в результате обрыва вводов, коротких замыканий электродов, трещин в баллоне и т. д., а также *условные отказы*, наступающие в результате отклонения хотя бы одного параметра за пределы норм, установленных техническими условиями. Эти отказы чаще всего являются следствием постепенного ухудшения параметров лампы (старения).

В гл. 4 был указан ряд мер, используемых при конструировании и производстве электронных ламп повышенной надежности и долговечности. Лампы этих серий характеризуются меньшей интенсивностью отказов: $\lambda \approx (0,3 \div 4) \cdot 10^{-6}$ в интервале 500 ч (для обычных ламп эта величина в 2—6 раз больше). Интенсивность отказов электронных ламп повышается при их эксплуатации в электрических режимах, близких к предельному, при повышенной температуре окружающей среды, в условиях вибраций, ударов и т. п.

Предельные электрические параметры. В справочниках и паспортах ламп помимо электрических параметров номинального и типового режимов указываются также *предельные электрические параметры*: наибольшее и наименьшее напряжение накала, наибольшие напряжения на аноде и экранирующей сетке, максимальные мощности, рассеиваемые этими электродами, и др.

Расчет схемы с электронной лампой должен проводиться таким образом, чтобы обеспечить работу лампы в режиме, не выходящем за рамки предельных параметров.

Механические, тепловые и климатические параметры. Техническими условиями оговаривается также ряд параметров, определяющих устойчивость лампы к механическим и климатическим воздействиям: наибольшее ускорения при вибрациях с различными частотами, при многократных и одиночных ударах, интервал рабочих температур окружающей среды и относительная влажность. Для некоторых ламп указывается также максимально допустимая температура баллона лампы или возможное положение лампы в аппаратуре (любое или, например, только вертикальное).

Разброс характеристик и параметров ламп. При расчете схем с электронными лампами следует учитывать, что в справочниках приводятся усредненные характеристики и значения параметров ламп. Вследствие различного рода технологических трудностей при производстве ламп наблюдается весьма существенный разброс характеристик и параметров от экземпляра лампы к экземпляру. Так, например, значения анодного тока при одних и тех же напряжениях на сетках и аноде могут в двух лампах одного типа отличаться на 20—30%, а значения токов утечки сетки даже в сотни раз.

ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

6-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Определение. *Фотоэлектронными* называют электровакуумные или полупроводниковые приборы, преобразующие энергию электромагнитного излучения в электрические сигналы.

К фотоэлектронным относят группу приборов, реагирующих на излучение в области видимой части спектра электромагнитных колебаний ($\lambda \approx 0,38 \div 0,78$ мкм), а также в примыкающих к этой области диапазонах инфракрасного ($\lambda \approx 0,78 \div 340$ мкм) и ультрафиолетового ($\lambda \approx 10^{-2} \div 0,38$ мкм) излучения.

Принцип действия фотоэлектронных приборов основан на электрических процессах, протекающих в приборах в результате поглощения энергии электромагнитного излучения. При облучении тела поток лучистой энергии частично отражается от его поверхности, а частично поглощается. За счет поглощения квантов лучистого 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.

Основы классификации. В соответствии с характером процессов, развивающихся вследствие поглощения лучистой энергии, фотоэлектронные приборы можно разделить на две группы: *электровакуумные фотоэлектронные приборы*, действие которых основано на явлениях фотоэлектронной эмиссии, и *полупроводниковые фотоэлектронные приборы*, принцип работы которых основан на изменении энергетических состояний электронов в твердом теле.

К первой группе относятся *электровакуумные фотоэлементы и фотоэлектронные умножители*. Эти приборы и рассматриваются в настоящей главе.

Ко второй группе принадлежат *фоторезисторы, полупроводниковые фотоэлементы, солнечные батареи, фотодиоды, фототранзисторы* и др. Полупроводниковые фотоэлектронные приборы рассматриваются в гл. 14.

Особую группу составляют *электронно-лучевые фотоэлектронные приборы* — передающие телевизионные трубки, в которых сочетаются характерные особенности электронно-лучевых приборов с использованием фотоэлектронной эмиссии или явления фотопроводимости. Ввиду особой специфики этих приборов, связанной с принципами работы и устройством телевизионной аппаратуры, передающие телевизионные трубки изучаются в курсе «Основы телевидения».

Условные графические обозначения фотоэлектронных приборов устанавливаются ГОСТ 7624-62, а термины и определения для фотоэлементов и фотоэлектронных умножителей — ГОСТ 20526-75.

Лучистая энергия. Этот термин обычно используется для характеристики энергии излучения электромагнитных колебаний в оптическом диапазоне волн, охватывающем видимую, ультрафиолетовую и инфракрасную области спектра. Лучистую энергию W обычно измеряют в джоулях или электронвольтах ($1 \text{ Дж} = 6,29 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$).

Мощность потока лучистой энергии называют *лучистым потоком*

$$F = \frac{dW}{dt} \quad (6-1)$$

и измеряют в ваттах ($1 \text{ Вт} = 6,29 \cdot 10^{18} \text{ эВ/с}$). Лучистый поток, оцениваемый по зрительному ощущению человека, называют *световым потоком* Φ , за единицу измерения которого принят люмен (лм). Эталон светового потока в один люмен служит полый излучатель (абсолютно черное тело) с площадью излучающего отверстия $5,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ и находящийся при температуре затвердевания платины ($T = 2046 \text{ К}$).

Глаз человека обладает различной чувствительностью к световым потокам разных длин волн. Максимальной чувствительностью глаз обладает к излучению с длиной волны $\lambda \approx 0,555 \text{ мкм}$ (зеленая часть спектра). Эту чувствительность принимают равной единице ($K_{\lambda \text{ макс}} = 1$) и оценивают чувствительность глаза к излучениям других длин волн *относительной чувствительностью* K_{λ} , выражаемой в долях от величины $K_{\lambda \text{ макс}}$.

Световой поток в один люмен при излучении с длиной волны $\lambda = 0,555 \text{ мкм}$ равен $1/683 \text{ Вт}$.

В случае монохроматического излучения световой поток определяется интегралом по всему спектру излучения

$$\Phi = 683 \int_0^{\infty} F(\lambda) K_{\lambda}(\lambda) d\lambda. \quad (6-2)$$

Отношение светового потока к лучистому потоку называют *световой отдачей*, лм/Вт:

$$\psi = \frac{\Phi}{F} = 683 \frac{\int_0^{\infty} F(\lambda) K_{\lambda}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} F(\lambda) d\lambda}. \quad (6-3)$$

Пространственная плотность светового потока называется *силой света*

$$J = \frac{\Phi}{\omega}, \quad (6-4)$$

за единицу которой принята кандела — световой поток в один люмен в телесном угле ω , равном одному стерадиану.

6-2. ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Определение. *Фотоэлектронной* называют эмиссию, обусловленную исключительно действием электромагнитного излучения, поглощенного твердым или жидким телом, и не связанную с его нагреванием.

Катод, действие которого основано на использовании фотоэлектронной эмиссии, называют *фотоэлектронным катодом*.

Законы фотоэлектронной эмиссии. Закон А. Г. Столетова устанавливает, что количество эмиттируемых электронов и, следовательно, фототок насыщения I_{ϕ} пропорционален световому потоку, облучающему тело:

$$I_{\phi} = n_{\phi} e = K \Phi. \quad (6-5)$$

Здесь n_{ϕ} — число эмиттируемых фотоэлектронов в единицу времени; Φ — световой поток; K — коэффициент пропорциональности.

Согласно закону А. Эйнштейна кинетическая энергия эмиттированных электронов является функцией частоты ν световых колебаний и не зависит от интенсивности светового потока:

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu - E_0. \quad (6-6)$$

Здесь $h\nu$ — энергия фотона; E_0 — работа выхода электрона.

Эти два закона являются основными законами фотоэлектронной эмиссии.

Эмиссия с поверхности металлов может возникнуть даже при температуре, близкой к нулю, так как электроны, находящиеся на энергетических уровнях вблизи уровня Ферми, получив энергию фотонов, смогут совершить работу выхода.

Физические явления, сопровождающие фотоэффект полупроводников, отличаются большей сложностью. Энергию фотона могут поглощать в полупроводнике не только электроны в зоне проводимости, но и электроны примесей, а также электроны валентной зоны. При комнатных температурах концентрация электронов в зоне проводимости низка и поэтому фототок за счет этих электронов мал. Фотоэмиссия возрастает, если энергия фотона оказывается достаточной для выхода электронов с примесных уровней. При увеличении энергии кванта возникает значительная эмиссия за счет электронов валентной зоны, которые образуют большую часть фототока.

Порог фотоэлектронной эмиссии. Если энергия фотона, полученная электроном, окажется израсходованной на совершение работы выхода ($h\nu = E_0$), то кинетическая энергия эмиттированного электрона равна нулю. Если же $h\nu > E_0$, то согласно выражению (6-6) электрон будет обладать некоторой кинетической энергией, равной остатку неизрасходованной энергии фотона.

Очевидно, по мере уменьшения частоты ν монохроматического излучения энергия кванта падает и для какого-то значения $\nu = \nu_{кр}$ кинетическая энергия эмиттированных электронов окажется равной нулю. Частота $\nu_{кр} = c/\lambda_{кр}$ называется *порогом фотоэлектронной эмиссии*. Из (6-6) легко видеть, что для разных веществ, обладающих различной работой выхода, $\nu_{кр}$ отличается по величине. Таким образом, для каждого вещества фотоэлектронная эмиссия возникает лишь при определенной частоте $\nu_{кр}$ и возрастает с увеличением ν ; при этом оказывается возможным выход электронов с более низких энергетических уровней. Фотоэлектронную эмиссию, характеризующуюся непрерывным возрастанием фототока при увеличении частоты ν называют *нормальной*.

Концентрация примесей оказывает существенное влияние на фотоэлектронную эмиссию, а также на частоту $\nu_{кр}$, которая сдвигается в сторону меньших ν с увеличением концентрации примесей.

Спектральная характеристика. Следует, однако, заметить, что в зависимости от строения кристаллической решетки, наличия примесей, чистоты поверхности и других факторов коэффициент поглощения световой энергии различен для разных ν . Изменения коэффициента поглощения сказываются, естественно, и на значении фототока. Зависимость фототока I_{ϕ} от частоты колебаний ν при $\Phi = \text{const}$ называется *спектральной характеристикой* данного фотокатода. Фотоэлектронная эмиссия, которая характеризуется сильно увеличенной чувствительностью фотокатода в узком интервале длин волн, называется *избирательной*.

Влияние внешнего поля. Условия выхода фотоэлектронов с поверхности тел изменяются, если фотокатод находится во внешнем электрическом поле. Подобно влиянию электрического поля на величину термоэлектронной эмиссии это объясняется уменьшением энергетического барьера, а также его сужением, сопровождающимся возникновением туннельного эффекта. Особенно сильное влияние внешнее ускоряющее поле оказывает на фототок вблизи порога фотоэлектронной эмиссии, когда скорости большинства фотоэлектронов близки к нулю.

6-3. ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ФОТОЭЛЕМЕНТЫ

Определение. *Электривакуумным фотоэлементом* называют прибор, электрические свойства которого изменяются под действием падающего на него излучения.

В зависимости от степени разрежения газа различают *электронные* и *ионные* электривакуумные фотоэлементы.

Устройство электривакуумных фотоэлементов показано на рис. 6-1. Фотокатодом служит тонкий слой светочувствительного вещества, нанесен-

ный либо на часть внутренней поверхности стеклянного баллона, либо на специальную 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 служит кольцо, помещаемое в центре баллона, или сетка, располагаемая вблизи пластинчатого катода. Такое устройство анода не препятствует прохождению световых лучей на фотокатод.

Схема включения фотоэлемента представлена на рис. 6-2. 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 фотокатод эмитирует электроны, которые увлекаются положительным полем анода.

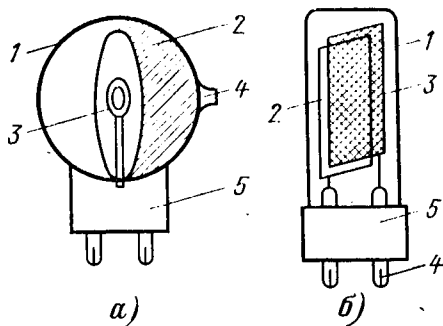


Рис. 6-1. Устройство электровакуумных фотоэлементов.

a — с катодом на стекле баллона;
 b — с катодом в виде пластины; 1 — баллон;
 2 — фотокатод; 3 — анод; 4 — выводы;
 5 — цоколь.

Вольт-амперные и световые характеристики фотоэлементов. 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 $U_a = \text{const}$).

Вольт-амперные характеристики электронного фотоэлемента показаны на рис. 6-3, a . 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 электронного фотоэлемента (рис. 6-3, b) отражает прямую пропорциональность между световым потоком и фототоком. Наклон световой характеристики определяется коэффициентом K в уравнении закона Столетова (6-5):

$$I_\Phi = K\Phi.$$

Коэффициент K , численно равный $\text{tg } \alpha$, называется *интегральной чувствительностью* и определяет фототок, возникающий при облучении фотоэлемента световым потоком в 1 лм независимо от его спектрального состава.

Для электронных фотоэлементов с сурьмяно-цезиевым катодом без металлической подложки вольт-амперная и световая характеристики имеют несколько иной вид (рис. 6-3, a и b). Прямая пропорциональность между фототоком и световым потоком не сохраняется здесь во всем интервале изменения Φ . Это объясняется полупроводниковой структурой катода. При освещении катода вследствие протекания тока вдоль его поверхности по направлению к выводу потенциал точек катода по мере удаления от вывода

изменяется. Рассматриваемая точка катода приобретает тем больший положительный потенциал по отношению к выводу, чем дальше она удалена от него и чем больше фототок. При этом часть электронов возвращается обратно на положительно заряженные участки катода, вызывая вторичную эмиссию (рис. 6-4). Вследствие вторичной эмиссии анодный ток получается больше тока в фотоэлементе с катодом на металлической подложке.

Для сурьмяно-цезиевых катодов на металлической подложке характеристики не отклоняются от обычных.

В реальных электронных фотоэлементах при $\Phi = 0$ ток $I_{\Phi} \neq 0$. В цепи фотоэлемента протекает так называемый *темновой ток* I_t , обусловленный

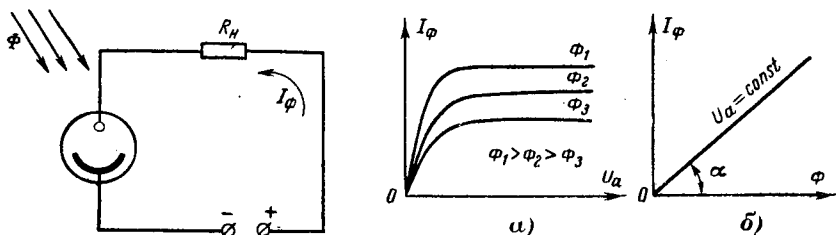


Рис. 6-2. Схема включения фотоэлемента.

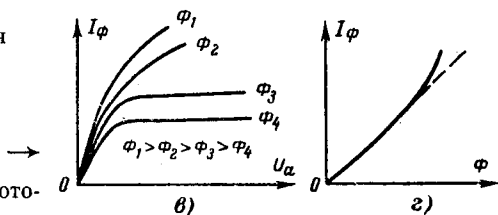
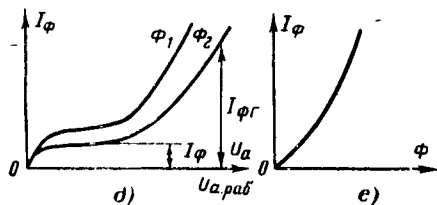


Рис. 6-3. Характеристики фотоэлементов.

a — вольт-амперные характеристики электронного фотоэлемента; b — световая характеристика электронного фотоэлемента; c — вольт-амперные характеристики фотоэлемента с сурьмяно-цезиевым катодом на стекле; d — световая характеристика фотоэлемента с сурьмяно-цезиевым катодом на стекле; e — вольт-амперные характеристики ионного фотоэлемента; e — световая характеристика ионного фотоэлемента.



термоэлектронной эмиссией с фотокатода, а также токами проводимости по стеклу.

Ионные фотоэлементы. Баллоны ионных фотоэлементов заполняются разреженным газом (при давлении около десятков паскалей). 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 темный.

Вольт-амперная и световая характеристики ионного фотоэлемента имеют вид, показанный на рис. 6-3, d и e . При малых световых потоках число фотоэлектронов невелико и ионизация газа незначительна. Между световым потоком и анодным током сохраняется прямая пропорциональность. По мере увеличения 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 электронными принято характеризовать коэффициентом газового усиления

$$K_{г.у} = \frac{I_{ф.г}}{I_{ф}}, \quad (6-7)$$

где $I_{ф.г}$ — ток в ионном фотоэлементе при рабочем анодном напряжении и некотором значении Φ ; $I_{ф}$ — ток насыщения в вакуумном фотоэлементе при той же величине светового потока (рис. 6-3, б).

Обычно $K_{г.у} \approx 5 \div 10$. Рабочее напряжение для ионных фотоэлементов выбирают таким, чтобы в приборе не возник лавинообразный процесс ионизации газа (самостоятельный разряд), при котором бомбардировка катода ионами может привести к его разрушению.

В последние годы ионные фотоэлементы применяются весьма редко.

Частотные характеристики фотоэлементов показывают зависимость чувствительности фотоэлемента от частоты изменения интенсивности светового потока, облучающего фотокатод. На рис. 6-5 приведены для сравнения частотные характеристики электронного и ионного фотоэлементов.

Чувствительность ионного фотоэлемента уменьшается при увеличении частоты за счет инерционности процессов ионизации и рекомбинации при газовом разряде, что связано с малой подвижностью ионов. Характеристика электронного фотоэлемента остается линейной вплоть до частот 10^9 Гц; снижение чувствительности за этой границей объясняется влиянием времени пролета электронов при очень больших частотах изменения интенсивности светового потока.

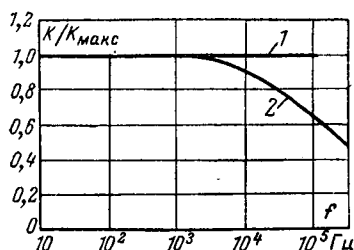


Рис. 6-5. Частотные характеристики электронного (1) и ионного (2) фотоэлементов.

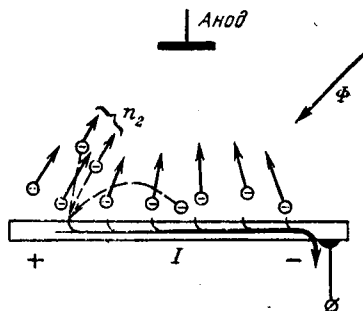


Рис. 6-4. Движение электронов в фотоэлементе с катодом без подложки.

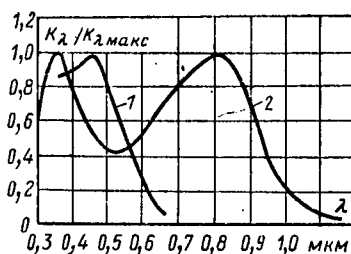


Рис. 6-6. Спектральные характеристики фотоэлементов с сурьмяно-цезиевым (1) и кислородно-цезиевым (2) катодом.

Спектральные характеристики. Важную роль играет монохроматическая чувствительность фотоэлементов K_{λ} , т. е. чувствительность к той или иной части спектра. Эти свойства фотоэлементов, вернее, их катодов, отражаются спектральными характеристиками. Такие характеристики для сурьмяно-цезиевого и кислородно-цезиевого катодов показаны на рис. 6-6. Для первого катода характерна повышенная чувствительность к голубой, а для второго катода — к красной части спектра.

6-4. ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ

Определение. *Фотоэлектронным умножителем* называют электровакуумный прибор, в котором ток фотоэлектронной эмиссии усиливается посредством вторичной электронной эмиссии. Устройство фотоэлектронного умножителя показано на рис. 6-7.

Электроны, эмиттируемые фотоэлектронным катодом при облучении его световым потоком, устремляются под воздействием электрического поля к первому диноду. На его поверхность наносится кислородно-цезиевое, медно-серноцезиевое или другое сложное покрытие, обеспечивающее коэффициент вторичной эмиссии $\sigma > 1$ (обычно $\sigma = 6 \div 8$).

Следовательно, с поверхности первого динода выйдет в σ раз большее число электронов, со второго динода — в σ^2 раз большее число электронов и т. д. К аноду придет поток электронов, умноженный в σ^n раз, где n — число динодов.

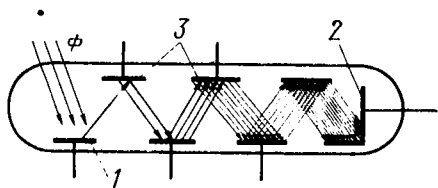


Рис. 6-7. Устройство фотоумножителя.

1 — фотокатод; 2 — анод; 3 — вторично-электронные катоды (диноды).

Коэффициент усиления ФЭУ. Вообще говоря, с фотокатада на первый динод попадают не все n_ϕ фотоэлектронов. Отношение числа n_1 электронов, достигших первого динода, к числу электронов n_ϕ , создающих ток фотокатада $I_{\phi.к}$

$$\eta_k = \frac{n_1}{n_\phi}, \quad (6-8)$$

называют *эффективностью сбора*. Обычно η_k несколько меньше единицы. Рассеивается часть электронов и по пути от одного динода к другому. Этот процесс оценивается *эффективностью каскада* усиления: $\eta = 0,7 \div 0,95$.

Таким образом, если с фотокатада вышли n_ϕ фотоэлектронов, то на первый динод попадут $n_\phi \eta_k$ электронов; на второй динод $n_\phi \eta_k \sigma_1 \eta_1$ электронов и т. д. На анод в результате попадут

$$n_a = n_\phi \eta_k \prod_{i=1}^n \eta_i \sigma_i \quad (6-9)$$

электронов, создающих анодный фототок $I_{\phi.а}$.
Величина

$$M = \frac{I_{\phi.а}}{I_{\phi.к}} \quad (6-10)$$

называется *коэффициентом усиления фотоумножителя по току*.

Интегральная чувствительность фотоумножителя равна произведению интегральной чувствительности фотокатада K на коэффициент усиления фотоумножителя

$$K_\phi = KM. \quad (6-11)$$

и достигает сотен ампер на люмен.

Конструкция фотоумножителей. Число типов фотоумножителей, предназначенных для самых различных применений (в телевидении, дозиметрии, ядерной физике, астрономии и др.), весьма велико. Разнообразны они и по конструкции.

Фотоумножители состоят из двух конструктивных частей: электронно-оптической системы входной камеры и динодной системы.

Входная камера содержит фотокатод, чаще всего в виде полупрозрачного светочувствительного слоя, нанесенного с внутренней стороны баллона, и ряд электродов (электронно-оптическую систему), обеспечивающих

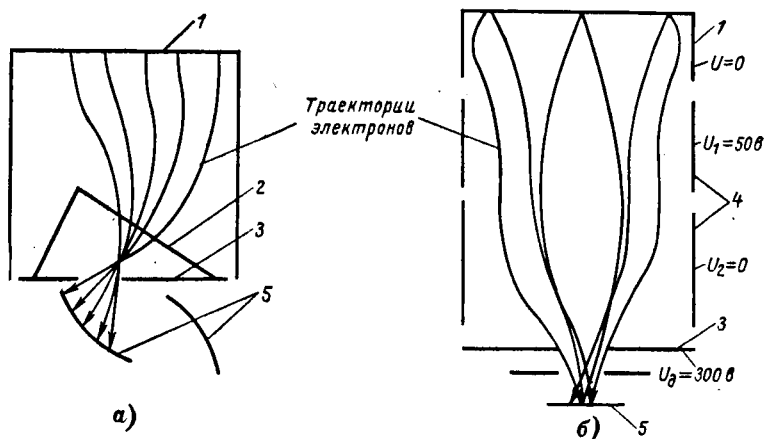


Рис. 6-8. Входные камеры.

a — с косо срезанным цилиндром; *b* — с цилиндрическими фокусирующими электродами; 1 — фотокатод; 2 — косо срезанный цилиндр; 3 — диафрагма; 4 — электроды электронно-оптической системы; 5 — динод.

фокусирование потока фотоэлектронов в направлении первого динода. Примеры конструктивного выполнения входных камер показаны на рис. 6-8. Фокусирование потока фотоэлектронов в камере на рис. 6-8, *a* осуществляется с помощью косо срезанного цилиндра, укрепленного на диафрагме. В камере на рис. 6-8, *b* фокусирование осуществляется с помощью электронных линз, образованных цилиндрическими электродами, расположенными между фотокатодом и диафрагмой.

Динодные системы весьма разнообразны по конструкции. Различают системы с электростатической фокусировкой, системы «сквозного» типа и системы с дополнительными электродами. Один из вариантов динодной системы первого типа (с ковшеобразными динодами) показан на рис. 6-9, *a*.

Система сквозного действия изображена на рис. 6-9, *b*. Диноды расположены здесь в виде жалюзи. Вторичные электроны устремляются в последующую ступень через щели между динодами.

Системы третьего типа отличаются дополнительными электродами, например сетками, конструкция и расположение которых рассчитаны на улучшение фокусирования электронного потока.

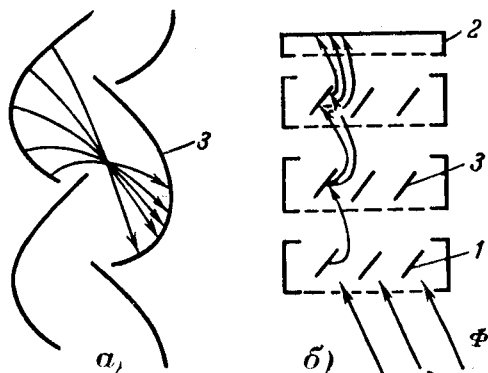


Рис. 6-9. Динодные системы.

a — с ковшеобразными динодами; *b* — сквозного действия; 1 — фотокатод; 2 — анод; 3 — диноды.

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ПРИБОРЫ

7-1. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ
ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ ПРИБОРОВ

Определение. *Электронно-лучевыми приборами* называют такие электронные электровакуумные приборы, в которых используется поток электронов, сконцентрированный в форме луча или пучка лучей. Электронно-лучевой прибор, имеющий форму трубки, вытянутой в направлении луча, обычно называют *электронно-лучевой трубкой*.

Управление пространственным положением электронного луча осуществляется с помощью электрических и магнитных полей, а

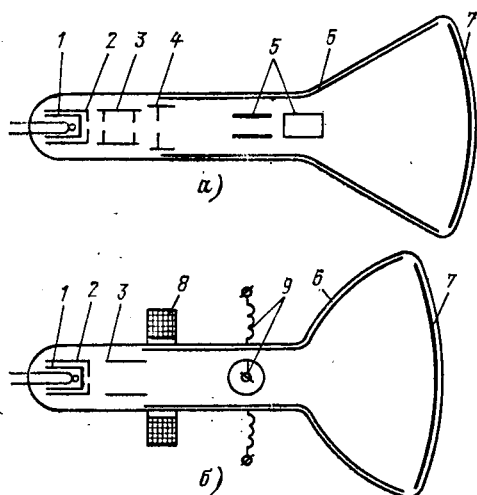


Рис. 7-1. Устройство электронно-лучевой трубки.

а — с электростатическим управлением; б — с магнитным управлением; 1 — катод; 2 — модулятор; 3 — первый анод; 4 — второй анод; 5 — отклоняющие пластины; 6 — токопроводящий слой; 7 — экран; 8 — фокусирующая катушка; 9 — отклоняющие катушки.

управление плотностью тока — с помощью электрических полей. Электронно-лучевые приборы используются для получения видимого изображения электрических сигналов, а также для запоминания (хранения) сигналов. В сочетании с фотоэлектронными катодами электронно-лучевые приборы позволяют осуществить преобразование изображения в последовательность электрических сигналов определенной формы.

Электронно-лучевая трубка с электростатическим управлением (рис. 7-1, а) — прибор, в котором формирование электронного луча и управление им осуществляются с помощью электростатических полей. В трубке, изображенной на рис. 7-1, б, для этих же целей используются не только электростатические, но и магнитные поля. Такие трубки называют приборами с *магнитным управлением*.

Условные графические обозначения электронно-лучевых приборов устанавливаются ГОСТ 7624-62, а термины и определения — ГОСТ 17791-72.

Принцип работы электронно-лучевой трубки с электростатическим управлением. В торце узкой части (горловины) стеклянного баллона расположен катод в виде небольшого цилиндра, внутри которого помещена спираль для подогрева. Дно цилиндра с внешней стороны покрыто оксидным слоем; с его поверхности при подогреве эмиттируются электроны. Катод расположен внутри другого цилиндра с небольшим круглым отверстием — диафрагмой. Этот цилиндр называется *управляющим электродом* или *модулятором* и служит главным образом для изменения плотности тока электронного луча. К модулятору подводится небольшой отрицательный относительно катода потенциал, регулируемый в пределах от нуля до нескольких десятков вольт. Изменение этого потенциала приводит к изменению плотности объемного заряда вблизи катода и, следовательно, высоты потенциального барьера. При более отрицательном потенциале часть электронов возвращается к катоду и плотность электронного потока уменьшается. Электронный поток формируется только за счет электронов, прошедших через диафрагму диаметром около 1 мм.

Далее по оси трубки располагаются еще два цилиндра — первый и второй аноды (фокусирующий и ускоряющий электроды). Первый анод, находясь под положительным потенциалом в несколько сотен вольт, ускоряет движущийся от катода поток электронов. Ко второму аноду подводится напряжение, достигающее в некоторых электронно-лучевых приборах десятков киловольт, поэтому электроны выходят из второго анода с достаточно высокой скоростью. Аноды не только ускоряют электроны, но также обеспечивают формирование узкого электронного пучка — *фокусировку* электронного потока. Вследствие различия потенциалов катода, модулятора, первого и второго анодов в пространстве между ними создаются неоднородные электрические поля — *электронные линзы* (см. далее § 7-3). Проходя через эти линзы, электроны образуют узкий, сходящийся у экрана поток электронов — электронный луч. Вся система электродов крепится на траверсах и образует единое устройство, называемое *электронным прожектором*¹.

Выйдя из электронного прожектора, электронный луч попадает в *отклоняющую систему*, служащую для управления положением луча в пространстве. В трубках с электростатическим управлением отклоняющая система состоит из двух пар пластин, расположенных попарно в вертикальной и горизонтальной плоскостях. С помощью двух пар пластин, создающих взаимно перпен-

¹ Подобно электронному прожектору, систему электродов, предназначенную для формирования мощных электронных пучков, главным образом в электронных приборах сверхвысоких частот, называют *электронной пушкой*.

дикулярные электрические поля, электронным лучом можно управлять в двух взаимно перпендикулярных направлениях, и, следовательно, электронный луч может занимать в пространстве любое положение. Обычно вертикально расположенные пластины, образующие электрическое поле, вектор напряженности которого лежит в горизонтальной плоскости, называют *горизонтально отклоняющими*. Изменение разности потенциалов на этих пластинах заставляет электронный луч перемещаться по горизонтальной оси. Пластины, расположенные горизонтально и отклоняющие электронный луч по вертикали, называют *вертикально отклоняющими*.

Пройдя отклоняющую систему, электронный луч движется в расширяющейся части (конусе) баллона, и электроны в конце пути попадают на дно баллона — экран трубки. Дно баллона с внутренней стороны покрыто *люминофором* — веществом, способным светиться при бомбардировке его электронами. При попадании электронного луча на экран люминофор возбуждается и на экране трубки появляется небольшое светящееся пятно, видимое снаружи через стекло баллона. Диаметр светящегося пятна и толщина линии при движении этого пятна по экрану тем меньше, чем лучше сфокусирован электронный луч. Яркость свечения экрана зависит от числа и энергии бомбардирующих его в единицу времени электронов. Яркость свечения можно изменять, регулируя напряжение на модуляторе или на втором аноде: в первом случае изменяется число электронов, а во втором — скорость электронов.

Устройство трубки с магнитным управлением показано на рис. 7-1, б. Электронный прожектор в этой трубке содержит те же электроды, что и в трубке с электростатическим управлением, за исключением второго анода. В электронном прожекторе имеется лишь одна электронная линза, образуемая неоднородным электрическим полем между модулятором и первым анодом. Роль второй фокусирующей линзы выполняет неоднородное магнитное поле короткой катушки, надеваемой вблизи первого анода на горловину баллона трубки. Электронный луч отклоняется с помощью магнитных полей, образуемых двумя парами отклоняющих катушек.

7-2. МОДУЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ЛУЧА ПО ПЛОТНОСТИ

Управление интенсивностью электронного луча в электронно-лучевых приборах является одним из основных процессов. Изменение плотности тока луча позволяет менять яркость пятна на экране электронно-лучевой трубки в широких пределах: от полного исчезновения до некоторого максимального значения его яркости, свойственного данному типу трубки.

Управление плотностью тока электронного луча осуществляется изменением электрического поля в прикатодной части

электронного прожектора, между катодом и модулятором (рис. 7-2). Модулятор обычно выполняется в виде цилиндра с небольшим отверстием — диафрагмой в центре.

Модулятор по отношению к катоду имеет небольшой отрицательный потенциал U_M , регулируемый от нуля до нескольких десятков вольт. Возле диафрагмы, в пространстве между катодом и модулятором, существует неоднородное электростатическое

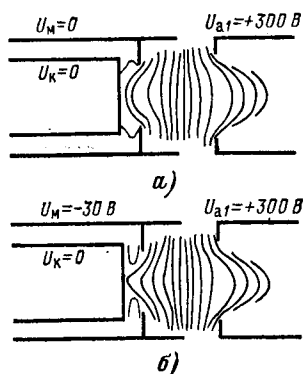


Рис. 7-2. Картины электрического поля вблизи управляющего электрода.

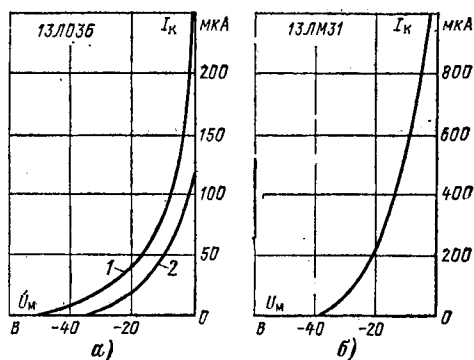


Рис. 7-3. Модуляционные характеристики электронно-лучевых трубок.

а — с электростатическим управлением; 1 — при $U_{a2} = 2,2$ кВ; 2 — при $U_{a2} = 1,5$ кВ; б — с магнитным управлением.

поле, эквипотенциальные поверхности которого обращены выпуклостью к катоду. Изменение конфигурации поля оказывает существенное влияние на ток с поверхности катода. Это влияние обусловлено изменением объемного заряда у катода и изменением величины поверхности катода, вблизи которой существует поле с положительным градиентом потенциала. Действие модулятора сходно с действием управляющей сетки в триоде; при увеличении отрицательного потенциала увеличивается потенциальный барьер вблизи катода и возрастает объемный заряд. Таким образом, ток катода должен, очевидно, зависеть от напряжения на модуляторе в соответствии с законом степени трех вторых [12]:

$$I_K = b (U_M - U_{M0})^{3/2}. \quad (7-1)$$

Здесь U_M — напряжение на модуляторе; U_{M0} — запирающее напряжение, т. е. такое напряжение на модуляторе, при котором электронный ток равен нулю; b — коэффициент пропорциональности.

Однако при регулировании потенциала модулятора ток катода дополнительно изменяется за счет изменения величины поверхности катода, охваченной полем с положительным градиентом потенциала (ускоряющее поле). Если потенциал модулятора равен нулю (рис. 7-2,а), то почти вся поверхность катода охвачена полем с положительным градиентом потенциала. На рис. 7-2,б показана картина поля, когда потенциал модулятора близок к потенциалу запираания. В этом случае положительный градиент поля существует только вблизи незначительной области в центре катода, а остальная поверхность катода охвачена полем с отрицательным градиентом потенциала. В результате ток катода при уменьшении отрицательного напряжения на модуляторе возрастает значительно быстрее, чем это следует из (7-1). Связь между катодным током и потенциалом модулятора выражается зависимостью [12]

$$I_K = b \left(\frac{U_M - U_{M0}}{U_{M0}} \right)^\gamma |U_{M0}|^{3/2}. \quad (7-2)$$

В этой формуле ток катода I_K выражен в микроамперах, а напряжение — в вольтах; коэффициент пропорциональности $b = 2,3 \div 3$, а $\gamma = 2,5 \div 3,5$.

В электронно-лучевой трубке не все электроны, покинувшие катод и преодолевшие потенциальный барьер у его поверхности, достигают экрана. Часть электронов вследствие их значительного углового расхождения при фокусировке не пропускается ограничивающими диафрагмами первого и второго анодов. Вследствие этого ток луча после фокусирующей системы может быть в несколько раз меньше тока I_K .

Модуляционная характеристика. Зависимость $I_K = f(U_M)$ называется *модуляционной характеристикой* электронно-лучевой трубки.

На рис. 7-3 представлены модуляционные характеристики электронно-лучевых трубок с электростатическим и с магнитным управлением. Зависимости тока I_K от напряжения U_M для них различны.

В трубках с электростатическим управлением модуляционная характеристика подчиняется закону (7-2) лишь вблизи потенциала запираания, когда ток луча невелик. При уменьшении отрицательного напряжения на модуляторе возрастает эмиттирующая поверхность катода, в электронном луче появляются электроны, покидающие катод под большими углами; увеличивается диаметр луча в области электростатических линз и второго анода и часть электронов не пропускается ограничивающей диафрагмой. Дальнейшее увеличение тока луча может быть получено за счет повышения плотности катодного тока, т. е. в соответствии с законом степени трех вторых (7-1).

Ввиду отсутствия ограничивающих диафрагм в электронном прожекторе трубки с магнитной фокусировкой ток луча по вели-

чине близок к току катода, и его зависимость от напряжения на модуляторе подчиняется закону (7-2).

Важными параметрами модуляционной характеристики служат U_{m0} — напряжение запираия и $U_{m.n}$ — напряжение, при котором ток луча достигает номинального для данного типа трубки значения. Разность этих величин

$$\Delta U_m = |U_{m0}| - |U_{m.n}| \quad (7-3)$$

называют *модуляцией*.

Величина U_{m0} зависит не только от напряжения U_m , но и от напряжений на других электродах. В современных трубках между модулятором и анодом располагается ускоряющий электрод (см. рис. 7-7, а). В прикатодной области создается результирующее поле, которое, как и для электронных ламп, может быть охарактеризовано некоторым действующим напряжением:

$$U_d = U_m + D_m U_{y.э} + D_m D_{y.э} U_a, \quad (7-4)$$

где $U_{y.э}$ — напряжение на следующем за модулятором ускоряющем электроде; U_a — напряжение на аноде, расположенном за ускоряющим электродом; D_m и $D_{y.э}$ — проницаемости модулятора и ускоряющего электрода соответственно. В большинстве электронных прожекторов влияние потенциала третьего электрода ничтожно мало, поэтому для напряжения запираия можно записать:

$$U_{m0} \approx -D_m U_{y.э}. \quad (7-5)$$

Величина модуляции ΔU_m связана с другим параметром — крутизной модуляционной характеристики, мА/В:

$$S_m = \frac{\partial I_k}{\partial U_m}. \quad (7-6)$$

Очевидно, что с увеличением крутизны S_m уменьшается модуляция ΔU_m . Как видно из рис. 7-3, крутизна S_m для трубок с магнитной фокусировкой значительно выше. Это обстоятельство определяет применение электронно-лучевых трубок с магнитной фокусировкой луча в случаях, когда необходима интенсивная модуляция луча, например в радиолокационных индикаторах с яркостной отметкой.

7-3. ФОКУСИРУЮЩИЕ СИСТЕМЫ. ЭЛЕКТРОННЫЙ ПРОЖЕКТОР

Электронный прожектор содержит электроды, с помощью которых осуществляется не только управление плотностью электронного луча, но и фокусировка электронного потока. Поэтому прежде чем рассматривать типовые конструкции электронных прожекторов в электронно-лучевых трубках различного назна-

чения, обсудим основные принципы построения фокусирующих систем.

Принцип фокусировки потока электронов в узкий луч основан на законах движения электронов в однородных и неоднородных электрических и магнитных полях. Эти законы изучаются в специальном разделе физики — электронной оптике, в которой широко используется терминология оптики геометрической.

Электронные линзы. Неоднородные аксиально-симметричные электрические поля, широко используемые в электронных приборах для изменения скорости и направления движения электронов, называются *электронными линзами*.

В качестве линз используются также аксиально-симметричные однородные и неоднородные магнитные поля. В электронной оптике различают *линзы-диафрагмы*, *одиночные линзы*, *иммерсионные линзы* и *иммерсионные объективы*.

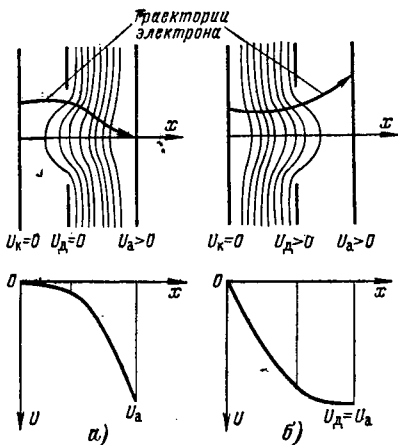


Рис. 7-4. Электронные линзы-диафрагмы и распределение потенциала в них.

a — собирающая; *б* — рассеивающая.

Примеры линз-диафрагм показаны на рис. 7-4; там же приведены кривые распределения потенциалов вдоль оси линзы. Линзы-диафрагмы, образованные электродами с круглыми отверстиями, могут быть собирающими и рассеивающими. В собирающей линзе в плоскости диафрагмы $\partial^2 U_d / \partial x^2 > 0$; в рассеивающей линзе, наоборот, $\partial^2 U_d / \partial x^2 < 0$.

Одиночные линзы образуются системой линз-диафрагм и ха-

рактеризуются постоянными и равными потенциалами по обе стороны линз. Пример одиночной линзы показан на рис. 7-5, *a*.

Широкое применение в электронно-лучевых приборах находят иммерсионные линзы с цилиндрическими электродами равных или различных диаметров. В этом случае потенциалы по обе стороны линзы остаются неизменными, но различными по величине. Примеры иммерсионных линз приведены на рис. 7-5, *б* и *в*.

Систему, состоящую из катода, служащего объектом изображения, и диафрагм или цилиндров, создающих у катода ускоряющее поле, называют иммерсионным объективом.

Как известно из геометрической оптики, величина изображения, образованного сферической поверхностью, разделяющей две среды с различными показателями преломления, определяется согласно закону Лагранжа-Гельмгольца соотношением

$$y_2 = y_1 \frac{\theta_1 n_1}{\theta_2 n_2}, \quad (7-7)$$

где y_1 и y_2 — размеры объекта и изображения соответственно; θ_1 и θ_2 — апертурные углы; n_1 и n_2 — показатели преломления двух сред.

Для электронно-оптической системы границей раздела двух сред служит эквипотенциальная поверхность, приближающаяся в практических системах к сферической.

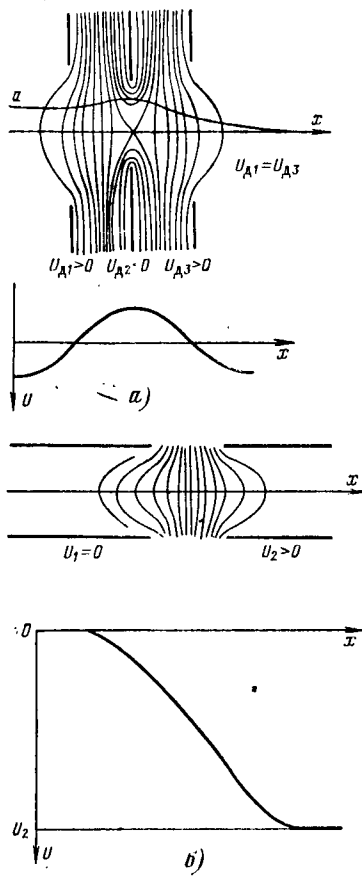
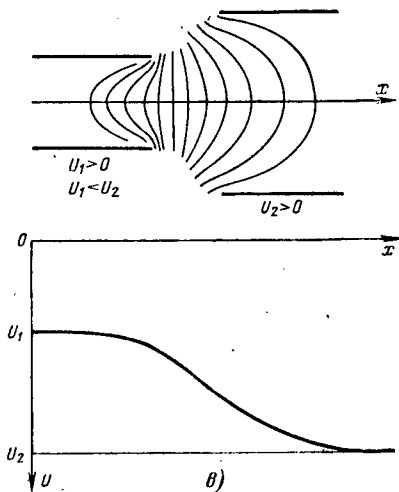


Рис. 7-5. Одночная (а) и иммерсионные (б и в) линзы и распределение потенциала в них.



В электронной оптике, как и в геометрической, в качестве показателя преломления используется отношение скорости движения электрона к скорости света c . Поэтому в (7-7) вместо показателей преломления n_1 и n_2 нужно подставить скорости электронов в двух средах или же эквивалентные им значения потенциалов.

$$y_2 = y_1 \frac{\theta_1 \sqrt{U_1}}{\theta_2 \sqrt{U_2}}. \quad (7-8)$$

Для уменьшения размера изображения следует стремиться к увеличению отношения θ_2/θ_1 , уменьшать размер объекта y_1 и соотношение скоростей электронов до и после оптической системы. При использовании оптической системы с одной линзой выполнение этих условий встречает серьезные затруднения. Объектом в такой системе является эмитирующая поверхность катода. Уменьшение ее величины неизбежно сопровождается снижением тока луча, и размер изображения (пятна на экране трубки) зависит от потенциала модулятора. Угол θ_1 выхода электронов с поверхности катода определяется тепловыми скоростями электронов и не может быть значительно уменьшен. Поэтому в электронно-лучевых трубках применяют фокусирующие системы из двух или трех линз, где объектом для второй линзы служит наименьшее сечение электронного луча («скрещение») после прохождения первой линзы.

Первая линза должна быть электростатической, так как она не только формирует объект (скрещение) для второй линзы, но и ускоряет электроны, испускаемые катодом. Вторая линза в двухлинзовом прожекторе — *главная проекционная линза* — служит для создания изображения скрещения луча на экране трубки. В трехлинзовом прожекторе эту роль выполняет третья линза. В отличие от первой линзы главная проекционная линза может быть как электростатической, так и магнитной. В первом случае фокусирующую систему называют электростатической; во втором случае говорят об электронном прожекторе с магнитной фокусирующей системой. В обоих случаях требования к главной проекционной линзе одни и те же: она должна обеспечить минимально возможные размеры сечения электронного луча, а следовательно, и светящегося пятна на экране трубки. С этой целью при конструировании электронного прожектора стараются по возможности уменьшить размеры объекта (скрещения) после первой линзы, уменьшить апертурный угол со стороны объекта θ'_1 и увеличить θ_2 — угол со стороны изображения, а также понизить начальные скорости электронов около объекта и повысить их скорости вблизи экрана.

Современные фокусирующие системы обеспечивают диаметр светящегося пятна на экране менее 0,1 мм.

Электронный прожектор с электростатической фокусирующей системой. На рис. 7-6, а показан электронный прожектор, образованный тремя электродами (*триодный прожектор*): модулятором, первым и вторым анодами. Электростатическая система фокусировки состоит из иммерсионного объектива (катод — модулятор — первый анод) и иммерсионной линзы (первый анод — второй анод). Эквипотенциальные линии поля двух линз системы показаны на рис. 7-6, б, а их оптический эквивалент — на рис. 7-6, в. Первая линза образована неоднородным полем между модулятором и первым анодом, а вторая — между первым и вторым анодами. Каждую из этих линз можно рассматривать как состоящую

из двух простейших линз: двояковыпуклой собирающей линзы, образованной эквипотенциальными поверхностями, обращенными выпуклостью к катоду, и двояковогнутой линзой, образованной эквипотенциальными поверхностями, обращенными в другую сторону. Конфигурация полей такова, что преломляющее действие собирающей линзы больше преломляющего действия рассеивающей линзы. Кроме того, скорости движения электронов вследствие возрастания потенциала в поле рассеивающей линзы больше, чем в поле собирающей, поэтому собирающее

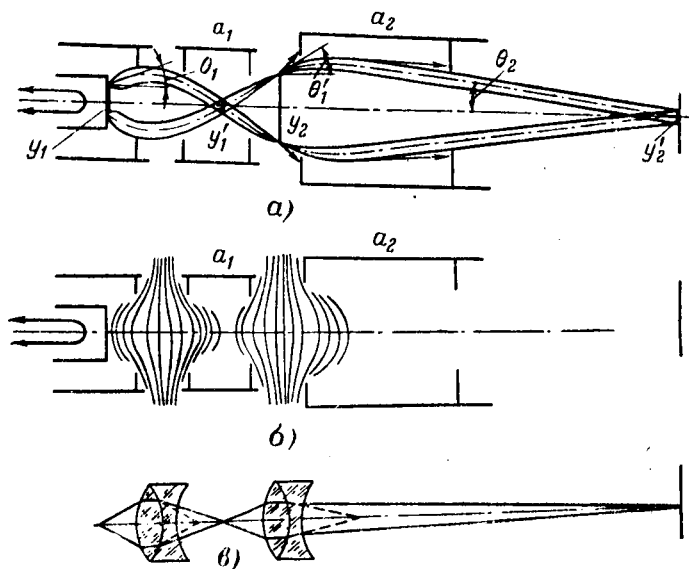


Рис. 7-8. Триодный прожектор.

а — траектории электронов; б — картина электрического поля;
в — оптический эквивалент электронных линз.

действие преобладает. Таким образом, каждая из двух сложных линз обладает суммарным собирательным действием и влияние рассеивающей части линзы приводит лишь к увеличению фокусного расстояния всей системы. Фокусное расстояние второй линзы с целью совмещения плоскости второго скрещения электронных траекторий с плоскостью экрана трубки можно регулировать, меняя преломляющую силу одной из линз системы. Этого можно достичь изменением напряжений на первом или втором аноде трубки. Обычно потенциал первого анода значительно ниже потенциала второго анода; в цепи последнего протекает большой ток, поэтому регулировка напряжения на втором аноде для фокусировки луча не используется.

Недостаток триодного прожектора заключается в неизбежном взаимном влиянии процессов регулировки тока (яркости) и фо-

кусировки луча. При изменении напряжения на первом аноде для фокусировки луча меняется также поле у поверхности катода и, следовательно, ток луча. В свою очередь при изменении напряжения на модуляторе с целью регулировки яркости нарушается фокусировка луча. Для устранения этого недостатка в современных электронно-лучевых трубках применяются электронные прожекторы более сложных конструкций.

В прожекторе, изображенном на рис. 7-7, а, между модулятором и первым анодом помещен ускоряющий электрод, имеющий потенциал второго анода. Таким образом, этот прожектор состоит

из иммерсионного объектива и одиночной линзы. В этом прожекторе не только значительно уменьшается взаимное влияние

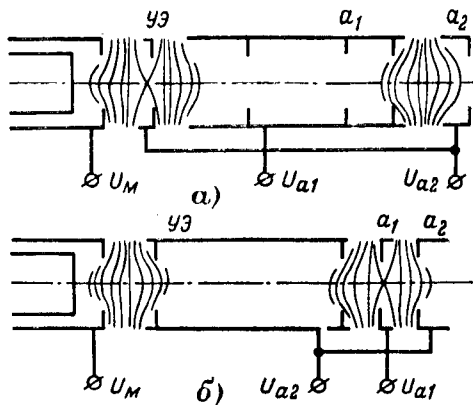


Рис. 7-7. Устройство электронных прожекторов.

а — с ускоряющим электродом; б — с нулевым током первого анода.

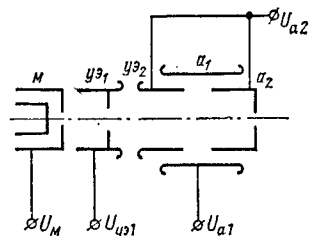


Рис. 7-8. Устройство тетрапольного прожектора.

регулировок тока (яркости) и фокусировки луча, но и улучшается фокусировка луча за счет уменьшения радиуса луча в плоскости скрещения электронных траекторий. На рис. 7-7, б изображен *электронный прожектор с нулевым током первого анода*. Здесь, как и в прожекторе на рис. 7-7, а, первый анод, служащий для регулировки фокусировки луча, отделен от модулятора ускоряющим электродом. Этот электрод имеет неизменный потенциал и является электрическим экраном между первой и второй линзами, устраняя влияние линз друг на друга. Важное преимущество рассматриваемого прожектора состоит в том, что на первый анод, выполненный в виде диафрагмы большого диаметра, электроны почти не попадают и ток в его цепи близок к нулю. Таким образом, при изменении потенциала первого анода не изменяется ток, потребляемый от выпрямителя, питающего все электроды трубки, и даже при использовании маломощного выпрямителя взаимное влияние потенциалов различных электродов отсутствует.

В этих прожекторах на первый анод подается обычно напряжение примерно в несколько сотен вольт, а на второй анод и

ускоряющий электрод — несколько киловольт. Снижение напряжения на первом аноде согласно (7-8) позволяет уменьшить диаметр светящегося пятна на экране.

Прожектор тетродного типа (рис. 7-8). Этот прожектор трехлинзовый: помимо иммерсионного объектива (катод — модулятор — первый ускоряющий электрод) он содержит слабую иммерсионную линзу (между двумя ускоряющими электродами) и главную проекционную (одиночную) линзу, образуемую полем между вторым ускоряющим электродом и вторым анодом.

Потенциал первого ускоряющего электрода сравнительно невысокий (несколько сотен вольт) и практически определяет напряжение запирающего. Этому способствует также обычно применяемая диафрагма в первом ускоряющем электроде, которая ослабляет влияние потенциалов последующих электродов на

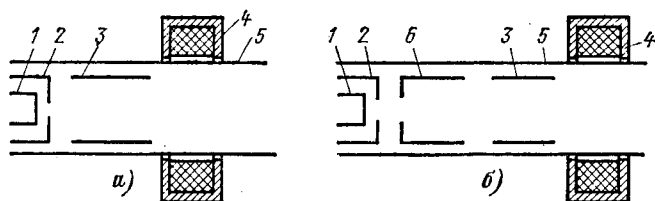


Рис. 7-9. Электронные прожекторы с магнитной линзой.

а — триодного типа; б — тетродного типа; 1 — катод; 2 — модулятор; 3 — анод; 4 — фокусирующая катушка; 5 — баллон; 6 — ускоряющий электрод.

поле около катода. Таким образом в тетродном прожекторе значительно снижается напряжение запирающего. Дополнительное преимущество тетродного прожектора состоит в возможности получения меньшей угловой расходимости пучка за плоскостью скрещения.

Выбор той или иной конструкции электронного прожектора, а также конструкции отдельных электродов определяется назначением электронно-лучевой трубки, требованиями к качеству фокусировки луча, яркости свечения, допустимыми искажениями и т. п.

Электронный прожектор с магнитной линзой. В электронно-лучевых трубках с магнитной фокусировкой луча в качестве второй линзы используется неоднородное магнитное поле короткой катушки, т. е. такой катушки, длина которой соизмерима с ее внутренним диаметром. Устройство прожекторов с магнитной линзой показано на рис. 7-9.

Иммерсионный объектив образуется, как и в прожекторе с электростатической системой, электрическим полем системы электродов: катод — модулятор — анод в триодном прожекторе или катод — модулятор — ускоряющий электрод в тетродном прожекторе. В последнем имеется также слабая иммерсионная лин-

за, создаваемая полем между ускоряющим электродом и анодом. Главная просционная линза в обоих случаях — магнитная.

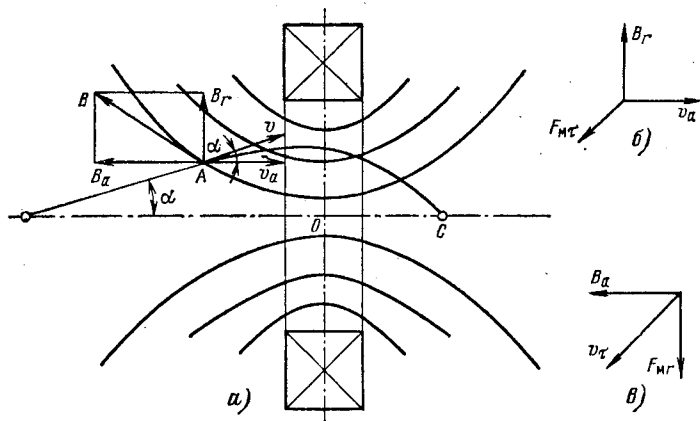


Рис. 7-10. Магнитная линза, образованная полем короткой катушки.

Траектории электронов в электростатических линзах такие же, как и в прожекторе с электростатической фокусировкой (рис. 7-6, а). Скрещивание траекторий электронов служит объек-

том для магнитной линзы, образованной неоднородным магнитным полем короткой катушки, надеваемой на горловину трубки.

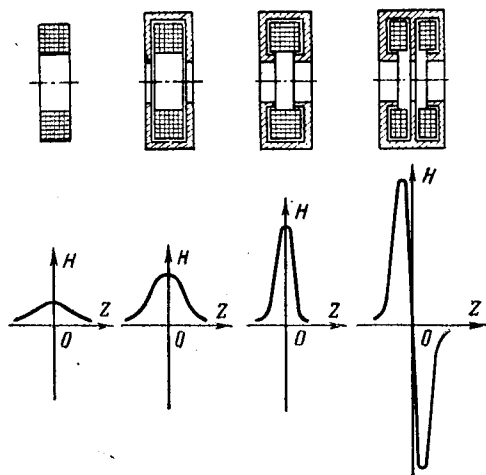


Рис. 7-11. Различные типы магнитных фокусирующих катушек и их поля.

Принцип фокусировки луча неоднородным магнитным полем короткой катушки иллюстрируется рис. 7-10. В общем случае вектор скорости электрона направлен под углом α к оси катушки. Разложим вектор B индукции магнитного поля в точке A на радиальную B_r и аксиальную B_a составляющие. Поскольку угол α мал, $\cos \alpha \approx 1$, можно считать, что $v_a \approx v \cos \alpha \approx v$. На

электрон действует сила $F_{\text{мт}}$ (рис. 7-10, б), перпендикулярная плоскости чертежа и вызывающая вращательное движение электрона вокруг оси катушки. Под действием этой силы появляется

тангенциальная составляющая скорости электрона v_τ (рис. 7-10, в), которая совместно с B_a образует силу $F_{\text{мт}}$, прижимающую электрон к оси. Таким образом, в неоднородном магнитном поле электрон движется по спирали с уменьшающимся радиусом и в некоторой точке C его траектория соприкасается с осью катушки. Регулируя ток в фокусирующей катушке и меняя таким образом индукцию магнитного поля, можно добиться пересечения траекторий электронов с осью трубки в плоскости экрана, т. е. обеспечить фокусировку электронов.

Для увеличения фокусирующего действия магнитной линзы, а также для концентрации магнитного поля в ограниченном пространстве фокусирующие катушки заключаются в магнитные экраны. Такие катушки называются *панцирными*. Различные конструкции экранов показаны на рис. 7-11, где, кроме того, приведены кривые распределения напряженности магнитного поля вдоль оси трубки.

Магнитные фокусирующие системы отличаются лучшими фокусирующими свойствами и меньшими искажениями изображения. Недостаток этих систем заключается в необходимости мощных источников питания фокусирующих катушек, так как создание магнитного поля требуемого значения возможно лишь при больших токах. Магнитные системы находят весьма широкое применение в радиолокационных трубках.

7.4. ОТКЛОНЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ

Электростатическая отклоняющая система. Простейшая электростатическая отклоняющая система состоит из двух пар плоских параллельных пластин, расположенных друг за другом (рис. 7-12, а). Одна пара пластин служит для отклонения электронного луча в горизонтальной плоскости, другая пара отклоняет луч по вертикали. Если пренебречь краевым эффектом, то можно считать, что между пластинами существует однородное электрическое поле напряженностью $\mathcal{E} = U_{\text{пл}}/d$.

Рассмотрим движение электрона под действием поля $\mathcal{E}$. Скорость электрона, приближающегося к отклоняющим пластинам, определяется напряжением на втором аноде:

$$v_0 = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{a2}}. \quad (7-9)$$

В начале пластин скорость электрона вдоль оси z равна нулю. Между пластинами на него действует сила $F = e\mathcal{E}$, под действием которой он движется равноускоренно вдоль оси z . Следовательно, уравнения его движения между пластинами имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} x &= v_0 t; \\ z &= \frac{e\mathcal{E}}{2m} t^2. \end{aligned} \right\} \quad (7-10)$$

Определяя из первого уравнения время $t = x/v_0$ и подставляя его во второе уравнение, получаем:

$$z = \frac{e\mathcal{E}}{2mv_0^2} x^2. \quad (7-11)$$

Электрон, двигаясь между пластинами по параболе, к моменту выхода из пластин отклоняется от оси на некоторую величину z_1

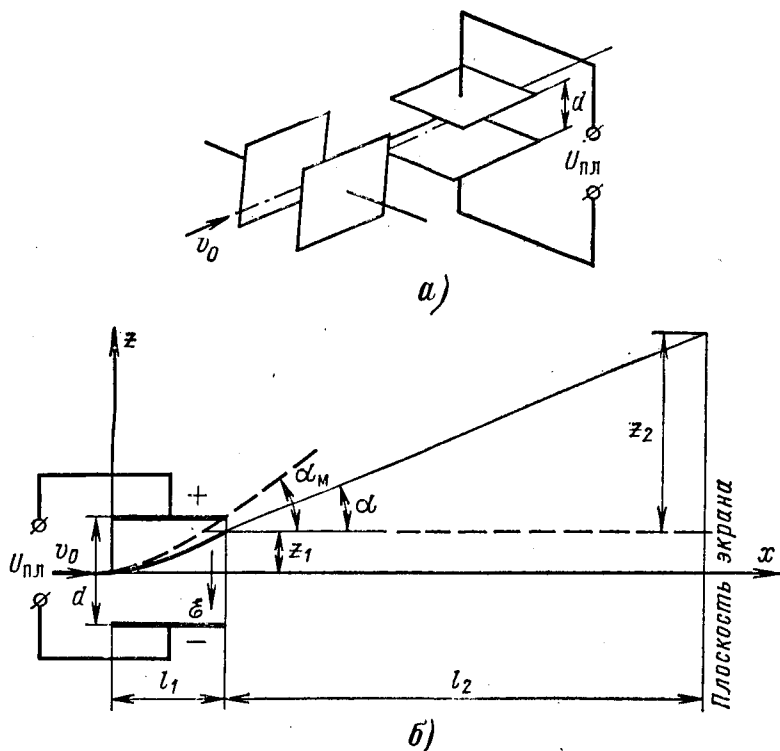


Рис. 7-12. Система отклоняющих пластин (а) и траектория движения электронов (б).

и далее движется к экрану по касательной к его криволинейной траектории. Отклонение электрона за время движения от пластин до экрана равно z_2 . Суммарное отклонение электрона от оси трубки равно: $z = z_1 + z_2$. Величина z_1 легко определяется из уравнения параболической траектории электрона (7-11):

$$z_1 = \frac{e\mathcal{E}}{2mv_0^2} l_1^2. \quad (7-12)$$

Подставляя сюда соотношение (7-9), а также выражение $\mathcal{E} = U_{пл}/d$, получаем:

$$z_1 = \frac{U_{пл} l_1^2}{4dU_{a2}}. \quad (7-13)$$

Отклонение z_2 равно: $z_2 = l_2 \operatorname{tg} \alpha$. Но $\operatorname{tg} \alpha = dz/dx$ характеризует наклон касательной к траектории электрона в точке его выхода из пластин:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dz}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{e\mathcal{E}}{2mv_0^2} x^2 \right) = \frac{e\mathcal{E}}{mv_0^2} x. \quad (7-14)$$

Подставляя сюда выражения для $\mathcal{E}$ и v_0 , получаем:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{U_{\text{пл}}}{2dU_{\text{a2}}} l_1. \quad (7-15)$$

Таким образом,

$$z_2 = \frac{U_{\text{пл}} l_1 l_2}{2dU_{\text{a2}}}. \quad (7-16)$$

Полное отклонение электрона от оси трубки равно:

$$z = z_1 + z_2 = \frac{U_{\text{пл}} l_1}{2dU_{\text{a2}}} \left(\frac{l_1}{2} + l_2 \right). \quad (7-17)$$

Сумма в скобках — это расстояние L от середины пластин до экрана. Таким образом,

$$z = \frac{U_{\text{пл}} l_1 L}{2dU_{\text{a2}}}. \quad (7-18)$$

Чувствительность к отклонению. Выражение (7-18) показывает, что отклонение луча прямо пропорционально разности потенциалов на отклоняющих пластинах. Коэффициент пропорциональности характеризует отклонение луча при разности потенциалов в 1 В и называется *чувствительностью к отклонению*:

$$\varepsilon_{\text{э}} = \frac{l_1 L}{2dU_{\text{a2}}}. \quad (7-19)$$

Значение $\varepsilon_{\text{э}}$ зависит от размеров отклоняющих пластин, обратно пропорционально квадрату скорости электрона и прямо пропорционально расстоянию от пластин до экрана. Чувствительность трубки к отклонению в горизонтальной и вертикальной плоскостях, как правило, различна вследствие разных расстояний вертикальных и горизонтальных пластин до экрана.

В начале нашего рассмотрения мы пренебрегли краевым эффектом и считали, что поле между пластинами однородно. В действительности у концов пластин поле искривлено и электрон подвергается его воздействию еще на некотором расстоянии от пластин. Вследствие этого практически чувствительность повышается примерно на 15% по сравнению с расчетной.

Кроме чувствительности к отклонению, являющейся одним из важнейших параметров электронно-лучевой трубки, отклоняющая система характеризуется максимальным углом отклонения луча $\alpha_{\text{м}}$.

Как видно из рис. 7-12, б, величина α_m ограничивается в случае параллельных отклоняющих пластин длиной пластин и расстоянием между ними. Для увеличения α_m в электронно-лучевых трубках применяются косо расставленные, изломанные и изогнутые пластины (рис. 7-13). Наибольшее значение α_m получается в случае применения изогнутых пластин, при которых траектория электронов луча эквидистантна поверхности отклоняющей пластины.

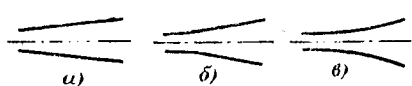


Рис. 7-13. Различные формы отклоняющих пластин.

а — косо расставленные; б — изломанные; в — изогнутые.

При использовании пластин, показанных на рис. 7-13, повышается также чувствительность к отклонению. Если принять чувствительность трубки с изогнутыми пластинами за единицу, то при прочих равных условиях для изломанных, косо расставленных и плоскопараллельных пластин значения чувствительности соответственно будут 0,95; 0,84 и 0,51.

Магнитная отклоняющая система обычно содержит две пары катушек, надеваемых на горловину трубки и образующих маг-

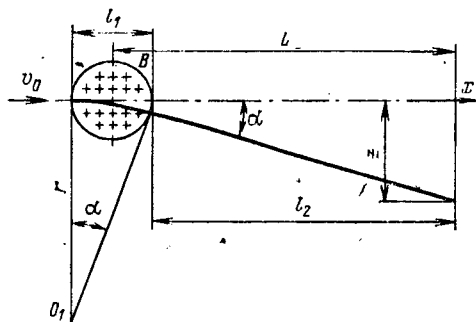


Рис. 7-14. Траектория движения электронов в магнитной отклоняющей системе.

нитные поля во взаимно перпендикулярных направлениях. Рассмотрим отклонение электрона магнитным полем одной пары катушек, считая, что поле ограничено диаметром катушки и в этом пространстве однородно. На рис. 7-14 силовые линии магнитного поля изображены уходящими от зрителя перпендикулярно плоскости чертежа. Как известно из курса физики, электрон с начальной скоростью v_0 движется в магнитном поле, вектор индукции B которого нормален к вектору скорости v_0 , по окружности с радиусом

$$r = \frac{mv_0}{eB}. \quad (7-20)$$

По выходе из магнитного поля электрон продолжает движение по касательной к его криволинейной траектории в точке выхода из поля. Он отклонится от оси трубки на некоторую величину $z = L \operatorname{tg} \alpha$. При малых углах $\alpha \approx \operatorname{tg} \alpha; z \approx L\alpha$.

Величина центрального угла $\alpha = s/r \approx l_1/r$, где s — кривая, по которой движется электрон в поле B . Подставляя сюда значение r , получаем:

$$\alpha = \frac{eB}{mv_0} l_1. \quad (7-21)$$

Таким образом, отклонение электрона равно:

$$z = \frac{eB}{mv_0} Ll_1. \quad (7-22)$$

Выражая скорость v_0 электрона через напряжение на аноде, получаем:

$$z = \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{Ll_1}{\sqrt{U_a}} B. \quad (7-23)$$

Учитывая, что индукция магнитного поля пропорциональна числу ампер-витков wI , можно записать:

$$z = \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{Ll_1}{\sqrt{U_a}} kwI. \quad (7-24)$$

Чувствительность к отклонению для магнитной системы. Коэффициент пропорциональности между отклонением луча и индук-

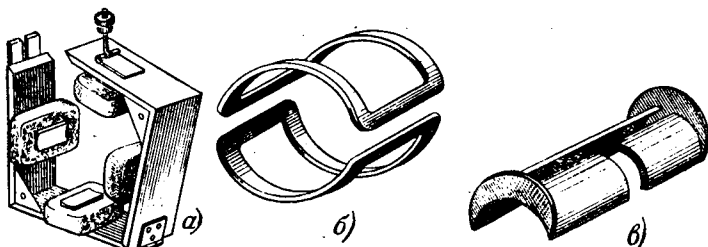


Рис. 7-15. Конструкция отклоняющих катушек.

a — со стальными сердечниками; b и c — без сердечников.

цией магнитного поля называется *чувствительностью трубки к отклонению магнитным полем*:

$$\epsilon_M = \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{Ll_1}{\sqrt{U_a}}. \quad (7-25)$$

Чувствительность трубки, а главное, постоянство чувствительности для любых углов отклонения луча существенным образом зависят от конструкции отклоняющих катушек.

Конструкция отклоняющих катушек. Отклоняющие катушки с ферромагнитными сердечниками (рис. 7-15, a) позволяют увеличить плотность потока магнитных силовых линий в необходимом пространстве. Катушки с ферромагнитными сердечниками применяются только при низкочастотных отклоняющих сигналах, так как с увеличением частоты отклоняющего напряжения воз-

растают потери в сердечнике. В телевизионных и радиолокационных электронно-лучевых трубках обычно применяются отклоняющие катушки без сердечника. Примеры конструкции таких катушек показаны на рис. 7-15, б и в. Стремясь получить более однородное магнитное поле, края катушки отгибают, а саму катушку изгибают по форме горловины трубки. Витки в катушке распределяют неравномерно: число витков на краях обычно в 2—3 раза больше, чем в середине. Для уменьшения поля рассеяния катушки без сердечника обычно заключаются в стальной экран.

Достоинства и недостатки электростатической и магнитной систем отклонения. Из выражения (7-23) видно, что отклонение луча магнитным полем в меньшей степени зависит от скорости электрона, чем для электростатической системы отклонения (7-18). Поэтому магнитная отклоняющая система находит применение в трубках с высоким анодным потенциалом, необходимым для получения большой яркости свечения экрана.

К недостаткам магнитных отклоняющих систем следует отнести невозможность их использования при отклоняющих напряжениях с частотой более 10—20 кГц, в то время как обычные трубки с электростатическим отклонением имеют верхний частотный предел порядка десятков мегагерц и больше. Кроме того, потребление магнитными отклоняющими катушками значительного тока требует применения мощных источников питания.

Достоинством магнитной отклоняющей системы является ее внешнее относительно электронно-лучевой трубки расположение, что позволяет применять вращающиеся вокруг оси трубки отклоняющие системы.

7-5. ЭКРАНЫ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ ТРУБОК

Пройдя отклоняющую систему, электроны попадают на *экран* электронно-лучевой трубки — тонкий слой *люминофора*, нанесенного на внутреннюю поверхность торцевой части баллона трубки путем осаждения из раствора или же распылением.

Люминофоры — это вещества, способные интенсивно светиться в результате бомбардировки их электронами.

В качестве люминофоров используются разнообразные материалы: окиси и сульфиды цинка, кремния, кадмия, магния и др. Эти вещества легируются серебром, марганцем, хромом или другими элементами, образующими в запрещенной зоне основного вещества локальные энергетические уровни — центры рекомбинации. Поглощая энергию электронов, проникающих в тело люминофора, электроны вещества с примесных уровней и из валентной зоны переходят в зону проводимости. В этом состоянии с повышенной энергией свободные электроны находятся короткое время. Рассеивая свою энергию при взаимодействиях с кристаллической решеткой, они постепенно воз-

вращаются на локальные уровни примесей и в валентную зону. В определенных условиях такие переходы сопровождаются излучением квантов света-фотонов. Это явление называется *катодолуминесценцией*. Более подробно физические процессы поглощения и испускания света полупроводниками рассматриваются в гл. 14.

К люминофорам электронно-лучевых трубок предъявляются специальные требования. Они должны обладать высокой световой отдачей, т. е. эффективно преобразовывать кинетическую энергию электронов в световое излучение. Люминофоры также должны хорошо обезгаживаться, быть температуростойкими и иметь достаточный срок службы. Важен также цвет светового излучения и длительность послесвечения, т. е. время свечения люминофора по окончании возбуждения.

Потенциал экрана. При бомбардировке экрана электронами наблюдаются явления, характерные для вторичной эмиссии (§ 1-3). С поверхности экрана возникает поток вторичных электронов. Эти электроны необходимо удалить из пространства вблизи поверхности экрана. В противном случае вторичные электроны будут возвращаться на экран, образуя на его поверхности отрицательный объемный заряд и сообщая экрану отрицательный потенциал. В результате скорость первичных электронов у поверхности экрана снизится и свечение прекратится. Для отвода вторичных электронов вблизи экрана формируется электрическое поле, для чего стенки баллона трубки вблизи экрана покрываются токопроводящим слоем, который внутри баллона соединяется со вторым анодом. Вторичные электроны с экрана могут уходить на этот слой.

От величины коэффициента вторичной эмиссии зависит потенциал экрана. Как видно из кривой зависимости коэффициента вторичной эмиссии от ускоряющего напряжения (рис. 7-16), при небольших значениях ускоряющего потенциала (участок OA) $\sigma < 1$. На поверхности экрана скапливаются электроны, и его потенциал при любых ускоряющих напряжениях в интервале $0 - U'_{a2}$ стремится к потенциалу катода, принятому за нуль, и свечение прекращается. Этот потенциал называют *первым критическим потенциалом*.

При дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения (участок AB) коэффициент вторичной эмиссии больше единицы и экран начинает заряжаться положительно относительно второго анода. Но значительного превышения потенциала экрана над потенциалом анода не наблюдается, так как часть

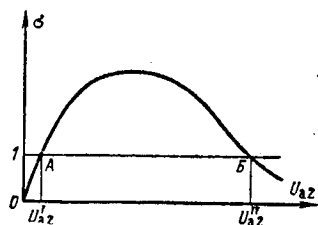


Рис. 7-16. Кривая изменения коэффициента вторичной эмиссии с экрана трубки в зависимости от напряжения на втором аноде.

вторичных электронов возвращается на положительно заряженный экран и поднимает его потенциал. Устанавливается некоторое динамическое равновесие при потенциале экрана, примерно равном потенциалу анода, когда число уходящих с экрана вторичных электронов равно числу первичных электронов луча.

При $U_{a2} > U'_{a2}$ коэффициент вторичной эмиссии меньше единицы и, следовательно, число уходящих с экрана электронов меньше числа первичных электронов. Накопление отрицательного заряда снижает потенциал экрана до значения U'_{a2} , при котором $\sigma = 1$. Таким образом, потенциал U'_{a2} соответствует динамическому равновесию, когда число уходящих с экрана электронов равно числу первичных электронов. Потенциал U'_{a2} называют *вторым критическим* или *предельным потенциалом* экрана.

Яркость свечения B люминофора подчиняется закону Ленарда

$$B = Aj (U - U_0)^n. \quad (7-26)$$

и зависит от плотности электронного луча j , разности потенциалов U между катодом и экраном и некоторого наименьшего потенциала U_0 , при котором начинается люминесценция экрана. Коэффициент A и показатель степени n , изменяющийся в пределах от 1 до 3, зависят от свойств люминофора. Значение U_0 для различных люминофоров колеблется от 10 до нескольких сотен вольт.

Светоотдача. Как уже отмечалось, свечение экрана обусловлено поглощением атомами люминофора энергии первичных электронов. Однако далеко не вся кинетическая энергия первичных электронов превращается в энергию видимого излучения. Значительная ее часть затрачивается на нагревание экрана, вторичную эмиссию электронов и излучение в невидимой части спектра. Коэффициент полезного действия люминофора, равный отношению энергии излучения в видимой части спектра к мощности, затраченной на возбуждение, называют *светоотдачей* люминофора. Энергию видимого излучения обычно определяют по величине светового потока или силе света, а светоотдачу измеряют в канделах на ватт. Для люминофоров электронно-лучевых трубок светоотдача колеблется от 0,1 до 10 кд/Вт. Она возрастает с увеличением кинетической энергии электронов, и поэтому для сравнения различных люминофоров светоотдачу измеряют при определенном значении ускоряющего напряжения.

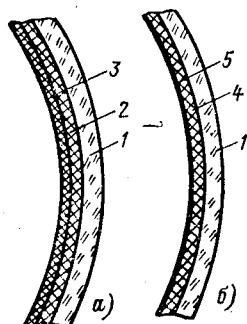
Практика показывает, что при длительной бомбардировке экрана интенсивным потоком электронов уменьшается его светоотдача. В некоторых пределах этот процесс обратим, поскольку через определенное время после прекращения бомбардировки экрана он может полностью восстановить свои первоначальные свойства. Это явление называется *«утомлением»* экрана. Если

время интенсивной бомбардировки было очень длительным, то процесс снижения светоотдачи может оказаться необратимым и произойдет «выгорание» экрана, т. е. его разрушение.

Длительность послесвечения. Кинетическая энергия возбуждающих экран электронов превращается в энергию видимого излучения не мгновенно, а в течение достаточно малого, но конечного интервала времени, измеряемого долями микросекунд. Уменьшение яркости свечения люминофора по окончании возбуждения происходит по экспоненциальному закону, причем, показатель степени экспоненты зависит от физико-химических свойств люминофора. Время, в течение которого яркость свечения уменьшается до 1% максимального значения, называется *временем послесвечения экрана*. Все экраны разделяются на экраны с *очень коротким* (менее 10^{-5} с), *коротким* ($10^{-5} - 10^{-2}$ с), *средним*

Рис. 7-17. Сложные экраны.

а — с двойным слоем люминофора (с длительным послесвечением); б — с алюминиевой подложкой; 1 — стекло; 2 — люминофор с длительным послесвечением желтого света; 3 — люминофор с коротким послесвечением синего цвета; 4 — люминофор; 5 — алюминий.



($10^{-2} - 10^{-1}$ с), *длительным* ($10^{-1} - 16$ с) и *очень длительным* (более 16 с) *послесвечением*. Трубки с коротким и очень коротким послесвечением широко применяются при осциллографировании, а со средним послесвечением — в телевидении. В радиолокационных индикаторах обычно используются трубки с длительным послесвечением.

Сложные экраны. Для получения длительного послесвечения применяются *двухслойные экраны* (рис. 7-17, а). На стекло трубки наносится вначале слой люминофора с желтым цветом свечения и длительным послесвечением, который сверху покрывается слоем люминофора с коротким послесвечением синего цвета. Бомбардируя экран, электроны возбуждают атомы первого слоя люминофора и вызывают свечение синего цвета. Свечение первого слоя люминофора возбуждает свечение во втором слое. Длительность послесвечения второго слоя люминофора при таком световом возбуждении зависит в частности от толщины первого слоя и, как правило, значительно больше, чем при возбуждении непосредственно электронами луча.

Широкое распространение получили *алюминированные экраны*. В экранах такого типа на слой люминофора наносится тонкая

(примерно 1 мкм) пленка алюминия (рис. 7-17, б), которая обычно соединяется со вторым анодом. Вследствие этого потенциал экрана всегда равен потенциалу U_{a2} и не зависит от коэффициента вторично-электронной эмиссии. Наиболее целесообразно применение алюминированных экранов в высоковольтных трубках, так как с увеличением ускоряющего потенциала, а следовательно, и потенциала экрана увеличивается его светотдача и уменьшается поглощение электронов луча в пленке алюминия. Алюминиевая пленка, кроме того, способствует повышению светотдачи из-за отражения светового потока от пленки в сторону наблюда-

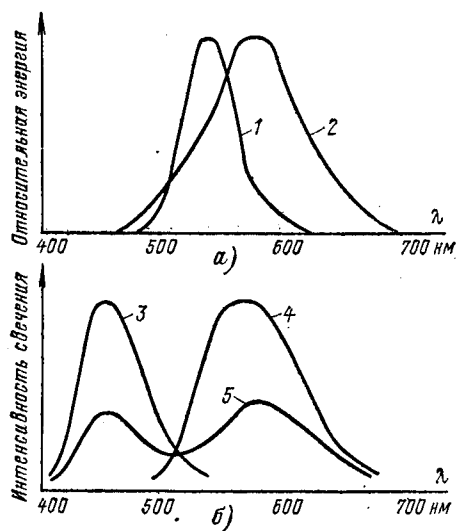


Рис. 7-18. Спектральные характеристики экрана с зеленым свечением (а) и экрана с белым свечением (б).

1 — спектральная характеристика виллемита; 2 — кривая чувствительности глаза; 3 — спектральная характеристика синего компонента; 4 — спектральная характеристика желтого компонента; 5 — характеристика экрана с белым свечением.

теля, а также возрастанию контрастности изображения вследствие уменьшения засветки экрана рассеянным от стенок баллона светом и непосредственной засветки одних участков экрана другими. Очень важное значение имеет цвет свечения люминофора. В осциллографической технике при визуальном наблюдении экрана используются электронно-лучевые трубки с зеленым свечением, наименее утомительным для глаза. Таким цветом свечения обладает ортосиликат цинка, активированный марганцем (виллемит). Спектральная характеристика виллемита и кривая восприятия различных частот излучения глазом показаны на рис. 7-18, а. Для фотографирования предпочтительны экраны с синим цветом свечения, свойственным вольфрамату кальция. В приемных телевизионных трубках с черно-белым изображением стараются получить белый цвет, для чего применяются люминофоры из двух компонентов: синего и желтого. Спектральные характеристики телевизионного экрана и его компонентов представлены на рис. 7-18, б.

7-6. ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ ТРУБОК РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Электронно-лучевые трубки широко применяются для визуального наблюдения электрических сигналов (осциллографирование, радиолокация), передачи и приема изображений по телевидению, записи и хранения электрических сигналов в запоминающих устройствах и т. д. Параметры и конструкция таких приборов различаются в зависимости от области применения.

Осциллографические трубки предназначены для получения изображения электрических процессов, меняющихся во времени. Для этой цели обычно используются трубки с электростатическим отклонением луча. Электростатическая отклоняющая система не потребляет мощности от источника исследуемого сигнала, что очень важно в случае маломощных источников наблюдаемых сигналов и позволяет использовать отклоняющие напряжения с более высокой частотой.

Для получения на экране трубки картины электрического процесса в координатах «напряжение — время» к горизонтально-отклоняющим пластинам, обычно ближним к экрану и обладающим меньшей чувствительностью, подводится линейно меняющееся со временем (пилообразное) напряжение, называемое *напряжением развертки* u_p (рис. 7-19, а).

Электронный луч при $u_p = 0$ находится в левой стороне экрана. Под действием пилообразного напряжения развертки луч прочерчивает на экране горизонтальную линию, пробегая за равные отрезки времени равные расстояния. В течение времени $t_{0,x}$ луч быстро возвращается в исходное положение (обратный ход). Если к вертикально-отклоняющим пластинам подвести напряжение исследуемого сигнала, например импульсного (рис. 7-19, б), то на экране луч вычертит линию, описывающую форму исследуемого процесса, так как одновременно с линейным движением по горизонтали он будет отклоняться по вертикали напряжением сигнала. Такое изображение называют *линейной разверткой* сигнала. Обычно скорость изменения пилообразного напряжения и, следовательно, скорость движения луча по экрану можно изменять. При этом будет меняться и временной масштаб развертки.

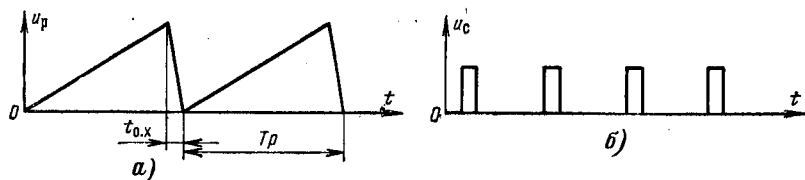


Рис. 7-19. Напряжения на пластинах электронно-лучевой трубки в осциллографе.

а — напряжение линейной горизонтальной развертки; б — исследуемый сигнал.

При фотографировании изображений важно получить наибольшую яркость свечения, особенно при быстрых развертках. Так как увеличивать скорость электронов повышением напряжения на втором аноде невыгодно (при этом снижается чувствительность трубки), то применяются трубки с послеускорением луча. Они имеют дополнительные ускоряющие аноды в виде токопроводящих колец на широкой части баллона трубки с возрастающими потенциалами (рис. 7-20).

Иногда, например для определения фазовых или временных сдвигов, требуется одновременное наблюдение двух сигналов. Это позволяют сделать *двухлучевые трубки* — трубки с двумя прожекторами, смонтированными под таким углом, чтобы их оси пересекались в центре экрана. При таком расположении можно совмещать две линии развертки или располагать их друг

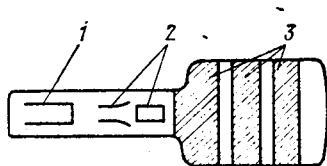


Рис. 7-20. Электронно-лучевая трубка с послеускорением луча.

1 — электронный прожектор; 2 — отклоняющие пластины; 3 — кольцевые ускоряющие аноды.

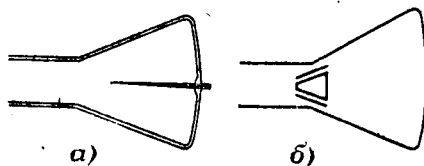


Рис. 7-21. Электронно-лучевые трубки с радиальным отклонением луча.

а — со стержневым электродом; б — с конусообразными электродами.

над другим, изменяя постоянное напряжение на одной из пар вертикально-отклоняющих пластин.

Радиолокационные трубки. Несколько иные требования предъявляются к радиолокационным трубкам. Здесь нужно получить на экране изображение импульса радиосигнала, отраженного от облучаемого объекта таким образом, чтобы координаты изображения импульса на экране могли быть пересчитаны в координаты объекта в пространстве. Фокусировка луча должна быть хорошей и обеспечивать необходимую точность определения координат. В радиолокации обычно применяются трубки с магнитным управлением луча и длительным послесвечением экрана. Изображение сигнала на экране получают в полярных координатах. Для этой цели используется магнитная отклоняющая система, состоящая из пары катушек. К катушкам подводится ток пилообразной формы, создающий линейно меняющееся во времени магнитное поле, которое отклоняет луч по радиусу от центра экрана к периферии. С помощью специального устройства отклоняющая система, надетая на горловину трубки, медленно вращается, и луч прочерчивает на экране радиальные линии, медленно смещаемые по азимуту. Вращение катушки происходит синхронно с вращением остро-

направленной антенны, принимающей отраженный от объекта радиосигнал.

В нормальном положении трубка заперта отрицательным напряжением модулятора. В момент прихода радиоимпульса вырабатывается импульс, который подводится к модулятору и отпирает трубку: на экране появляется светящееся пятно, удаление которого от центра экрана пропорционально расстоянию до объекта, а угол поворота радиус-вектора, соединяющего центр экрана с пятном, соответствует азимуту объекта.

В радиолокации применяются также трубки с радиальным отклонением луча. В одном из вариантов конструкции такой трубки в центр экрана впаивается стержневой электрод (рис. 7-21, а). Развертка луча — круговая, для получения которой на две пары отклоняющих пластин подаются синусоидальные напряжения, сдвинутые по фазе на 90° . В момент появления сигнала на центральном электроде луч, описывающий окружность по периферии экрана, отклоняется к центру. Радиальное отклонение луча может быть получено также с помощью двух конусообразных электродов (7-21, б).

Для индикации радиолокационных сигналов используются в ряде случаев электронно-лучевые *трубки с записью темной трассой — скиатроны*. Отличие скиатрона от обычной трубки заключается в применении специального люминофора на основе хлористого калия. Обычно прозрачный кристалл хлористого калия в местах, бомбардируемых быстрыми электронами, темнеет. Таким образом, след перемещающегося по экрану электронного луча представляет собой темную фиолетовую линию. Этот след после выключения луча сохраняется на экране в течение нескольких дней и более. Обесцветить такой экран можно путем его прогрева, за счет тепла, выделяемого током, протекающим по полупрозрачной пленке, покрывающей люминофор. Изображение с экрана скиатрона можно спроектировать на большой экран, осветив его потоком света и используя оптическую проекционную систему.

В последние годы в радиолокационных индикаторах нашли применение *электронно-лучевые трубки со знаковой индикацией*. Устройство такой трубки (*характерна*) показано на рис. 7-22. Сфокусированный электронный луч диаметром около 1 мм, выйдя из электронного проектора и пройдя первую (выбирающую) отклоняющую систему, попадает на матрицу — пластину с отверстиями различной формы в виде букв, цифр, условных обозначений и т. п. На пластине расположено несколько сотен таких отверстий различной конфигурации размером около 0,5 мм каждое. Подавая различные напряжения на обе пары отклоняющих пластин, можно направить электронный луч через одно из нужных отверстий, пройдя через которое, электронный луч в поперечном сечении принимает форму этого отверстия. Далее луч снова фокусируется, с помощью компенсирующей отклоняющей системы откло-

няется к оси и под воздействием магнитного поля адресной отклоняющей системы направляется на нужный участок экрана. На экране появляется знак — пятно, воспроизводящее форму отверстия матрицы, через которую прошел луч. Таким образом, с помощью первой отклоняющей системы можно воспроизвести на экране любой знак из имеющихся на матрице, а с помощью адресной отклоняющей системы воспроизвести его на любом участке экрана. Недостаток этой трубки со знаковой индикацией заключается в невозможности сменить матрицу. В трубках другого типа — *комполитронах* — этот недостаток устранен: матрица накладывается снаружи баллона трубки на ее уширенную плоскую торцовую часть, противоположную экрану (рис. 7-23). На внутреннюю поверхность наносят полупрозрачный фотокатод. При освещении фотокатода через

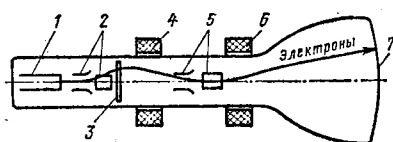


Рис. 7-22. Устройство характерной трубки со знаковой индикацией.

1 — электронный прожектор; 2 — выбирающая отклоняющая система; 3 — матрица; 4 — фокусирующая катушка; 5 — компенсирующая отклоняющая система; 6 — адресная отклоняющая система; 7 — экран.

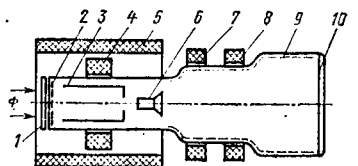


Рис. 7-23. Устройство комполитрона.

1 — матрица; 2 — фотокатод; 3 — анод; 4 — выбирающая система; 5 — фокусирующая катушка; 6 — фокусирующий электрод; 7 — магнитная линза; 8 — адресная отклоняющая система; 9 — токопроводящий слой; 10 — экран.

матрицу с освещенных участков возникает интенсивная фотоэмиссия. Таким образом, формируется электронный поток, сечение которого соответствует освещенной площади фотокатода. В этом сечении плотность электронного потока соответствует узору отверстий на матрице. С помощью магнитной отклоняющей системы этот луч может смещаться в двух взаимно перпендикулярных направлениях. В зависимости от направления и величины смещения через диафрагму в аноде проходит лишь часть электронного потока, и таким образом за анодом формируется узкий электронный луч, закон изменения плотности тока в поперечном сечении которого соответствует одному из отверстий матриц. Далее этот луч фокусируется и с помощью адресной отклоняющей системы направляется в нужную часть экрана.

Приемные телевизионные трубки-кинескопы предназначены для получения на экране телевизионного изображения. Их назначение и определяет основные требования к трубкам этого типа. Размеры изображения, а следовательно, и экрана должны обеспечить наилучшее наблюдение изображения. Для человека наиболее удобный угол зрения составляет около 15° . При расстояниях от наблюдателя до экрана в несколько метров оптимальные размеры

наблюдаемого объекта лежат в пределах 0,5—0,8 м. Современные кинескопы с экранами, диагональ которых равна 50—70 см, обеспечивают это требование.

Изображение должно быть достаточно ярким и контрастным. Эти требования в кинескопах выполняются использованием достаточно мощного электронного луча (несколько ватт), люминофоров с высокой светоотдачей (2—5 кд/Вт), а также электронного прожектора с крутой модуляционной характеристикой.

Немаловажную роль играет четкость изображения — телевизионного кадра, содержащего 625 строк. При размерах экрана порядка 0,5 м такое число строк обеспечивает необходимый угол

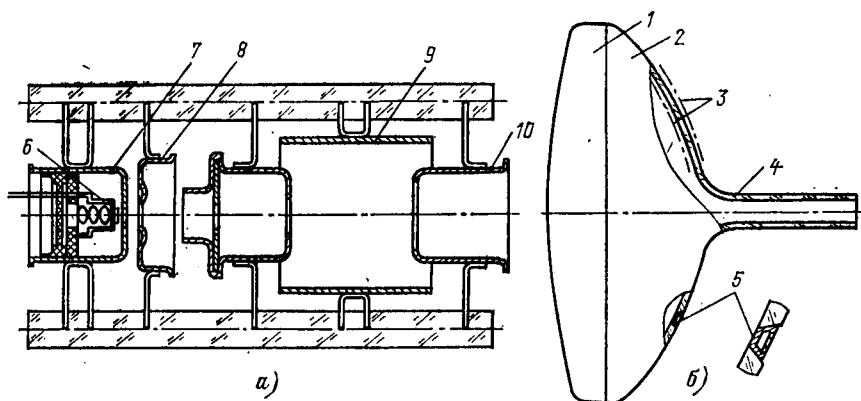


Рис. 7-24. Устройство кинескопа.

а — электронный прожектор; б — баллон; 1 — дно баллона; 2 — конус баллона; 3 — токопроводящий слой; 4 — горловина; 5 — вывод второго анода; 6 — катод; 7 — модулятор; 8 — ускоряющий электрод; 9 — первый анод; 10 — второй анод.

разрешения (различения двух расположенных рядом объектов) около $1,5^\circ$. При этом толщина светящейся линии, прочерчиваемой лучом при его движении по строке (диаметр пятна) не должна быть более 0,3—0,5 мм. Для обеспечения необходимой степени фокусировки луча и удовлетворительных условий модуляции его по плотности в современных кинескопах используют тетродные прожекторы (рис. 7-24, а) с электростатической системой фокусировки, образуемой из иммерсионного объектива, иммерсионной и одиночной линз.

С целью получения наибольших углов отклонения луча, достигающих $90\text{--}110^\circ$, в кинескопах применяют магнитную отклоняющую систему. Большие углы отклонения позволяют сократить длину кинескопа, что весьма важно с точки зрения конструктивного оформления телевизионного приемника. Типичная форма баллона кинескопа показана на рис. 7-24, б.

Экраны кинескопов покрываются люминофорами, обеспечивающими белый цвет свечения со спектральной характеристикой, показанной на рис. 7-18, б. Как правило, экраны кинескопов алюминированные.

В системах цветного телевидения применяют кинескопы особой конструкции. Поскольку их устройство тесным образом связано с принципами построения цветных телевизионных систем вообще, рассмотрение этих приборов выходит за рамки настоящей книги. Цветные кинескопы, как и различные передающие телевизионные трубки, изучаются в специальном курсе «Основы телевидения».

Запоминающие трубки (*потенциалоскопы, графконы и др.*) предназначены для записи электрических сигналов, хранения этой записи и считывания (воспроизведения) записанных сигналов в заданный момент времени.

Принцип действия этих приборов основан на использовании зависимости потенциала диэлектрика от энергии бомбардирующих его электронов. В § 7-5 было показано, что потенциал экрана электронно-лучевой трубки характеризуется двумя равновесными значениями: $U_a = 0$ при $U_{a2} \leq U'_{a2}$ и $U_a = U''_{a2}$ при $U_{a2} > U'_{a2}$ (рис. 7-16). В пределах $U'_{a2} < U_{a2} < U''_{a2}$ изменения напряжения на последнем аноде электронного прожектора потенциал экрана стремится к потенциалу U_{a2} . Таким образом, если экран трубки или другой электрод из диэлектрика, называемый в запоминающих трубках *мишенью*, характеризуется одним из равновесных значений потенциала, то, модулируя скорость электронов в луче в пределах от U'_{a2} до U''_{a2} , можно менять потенциал мишени в такт с изменением модулирующего сигнала. Если при этом осуществляется линейная развертка луча, то потенциал мишени будет изменяться не только во времени, но и с координатой x перемещения луча по мишени. В результате по следу движения луча потенциал элементов мишени будет изменяться в соответствии с формой модулирующего сигнала. На поверхности мишени образуется так называемый *потенциальный рельеф*.

В запоминающих трубках различных типов используют разнообразные методы и режимы получения потенциального рельефа. Рассмотрим для примера лишь некоторые из них.

Один из наиболее распространенных вариантов потенциалоскопа — *запоминающая трубка с барьерной сеткой* — показан на рис. 7-25.

В трубке имеются обычный электронный прожектор и отклоняющие пластины (может применяться также магнитное управление лучом). В широкой части баллона находится мишень, состоящая из диэлектрической пластины, покрытой с одной стороны металлическим слоем (сигнальная пластина).

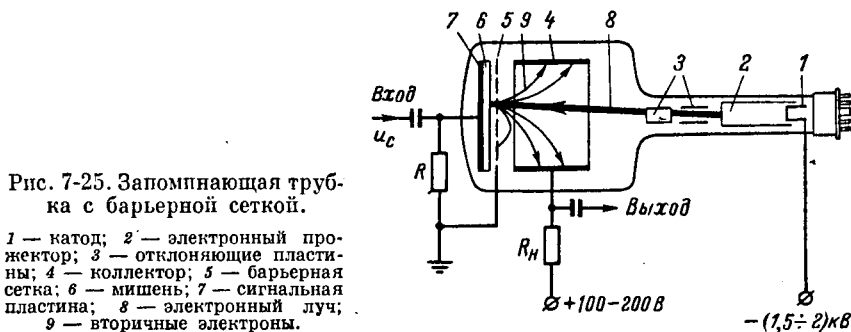
У другой поверхности мишени, обращенной к прожектору, расположена на расстоянии 0,1 мм очень тонкая металлическая сетка, которую называют *барьерной*. Рядом с мишенью находится

кольцевой электрод — *коллектор*, имеющий высокий положительный потенциал.

В отсутствие сигнала, когда луч прочерчивает по экрану линию (развертка луча), с поверхности мишени под действием электронов луча возникает вторичная эмиссия и потенциал мишени приобретает равновесное значение, близкое к потенциалу коллектора.

Если подать на сигнальную пластину напряжение сигнала, то потенциал поверхности мишени, служащей обкладкой конденсатора (сигнальная пластина — толщина диэлектрика — поверхность мишени), начнет изменяться во времени, следуя за напряжением сигнала.

Выберем некоторый момент времени t_1 , которому соответствует положительное напряжение сигнала u_{c1} . В результате увеличения потенциала сигнальной пластины падение напряжения на



резисторе R возрастает и потенциал сетки становится отрицательным относительно мишени. На коллектор, следовательно, уйдет меньшее число вторичных электронов, потенциал элемента мишени, на котором находится луч, снижается, и он заряжается до напряжения u_{c1} . После того как луч покинет рассматриваемый элемент, его потенциал продолжает следовать за напряжением входного сигнала, но уже около нового равновесного потенциала u_{c1} .

Таким образом, мгновенное напряжение сигнала u_{c1} оказывается «записанным» на определенном элементе мишени. Другим напряжением сигнала соответствуют моменты попадания электронного луча на соседние элементы мишени, каждый из которых окажется заряженным до определенного напряжения. Исследуемый сигнал разворачивается во времени и наносится на поверхность мишени в виде потенциального рельефа.

Одновременно с записью происходит повторение сигнала на резисторе R_H в цепи коллектора.

При повторном движении луча по этой же строке, но уже в отсутствие сигнала элементы мишени разряжаются по цепи «электронный луч — земля — сигнальная пластина» до значения равновесного потенциала, близкого к напряжению на коллекторе,

и ток коллектора оказывается промодулированным по закону потенциального рельефа, т. е. сигнала. Таким образом, считывание производится при повторной развертке луча, и если считывание производить после прекращения подачи сигнала, то потенциальный рельеф исчезает (стирается).

Если же при считывании на пластину поступает сигнал, закон которого отличается от записанного ранее, то элементы мишени заряжаются до напряжения, равного разности записанного потенциала и потенциала, соответствующего новому сигналу. Происходит вычитание сигналов. Поэтому такие трубки часто называют вычитающими.

Помимо описанной применяются запоминающие трубки и других конструкций, позволяющие суммировать (накапливать) сиг-

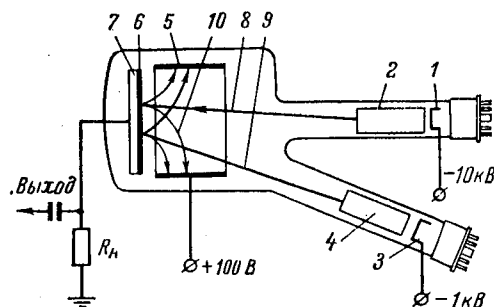


Рис. 7-26. Графетон.

1 — катод записывающего прожектора; 2 — записывающий прожектор; 3 — катод считывающего прожектора; 4 — считывающий прожектор; 5 — коллектор; 6 — мишень; 7 — сигнальная пластина; 8 — записывающий луч; 9 — считывающий луч; 10 — вторичные электроны.

налы, совмещать запись сигнала с получением его визуального изображения и т. д.

Графетон. Этот прибор (рис. 7-26) занимает особое место среди запоминающих трубок. Здесь для записи и считывания используются разные электронные лучи, создаваемые двумя электронными прожекторами. Один из них, расположенный под углом к оси трубки, формирует считывающий луч. Мишенью служит тонкая пластина из фтористого магния — диэлектрика с высоким коэффициентом так называемой возбужденной проводимости, создаваемой проникающими в пластинку электронами луча. С одной стороны на мишень нанесено металлическое покрытие — сигнальная пластина. Напряжение сигнала подается на управляющий электрод записывающего (второго) прожектора и модулирует электронный луч по интенсивности. Электроны этого луча движутся к мишени с большой скоростью, определяемой напряжением примерно 10 кВ. Проникая в толщу диэлектрика, электроны создают в нем возбужденную проводимость, в результате чего потенциалы бомбардируемых элементов мишени снижаются пропорционально интенсивности записывающего луча, т. е. напряжению сигнала. На поверхности мишени появляется потенциальный рельеф.

При считывании немодулированный луч движется по мишени и вызывает вторичную эмиссию, коэффициент которой с каждого

элемента пропорционален записанному потенциалу. Вторичные электроны увлекаются полем коллектора, напряжение на котором несколько выше равновесного потенциала мишени. Ток коллектора оказывается промодулированным по закону сигнала, и с резистора R_n снимается напряжение, воспроизводящее сигнал.

Электроны считывающего луча обладают значительно меньшей скоростью, соответствующей напряжению примерно 1 кВ, и не проникают в мишень так глубоко, как электроны записывающего луча. Поэтому при движении считывающего луча по строке записанный ранее потенциальный рельеф изменяется лишь на незначительной глубине. Таким образом, записанный в графеконе сигнал можно считывать многократно (до нескольких сотен раз).

В некоторых конструкциях графекона прожектора располагаются по оси трубки по обе стороны от мишени; записывающий прожектор располагают со стороны сигнальной пластины, прозрачной для электронов записывающего луча.

Электронно-лучевые трубки с накоплением заряда используются в радиолокационных станциях для выделения сигналов на фоне помех, селекции движущихся целей и т. д. В этих случаях «неподвижный» сигнал многократно записывается на одних и тех же элементах мишени: происходит накопление напряжения сигнала на фоне усредненного за много периодов случайного сигнала помехи.

Применяются запоминающие трубки и в электронных вычислительных машинах в качестве запоминающих устройств. Кодированная в виде последовательности импульсов информация записывается на мишени, сохраняется длительное время и по мере необходимости используется в процессе вычислений.

Глава восьмая

ИОННЫЕ ПРИБОРЫ

8-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Определение. *Ионными приборами* называют электровакуумные приборы с электрическим разрядом в газе или парах.

Баллоны ионных приборов наполняются инертными газами (аргоном, неоном, криптоном и др.), их смесью, водородом или парами ртути. Давление газа в баллоне невелико: 10^{-1} — 10^3 Па. Заполнение приборов газом позволяет пропустить через них значительно больший ток, чем это возможно в электронном приборе той же потребляемой мощности, что объясняется малым внутренним сопротивлением прибора, а следовательно, малым падением напряжения между анодом и катодом.

Конструкция и назначение ионных приборов весьма разнообразны. Многие ионные приборы применяются для выпрямле-

ния переменного тока (*игнитроны, тиратроны, ртутные вентили* и др.). Используются они также для стабилизации постоянных напряжений (*стабилитроны*), в качестве электронных реле, переключающих устройств (тиратроны, ионные разрядники) и т. д.

Условные графические обозначения ионных приборов устанавливаются ГОСТ 7624-62.

8-2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЯД В ГАЗЕ

В переносе электрических зарядов в разрядном промежутке ионных приборов участвуют не только электроны, но и положительные ионы. Свободные электроны и ионы образуются в результате ионизации атомов газа под воздействием быстролетающих электронов, светового потока, космических лучей и других причин. Кроме того, источниками свободных электронов в ионных приборах могут служить термоэлектронные, фотоэлектронные, а также холодные катоды, испускающие электроны при бомбардировке их поверхности ионами.

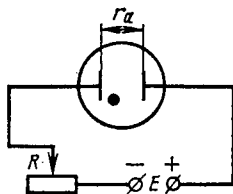


Рис. 8-1. Схема включения баллона, наполненного газом.

Рассмотрим физические процессы, происходящие при электрическом разряде в газе, на примере заполненного газом баллона с двумя электродами: анодом и холодным (ненакаливаемым) катодом (рис. 8-1). К электродам прибора через резистор переменного сопротивления R подключена батарея E .

Предположим, что $R = \infty$ и разность потенциалов между катодом и анодом $U_a = 0$.

В разрядном промежутке существует небольшое число свободных электронов и ионов, возникающих в результате ионизации газа световым потоком, космическими излучениями и других воздействий. Наряду с процессом ионизации протекает и обратный процесс — рекомбинация свободных электронов и ионов. Эти два процесса находятся в динамическом равновесии, и число заряженных частиц остается неизменным. Если катод прибора выполнен из материала с малой работой выхода, то возможна также эмиссия с поверхности катода под действием тех же факторов. Часть электронов, покинувших катод, возвращается обратно и у его поверхности образуется скопление электронов, также находящееся в динамическом равновесии.

Предположим теперь, что сопротивление R велико, но конечно и напряжение между анодом и катодом $U_a > 0$. Под действием напряжения U_a через междуэлектродный промежуток течет ток, обязанный дрейфовому движению электронов и ионов. Из-за различия в массах скорость ионов в электрическом поле значительно меньше скорости электронов и ионный ток меньше электронного. Результирующий ток равен сумме электронного и ионного токов, так как разноименные заряды перемещаются во встречных направлениях. Вследствие того что из разрядного промежутка

в единицу времени уходит больше электронов, чем ионов, в приборе образуется объемный положительный заряд.

При движении электронов к аноду, а ионов к катоду возможны их взаимодействия с молекулами газа. Характер этих взаимодействий во многом зависит от скорости электрона, приобретенной им на длине свободного пробега, т. е. от его энергии в момент взаимодействия с молекулой газа. Если скорость электрона невелика, то происходят упругие соударения, в результате которых энергия частиц не изменяется. При большей скорости электронов возможны неупругие соударения, в результате которых изменяется внутренняя энергия хотя бы одной из соударяющихся частиц и электроны атома могут перейти на уровни возбуждения или ионизации. Напряжения, при которых электроны приобретают энергию, достаточную для развития этих процессов, называются *напряжением возбуждения* U_v и *напряжением ионизации* U_i соответственно. В первом случае электрон не покидает атома, но находится на более высоком энергетическом уровне, так что на его отделение от атома требуется меньшая энергия. Возбужденное состояние атома, как правило, неустойчиво, и через очень малый промежуток времени электрон возвращается на прежний энергетический уровень, испуская квант энергии излучения. Возможно, однако, и более устойчивое возбужденное состояние атома, называемое метастабильным. Из него атом выходит лишь при новом столкновении, причем возбужденный электрон может отделиться от атома (ионизация атома) или же вернуться в устойчивое невозбужденное состояние. В случае ионизации электрон отделяется от атома: образуются положительный ион и свободный электрон. Описанные процессы называются *объемной ионизацией*.

Ионы, двигаясь к катоду и ударяясь о его поверхность, вызывают свободные электроны (*поверхностная ионизация*). Вновь образовавшиеся электроны в свою очередь вызывают объемную ионизацию и т. д.

Степень объемной и поверхностной ионизации оценивают коэффициентами α и γ , определяющими число свободных электронов, полученных соответственно на один электрон или ион (для объемной ионизации на единицу длины пути электрона).

Таким образом, если разность потенциалов на электродах прибора $U_a > 0$, то убыль заряженных частиц, участвующих в создании тока через прибор, может восполняться в результате объемной и поверхностной ионизации.

При определенной степени ионизации газа может оказаться, что плотности отрицательных зарядов (электронов) и положительных (ионов) почти равны. Такое состояние сильно ионизированного газа называется *газовой плазмой*.

Предположим, что с поверхности катода под действием внешнего ионизатора в момент t_1 вышло n_0 электронов. В электрическом поле электроны движутся к аноду и, сталкиваясь с молекулами газа, ионизируют их. Вновь возникшие свободные электроны

присоединяются к первичным n_0 электронам и при дальнейшем движении к аноду также участвуют в объемной ионизации.

Образовавшиеся в процессе объемной ионизации ионы перемещаются по направлению к катоду и выбивают с его поверхности новые электроны, которые в свою очередь участвуют в процессе объемной ионизации. Таким образом, по мере приближения к аноду число электронов лавинообразно увеличивается. Это явление называют *лавиной заряженных частиц*.

Однако ток во внешней цепи, а следовательно и в приборе ограничен внешним сопротивлением. При заданных значениях E и R устанавливается стационарный режим, при котором неограниченному развитию процесса лавинообразного нарастания электронов препятствует положительный объемный заряд скапливающийся у поверхности катода ионов.

В стационарном режиме выражение для плотности тока у поверхности анода имеет вид [1]:

$$j_a = \frac{j_0 e^{\alpha r_a}}{1 - \gamma(e^{\alpha r_a} - 1)}, \quad (8-1)$$

где r_a — расстояние между катодом и анодом; $j_0 = en_0$ — плотность тока, возникающего за счет действия внешнего ионизатора.

Характер электрического разряда в газе зависит от отношения числа вновь получаемых в процессе разряда электронов к числу первичных электронов, определяемого соотношением

$$M = \gamma(e^{\alpha r_a} - 1). \quad (8-2)$$

Виды электрического разряда в газе. Если $M < 1$, то плотность анодного тока согласно (8-1) зависит от j_0 . При прекращении действия внешнего ионизатора разряд прекращается. Это — *несамостоятельный разряд*. С увеличением E , а следовательно, и электрического поля в приборе коэффициенты α и γ изменяются так, что плотность тока j_0 при несамостоятельном разряде растет.

Если $M \geq 1$, т. е. каждый вылетевший с катода электрон за счет всех видов ионизации образует хотя бы один новый электрон, то разряд поддерживается и после прекращения действия внешнего ионизатора. Такой разряд называется *самостоятельным разрядом*.

Интенсивность ионизации зависит от рода газа, давления и температуры в баллоне, а также от разности потенциалов на электродах. Если все перечисленные факторы, за исключением разности потенциалов U_a , остаются неизменными, то процессы, происходящие в разрядном промежутке, отображаются вольт-амперной характеристикой разряда (рис. 8-2).

В качестве аргумента на вольт-амперной характеристике анодного прибора откладывается ток через прибор, так как разность потенциалов между электродами зависит от состояния ионизи-

рованного газа, т. е. от движения заряженных частиц и распределения объемных зарядов между анодом и катодом.

Область 1 на вольт-амперной характеристике соответствует несамостоятельному разряду. Переход от точки *A* к точке *B* происходит при уменьшении *R* (рис. 8-1); для всех точек этого участка кривой число электронов, уходящих с катода, мало, ионизация газа незначительна (α и γ небольшие), а $M < 1$. Сопротивление *R* очень велико, и через прибор протекает незначительный ток.

При дальнейшем повышении тока через прибор возникает самостоятельный разряд ($M = 1$). Область 2 соответствует начальной стадии самостоятельного разряда — *темному разряду*. Темный разряд также характеризуется малым током, который ограничен большим внешним сопротивлением.

По мере увеличения тока темный разряд переходит в *тлеющий* (область 4) и газ в приборе начинает интенсивно светиться в результате излучения энергии в виде фотонов при переходе электронов из возбужденных состояний в стационарные.

В переходной области 3 напряжение на приборе падает. Вблизи точки *B* в этой области у поверхности одного из участков катода, где эмиссия наибольшая, происходит более интенсивная ионизация газа. Так как ионы движутся медленнее электронов, то здесь скапливается большее число ионов, компенсирующих отрицательный объемный заряд электронов и облегчающих движение электронов к аноду. Появляется столбик более ионизированного газа. С увеличением тока сечение этого столбика растет и при некотором его значении направленное движение электронов к аноду и процессы объемной ионизации начинают преобладать над диффузионным рассеянием заряженных частиц в окружающее пространство. Для поддержания разряда теперь не требуется прежней разности потенциалов между катодом и анодом, и напряжение на приборе уменьшается (участок *ВГ*).

При тлеющем разряде (область 4) описанные процессы стабилизируются. У катода появляется положительный объемный заряд, изменяющий распределение потенциалов, и создается область так называемого катодного падения потенциала. В начальной части области 4 (вблизи точки *Г*) катодное падение образуется на небольшом участке катода. Затем ток через прибор растет за счет расширения этого участка поверхности катода, охваченной катодным падением потенциала.

При этом увеличивается сечение ионизированного столбика газа и, следовательно, плотность тока и разность потенциалов

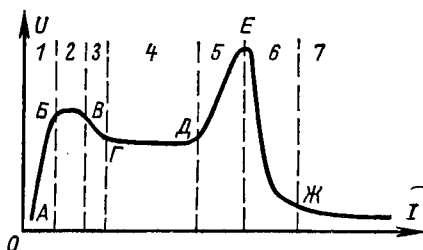


Рис. 8-2. Вольт-амперная характеристика электрического разряда в газе.

между электродами остаются неизменными. Это постоянство напряжения при изменении тока через прибор, характерное для тлеющего разряда, лежит в основе работы стабилитронов. После того как вся поверхность катода окажется охваченной катодным падением, для увеличения тока через прибор необходимо образование новых заряженных частиц. Этого можно достигнуть только путем повышения разности потенциалов на электродах, приводящего к увеличению объемной и поверхностной ионизации. Такой разряд (область 5) называется *аномальным тлеющим разрядом*.

В точке *E* напряжение настолько велико, что скорость ионов сильно возрастает. Катод, бомбардируемый ионами, разогревается, и с его поверхности возникает термоэлектронная эмиссия. В приборах с ртутным катодом повышение температуры катода приводит к более интенсивному испарению ртути. Плотность паров ртути повышается, увеличивается число столкновений электронов с молекулами ртути, образуется все большее число ионов. Ионы, находясь очень близко от поверхности катода, создают электрическое поле большой напряженности (около 10^6 — 10^8 В/см), вызывающее электростатическую электрошпунную эмиссию.

В результате появления термоэлектронной и электростатической эмиссии число электронов в приборе резко увеличивается; их объемный заряд компенсирует положительный объемный заряд ионов и напряжение уменьшается (область 6). Возникает *дуговой разряд* (область 7). Для этого разряда характерны малое падение напряжения между катодом и анодом (в основном вследствие незначительного катодного падения) и большой ток через прибор. Дуговой разряд используется в мощных ионных приборах, ртутных вентилях и игнитронах.

Особой формой разряда является дуговой разряд в приборах с накаливаемым катодом. В них дуговой разряд возникает при небольших напряжениях на электродах, так как катод разогревается не ионами, а посторонним источником напряжения. Такой разряд, называемый *низковольтной дугой*, используется в газотронах и тиратронах. Низковольтная дуга может возникнуть при потенциале анода, меньше потенциала ионизации или даже потенциала возбуждения. В первом случае низковольтную дугу называют нормальной, а во втором случае — аномальной.

В ионных приборах используется также *высокочастотный разряд*, вызываемый действием высокочастотного электромагнитного поля. Если электроды прибора, показанного на рис. 8-1, отключить от батареи и использовать как обкладки конденсатора в высокочастотном колебательном контуре, то в разрядном промежутке появится высокочастотное поле и возникнет высокочастотный разряд. Особенность этого разряда заключается в том, что малоподвижные ионы не успевают изменять направление своего движения при быстрой перемене знаков потенциала на электродах и образуют

объемный положительный заряд. Высокочастотный разряд возможен при низких значениях разности потенциалов на электродах.

Этот вид разряда используется в радиолокационных резонансных разрядниках.

8.3. ПРИБОРЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

В группу приборов дугового разряда входят приборы с несамостоятельным дуговым разрядом, снабженные подогревным катодом (тиратроны), а также приборы с самостоятельным дуговым разрядом (игнитроны, ртутные вентили и др.).

Тиратрон. Это — ионный прибор, содержащий анод, катод, одну или несколько сеток. Наиболее часто применяются тиратроны с накаливаемым катодом, работающие в режиме несамостоятельного дугового разряда. Устройство тиратрона с одной сеткой показано на рис. 8-3. Баллоны тиратронов наполняются инертными газами

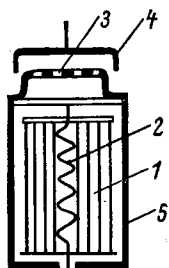


Рис. 8-3. Устройство тиратрона.

1 — катод; 2 — подогреватель; 3 — сетка; 4 — анод; 5 — экран.

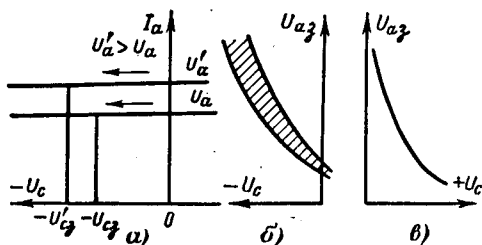


Рис. 8-4. Характеристики тиратрона.

а — $I_a = \psi(U_c)$; б — левая пусковая характеристика; в — правая пусковая характеристика.

(низковольтные приборы), ртутными парами (высоковольтные тиратроны) или водородом (импульсные тиратроны). Роль сеток в тиратронах выполняют обычно никелевые или молибденовые диски с отверстиями разной формы и величины.

Изменяя напряжение на сетке, можно менять напряженность электрического поля и управлять моментом начала разряда — «зажиганием» тиратрона. Напряжение на сетке, при котором возникает разряд, зависит также от анодного напряжения.

На рис. 8-4, а изображены зависимости $I_a = \psi(U_c)$ при различных значениях U_a . Для снятия характеристик сначала устанавливается $U_a = 0$, затем — большое отрицательное напряжение U_c . После этого устанавливается заданное значение U_a . При значительном отрицательном напряжении на сетке ток через прибор равен нулю. Если уменьшать напряжение на сетке, то наиболее быстрые электроны, преодолевая тормозящее действие поля,

проходят сетку и устремляются к аноду. При некотором значении $-U_c = -U_{c,з}$ происходит ионизация газа и скачком возрастает ток. Тиратрон зажигается. Дальнейшее изменение потенциала сетки от $-U_{c,з}$ в любом направлении не влияет на ток I_a , так как сетка теряет свое управляющее действие. Это объясняется нейтрализацией поля отрицательно заряженной сетки полем образовавшихся при разряде положительных ионов, притянутых к сетке. Прекратить разряд можно только при значительном понижении или выключении анодного напряжения.

Если увеличить потенциал анода ($U'_a > U_a$), то разряд будет начинаться при более отрицательном напряжении на сетке $-U'_{c,з}$, а ток возрастет, так как в результате роста скорости электронов увеличится коэффициент ионизации газа.

Кривая, связывающая потенциал зажигания тиратрона и соответствующее ему анодное напряжение, называется *пусковой характеристикой* (или *характеристикой зажигания*) тиратрона (рис. 8-4, б и в). Условия зажигания при подведении к тиратрону переменного напряжения отличаются от статических пусковых характеристик, образуя *пусковую область* (на рисунке заштрихована). Наличие пусковой области объясняется существованием в тиратроне предразрядного тока сетки, вызванного запаздыванием деионизации при погасании тиратрона, а также эмиссией с сетки. Предразрядный ток течет внутри тиратрона от катода к сетке. На сдвиг пусковой характеристики влияет также сопротивление в цепи сетки. Окружая сетку, ионы создают в ее цепи ток, направленный во внешней цепи от сетки. Падение напряжения на сопротивлении при наличии тока в цепи сетки уменьшает ее отрицательный потенциал и сдвигает пусковую характеристику.

В тиратронах при достаточно больших анодных напряжениях может возникнуть самостоятельный тлеющий разряд между сеткой и анодом. Поэтому для каждого типа прибора существует предельно допустимое анодное напряжение. Чтобы устранить это вредное явление и повысить предельное напряжение, в тиратрон вводится еще одна, экранирующая сетка. Она позволяет также расширить пределы управления током тиратрона. Устройство экранированного тиратрона показано на рис. 8-5, а пусковые характеристики экранированного тиратрона при различных напряжениях экранирующей сетки U_{c2} — на рис. 8-6.

Тиратроны с густой сеткой из тонкой молибденовой или никелевой проволоки называют *маситронами*. Сетка, помещенная внутри экрана, охватывающего анод и катод, делит разрядный объем на катодную и анодную части. Через густую сетку силовые линии от анода практически не проникают в катодную область, где поэтому образуется плотный отрицательный объемный заряд. Скорости электронов, диффундирующих через отверстия сетки к аноду, очень малы, и ионизация газа здесь не возникает. Разряд происходит лишь в анодной части, где скорости электронов доста-

точно велики (на малых расстояниях от сетки потенциал практически равен анодному). В тиратроне с помощью напряжения на сетке можно управлять не только возникновением разряда, но и его гашением.

Тиратроны используются в схемах электронных реле, позволяющих при малых токах в управляющей цепи включать и выключать силовоточные схемы, а также в схемах выпрямителей переменного тока. В последнем случае, изменяя напряжение на сетке, мож-

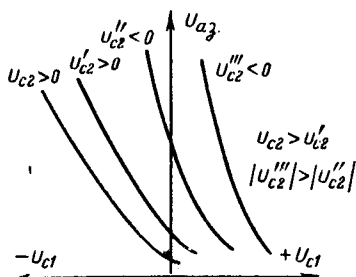
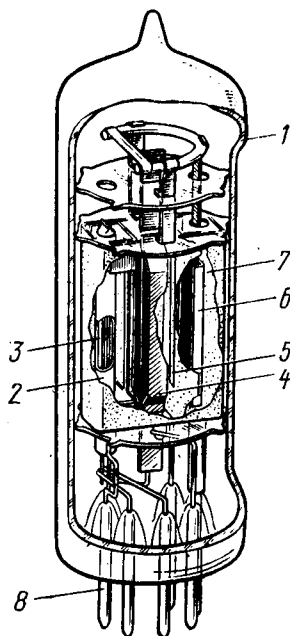


Рис. 8-6. Пусковые характеристики тиратрона с экранирующей сеткой.

←

Рис. 8-5. Устройство тиратрона с экранирующей сеткой.

1 — баллон; 2 — катод; 3 — подогреватель; 4 — управляющая сетка; 5 — экранирующая сетка; 6 — анод; 7 — экран; 8 — штырьки.

но легко управлять величиной выпрямленного тока. Зажигание тиратрона происходит во время положительного полупериода переменного напряжения на аноде, в момент, зависящий от заданного напряжения на сетке. После зажигания напряжение на аноде снижается до значения определяемого падением напряжения между электродами при дуговом разряде (15—20 В). От момента зажигания и до конца положительного полупериода тиратрон пропускает ток. Длительность импульса анодного тока, а следовательно, и его среднее значение можно регулировать, изменяя напряжение на сетке и управляя моментом зажигания.

В режиме самостоятельного дугового разряда работают мощные ионные приборы — ртутные вентили и игнитроны, используемые в схемах мощных выпрямителей, практически не применяющихся в радиотехнических устройствах.

8-4. ПРИБОРЫ ТЛЕЮЩЕГО И ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДОВ

Тлеющий разряд используется в ионных стабилизаторах напряжения — стабилитронах, а также в маломощных импульсных переключающих приборах — тиратронах тлеющего разряда.

Стабилитрон. Его конструкция показана на рис. 8-7. Катод стабилитрона выполнен в виде цилиндра, внутри которого помещен стержневой анод. Внутренняя поверхность катода активирована.

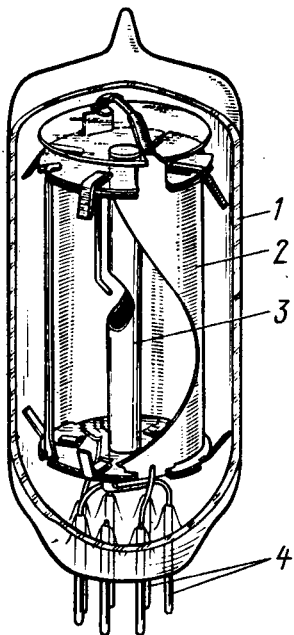


Рис. 8-7. Устройство стабилитрона.

1 — баллон; 2 — катод; 3 — анод; 4 — штырьки.

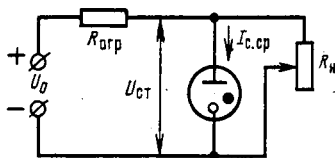


Рис. 8-8. Схема включения стабилитрона.

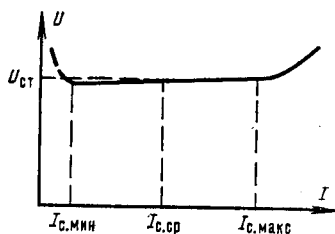


Рис. 8-9. Вольт-амперная характеристика стабилитрона.

Схема включения стабилитрона приведена на рис. 8-8. Напряжение, поддерживаемое стабилитроном постоянным, называется *напряжением стабилизации* $U_{ст}$ (рис. 8-9), а токи, ограничивающие область тлеющего разряда, максимальным $I_{с.макс}$ и минимальным $I_{с.мин}$ токами стабилизации, при которых сохраняется стабилизирующее действие.

В неразветвленную часть схемы включен балластный или ограничительный резистор $R_{огр}$. Его величину выбирают такой, чтобы при номинальных значениях U_0 и R_H ток через стабилитрон был равен $I_{с.ср}$. При изменении питающего напряжения U_0 или сопротивления нагрузки R_H ток через стабилитрон меняется, но напряжение на его зажимах остается практически неизменным. Не

меняется, следовательно, и напряжение на нагрузке, подключенной к стабилитрону параллельно. Напряжение стабилизации $U_{ст}$ определяется в основном материалом катода (работой выхода) и родом газа, заполняющего прибор (его потенциалом ионизации).

Тиратроны тлеющего разряда применяются в счетных и импульсных устройствах. Устройство тиратронов тлеющего разряда

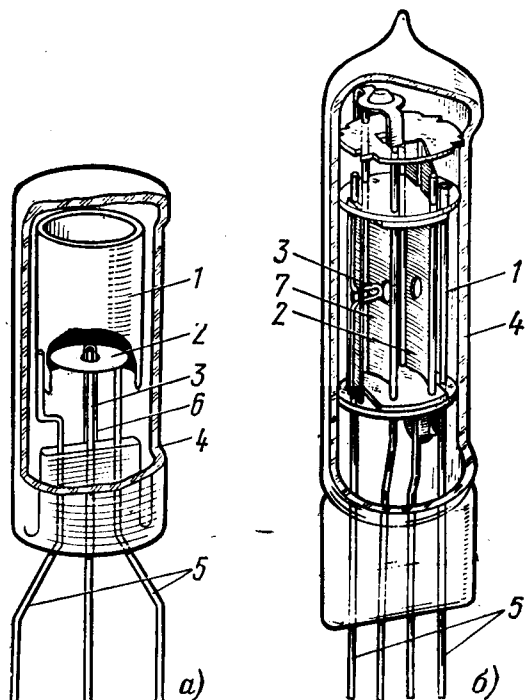


Рис. 8-10. Устройство тиратронов тлеющего разряда.

a — триодного типа (MTX-90); *б* — с экранирующей сеткой (TX-3Б); 1 — катод; 2 — сетка; 3 — анод; 4 — баллон; 5 — штырьки; 6 — стеклянный чехол анода; 7 — экранирующая сетка.

показано на рис. 8-10. Миниатюрный баллон заполнен неонem при давлении около 10^3 Па. Катод тиратрона MTX-90 — триодного типа (рис. 8-10, *a*) выполнен в виде никелевого цилиндрика, покрытого внутри цезием. Анодом лампы служит торец молибденовой проволоки; сама проволока у торца заключена в стеклянный чехол. Сетка защищает анод от непосредственного попадания частиц, движущихся от катода. Конструкция тиратрона с двумя сетками (TX-3Б) иная: катод стержневой, а сетки выполнены в виде пластин с круглыми диафрагмами.

На рис. 8-11 показаны основные характеристики тиратронов тлеющего разряда. В триоде напряжение зажигания зависит от

тока сетки. Поэтому такие лампы часто называют *тиратронами с токовым управлением*. На сетку этой лампы подается небольшое напряжение, под воздействием которого возникает вспомогательный тихий разряд между сеткой и катодом, облегчающий установление разряда в промежутке сетка — катод. Наилучшее управление разрядом получается при малых токах сетки, на круто падающем участке пусковой характеристики (рис. 8-11, а).

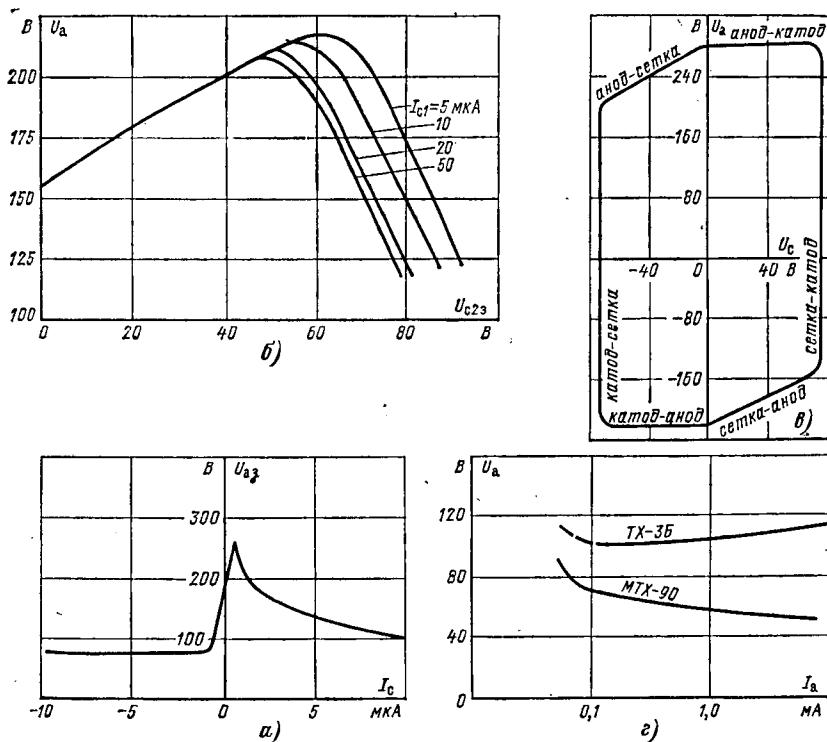


Рис. 8-11. Характеристики тиратронов.

а — пусковая характеристика тиратрона МТХ-90; б — пусковая характеристика тиратрона ТХ-3Б; в — характеристика пробоя; г — вольтамперные характеристики.

В тетроде управление зажиганием осуществляется путем изменения потенциала в пространстве между первой и второй сетками (*потенциальное управление*). На первую сетку подается положительное напряжение 50—100 В, обеспечивающее подготовительный тихий разряд между катодом и первой сеткой. Напряжение на второй сетке тоже положительное, но меньше, чем на первой. С увеличением U_{c2} тормозящее поле между сетками уменьшается, электроны проходят к аноду и в пространстве между второй сеткой и анодом ионизируют газ, вызывая появление тлеющего разряда. Из пусковых характеристик этого тиратрона (рис. 8-11, б) видно,

что управление зажиганием возможно не только путем изменения напряжения, но и изменения тока I_{c1} .

В некоторых случаях тиратроны могут работать при обратной полярности напряжений на сетке и аноде. Тогда удобно пользоваться так называемой *характеристикой пробоя* (рис. 8-11, в). При любых напряжениях, соответствующих точкам внутри очерченного многоугольника, тиратрон зажигается. Надписи обозначают междуэлектродный промежуток, в котором существует разряд.

Вольт-амперные характеристики тиратронов (рис. 8-11, г) свидетельствуют о наличии стабилизирующих свойств этих приборов, характерных вообще для тлеющего разряда.

Тиратроны тлеющего разряда предназначены для работы в импульсных схемах. Поэтому время деионизации газа после снятия анодного напряжения в этих приборах должно быть небольшим.

Декатроны — многоэлектродные переключающие приборы тлеющего разряда.

На рис. 8-12 показано для примера устройство двухимпульсного декатрона. Вокруг анода расположены три группы катодов: индикаторные катоды K , первые $1ПК$ и вторые $2ПК$ подкатоды, соединенные катодными кольцами. Основной индикаторный катод K_0 имеет отдельный вывод.

На анод подается положительное относительно индикаторных катодов напряжение; положительное напряжение около 50 В подводится также на первые подкатоды. В начальном состоянии тлеющий разряд существует между анодом и основным катодом. Разряд перемещается на другие электроды при подаче двух отрицательных следующих друг за другом импульсов амплитудой примерно 100 В и длительностью 20 — 30 мкс.

Первый импульс поступает в цепь первых подкатодов и вызывает переброс разряда на подкатод $1ПК_1$. Второй импульс, поступающий в цепь вторых подкатодов, перебрасывает разряд на ближайший второй подкатод $2ПК_1$. По окончании второго импульса разряд перемещается на индикаторный катод K_2 и т. д. Отсчет пусковых импульсов осуществляется визуально через стекло баллона по свечению разряда возле того или иного индикаторного катода. Переброс разряда на основной катод производится разрывом цепи всех индикаторных катодов.

Двухимпульсный декатрон — реверсивный: с его помощью можно не только суммировать, но и вычитать приходящие импуль-

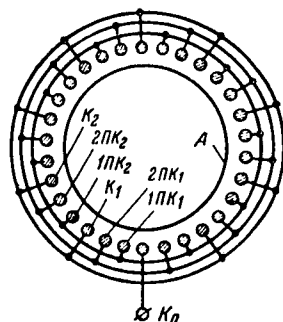


Рис. 8-12. Устройство декатрона.

K_0 — основной индикаторный катод; $1ПК$ — первые подкатоды; $2ПК$ — вторые подкатоды; K_1, K_2 — индикаторные катоды; A — анод.

сы, если первый импульс подать в цепь вторых подкатодов, а второй — в цепь первых.

Промышленностью выпускаются также одноимпульсные декароны, управляемые одиночными импульсами.

Резонансные разрядники. В резонансных разрядниках (рис. 8-13) используется высокочастотный разряд.

Коаксиальный разрядник (рис. 8-13, а) имеет два конусообразных электрода, расстояние между вершинами которых служит разрядным промежутком. Дисковые выводы электродов крепятся к объемному резонатору и образуют его емкость.

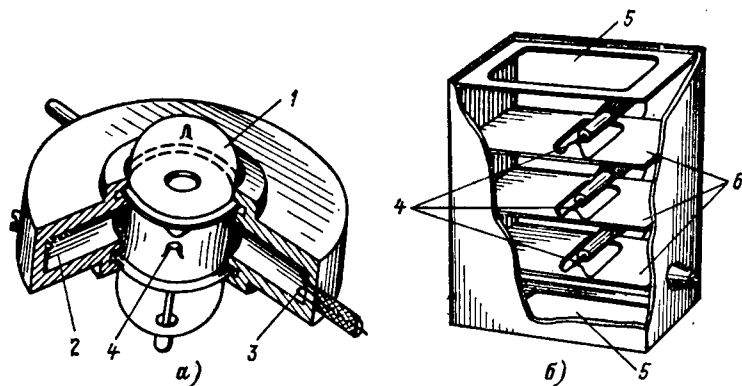


Рис. 8-13. Устройство коаксиального узкополосного (а) и волноводного широкополосного (б) разрядников.

1 — стеклянный баллон; 2 — объемный резонатор; 3 — петля связи; 4 — разрядный промежуток; 5 — окно связи разрядника с волноводом; 6 — перегородки с диафрагмами.

Волноводный разрядник (рис. 8-13, б) представляет собой параллелепипед, размеры которого соответствуют размерам волновода. Окна со впаянными стеклами в стенках разрядника связывают разрядник с волноводом. Внутри параллелепипед разделен перегородками с резонансными диафрагмами. Таким образом, весь разрядник представляет собой систему связанных колебательных контуров и его полоса пропускания достаточно широка.

Чтобы облегчить возникновение разряда, иногда используют дополнительные поджигающие электроды, вызывающие начальную ионизацию газа.

В большинстве радиолокационных станций для излучения и приема радиосигналов используется одна и та же антенна. Отраженные от объекта сигналы принимаются в паузах между излучением импульсных сигналов передатчиком. Мощность излучаемых импульсных сигналов достигает нескольких мегаватт. Понятно, что если этот сигнал попадет непосредственно на полупроводниковый смеситель приемника, то смеситель выйдет из строя. Поэтому для защиты на вход приемника включается ионный резонансный

разрядник (рис. 8-14). В интервалах между мощными импульсами излучения разрядник служит частью объемного резонатора, настроенного на частоту принимаемого сигнала. В течение импульса передатчика в резонаторе возбуждаются мощные колебания. На емкости, которую образуют электроды разрядника, развивается

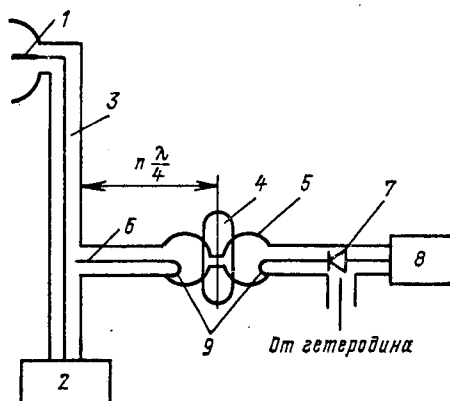


Рис. 8-14. Схема включения резонансного разрядника.

1 — антенна; 2 — передатчик; 3 — антенно-фидерная линия; 4 — разрядник; 5 — объемный резонатор; 6 — штырь связи; 7 — полупроводниковый диод; 8 — усилитель; 9 — петли связи; $n = 1, 3, 5 \dots$

большое напряжение, в результате чего возникает высокочастотный разряд. Так как сопротивление прибора при разряде очень мало, то разрядник практически закорачивает контур. Длина высокочастотной линии от разрядника до антенны равна четверти длины волны (или нечетному числу четвертей), поэтому ее входное сопротивление в точке подключения к антенной линии оказывается очень высоким и импульс передатчика, просачивающийся к смесителю приемника, ослабляется во много раз.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

Глава девятая

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ И ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИХ РАБОТЫ

9-1. КЛАССИФИКАЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ И ИХ УСТРОЙСТВО

Определение. Полупроводниковые приборы — это электронные приборы, принцип действия которых основан на использовании свойств полупроводников.

К полупроводникам принято относить вещества, удельное электрическое сопротивление которых при комнатной температуре лежит в пределах $\rho \approx 10^{-4} \div 10^{10}$ Ом·см. Вещества с удельным сопротивлением $\rho \leq 10^{-4}$ Ом·см образуют группу проводников (металлов), а вещества с удельным сопротивлением $\rho \geq 10^{10}$ Ом·см относятся к изоляторам (диэлектрикам). Разделение веществ на эти три группы по величине удельного сопротивления достаточно условно. В особенности трудно провести четкую границу между полупроводниками и диэлектриками, так как их энергетические диаграммы сходны: для обеих групп веществ характерно наличие запрещенной зоны, отделяющей валентную зону от зоны проводимости. Различие в удельном сопротивлении определяется лишь шириной запрещенной зоны. В группу полупроводников обычно включают вещества с относительно узкой запрещенной зоной, ширина которой не превышает 3 эВ.

Более четко может быть очерчена граница между проводниками (металлами) и полупроводниками. Для металлов характерно увеличение удельного сопротивления при увеличении температуры:

$$\rho \approx \rho_0 \frac{T}{T_0}, \quad (9-1)$$

где ρ_0 — удельное сопротивление при температуре $T_0 = 300$ К.

Изменение удельного сопротивления полупроводников с изменением температуры как правило, характеризуется иной зависимостью: с повышением температуры удельное сопротивление чистых полупроводников уменьшается:

$$\rho = \rho_0 e^{\beta/T}, \quad (9-2)$$

где β — некоторая постоянная положительная величина.

Изменению ρ для большинства металлов составляет примерно $+0,5\%$ на 1°C , а для полупроводников — 5% на 1°C и больше.

К полупроводникам относится большая группа химических элементов, расположенных главным образом в IV—VI группах периодической системы элементов Д. И. Менделеева (C, Si, Ge, As, P, Se, Te и др.), а также обширная группа бинарных и тройных соединений элементов I—VIII групп: $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{III}}$, $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$, $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{V}}$, $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$, $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{III}}\text{B}^{\text{VI}}$, $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{V}}\text{B}^{\text{VI}}$ и другие.

Однако далеко не все вещества используются при производстве полупроводниковых приборов.

Основными материалами в промышленности полупроводниковых приборов служат германий (Ge) и кремний (Si); в последние годы достаточно широкое применение получил также арсенид галлия (GaAs) — полупроводниковое соединение типа $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$.

Основные электрофизические параметры этих веществ приведены в табл. 9-1.

Таблица 9-1

Параметр	Германий	Кремний	Арсенид галлия
Заряд ядра	32	14	—
Валентность S	4	4	—
Диэлектрическая проницаемость ϵ (отн. ед.)	16	12	11
Температура плавления $T_{\text{пл}}$, $^\circ\text{C}$	940	1420	1280
Эффективная масса электронов* m_n^*	0,22	0,33	0,07
Эффективная масса дырок m_p^*	0,39	0,55	0,5
Ширина запрещенной зоны** ΔE_z , эВ	0,67	1,11	1,4
Подвижность электронов μ_n , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	3800	1400	8500
Подвижность дырок μ_p , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	1800	500	450
Собственное удельное сопротивление ρ_i , $\text{Ом} \cdot \text{см}$	50	$2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$
Собственная концентрация n_i , см^{-3}	$2,5 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^6$
Коэффициент диффузии электронов D_n , $\text{см}^2/\text{с}$	100	36	290
Коэффициент диффузии дырок D_p , $\text{см}^2/\text{с}$	45	13	12

* Эффективная масса дана в единицах относительно массы покоя электрона $m \approx 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг.

** Значения всех последующих параметров даны для комнатной температуры ($T \approx 300$ К).

Устройство полупроводниковых приборов. Рабочий объем полупроводникового прибора ограничен физическими границами монокристалла полупроводника. Как известно из курса физики, монокристаллом, в отличие от поликристалла, называют одиночный кристалл, имеющий единую кристаллическую решетку.

В большинстве полупроводниковых приборов используются монокристаллы, неоднородные по своим электрофизическим свойствам. В таких монокристаллах можно выделить области, отличающиеся преимущественной концентрацией подвижных носителей заряда того или иного знака (электронов или дырок) или же величиной удельного сопротивления.

В части объема монокристалла, прилегающей к границам таких областей, образуются так называемые *электрические переходы*, физические процессы в которых лежат в основе работы большинства полупроводниковых приборов. Электрические переходы в полупроводниковых приборах создаются путем сплавления двух монокристаллов одного и того же вещества, но с разными примесями, путем диффузии примесей в различные области монокристалла, в результате сплавления монокристалла полупроводника с металлом или же двух монокристаллов различных веществ. Более подробно электрические переходы и физические процессы в них рассматриваются в гл. 10.

На поверхность монокристалла вблизи каждой из областей наносится слой металла — электрод прибора, к которому затем привариваются выводы из тонкой проволоки.

На рис. 9-1, а показан разрез монокристалла кремния, на основе которого выполнен биполярный *транзистор* — один из наиболее распространенных полупроводниковых приборов. Основой транзистора служит монокристалл кремния с повышенной концентрацией дырок ($p - Si$). Эта часть монокристалла образует коллекторную область. В части монокристалла создана область с повышенной концентрацией электронов ($n - Si$) — базовая область. Внутри базовой области образована область эмиттера с преобладающей концентрацией дырок ($p - Si$). Вблизи границ каждой пары областей образуются электрические переходы, которые в этом случае называют электронно-дырочными переходами (на рисунке очерчены пунктиром).

В большинстве случаев полупроводниковый прибор заключается в корпус (металлический, стеклянный или пластмассовый), герметически изолирующий монокристалл от внешней среды (рис. 9-1, б). С помощью внешних выводов из тонкой проволоки, привариваемых к электродам прибора, он соединяется с источниками питания и другими элементами радиоэлектронного устройства.

Геометрические размеры монокристалла в маломощных приборах измеряются десятками или сотыми долями кубических миллиметров, а в более мощных приборах — единицами или десятками кубических миллиметров. Размеры корпуса прибора зависят от его назначения и значения допустимой рассеиваемой мощности. В маломощных приборах корпуса миниатюрны, их размеры не превышают нескольких миллиметров; мощные приборы заключаются в корпуса с размерами до нескольких сантиметров и иногда снабжаются специальными радиаторами для охлаждения (рис. 9-1, в).

В последнее время широкое распространение получили бескорпусные полупроводниковые приборы, в которых монокристалл покрывается специальной защитной пленкой. Такие приборы, используемые в гибридно-пленочных интегральных микросхемах,

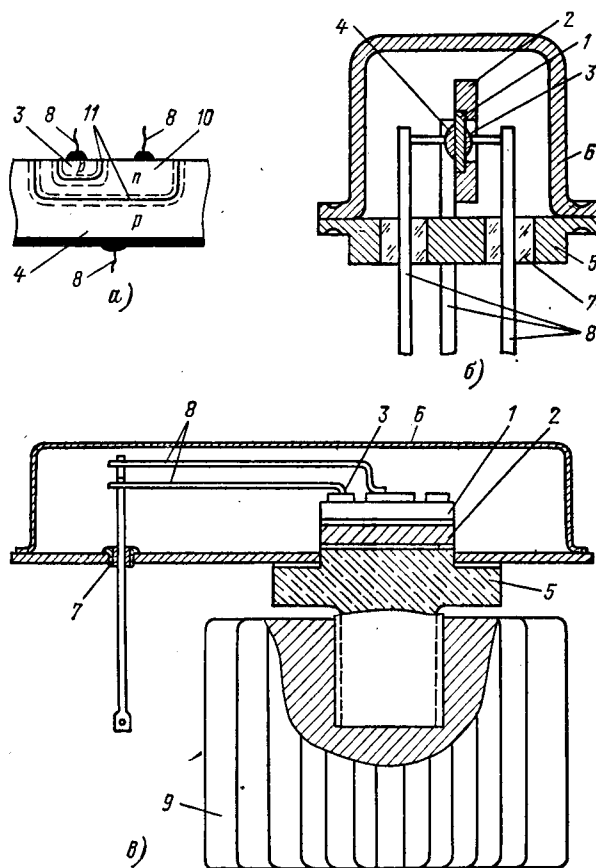


Рис. 9-1. Устройство транзистора.

а — монокристалл кремния, содержащий электроды планарного транзистора; *б* — сплавной транзистор в металлическом корпусе; *в* — мощный транзистор с радиатором охлаждения коллектора; 1 — пластина полупроводника; 2 — кристаллодержатель; 3 — эмиттер; 4 — коллектор; 5 — ножка транзистора; 6 — корпус; 7 — изолятор; 8 — выводы; 9 — радиатор; 10 — область базы; 11 — электроно-дырочный переход.

отличаются еще меньшими размерами, нежели корпусные полупроводниковые приборы.

Основы классификации. В качестве классификационных признаков полупроводниковых приборов, число типов которых в настоящее время исчисляется многими десятками, могут быть использованы различные характеристики и понятия.

В качестве наиболее общего классификационного признака принято использовать характер процесса преобразования энергии одного вида в другой. В соответствии с этим признаком полупроводниковые приборы подразделяются на *электропреобразовательные, фотоэлектрические, излучающие, термоэлектрические, тензоэлектрические, магнитоэлектрические* и др. Наиболее многочисленна группа электропреобразовательных полупроводниковых приборов. К этой группе относится большинство *полупроводниковых диодов, все виды транзисторов, тиристоры* и др.

В связи с развитием инфракрасной техники, лазерных систем и оптоэлектроники все более расширяется группа фотоэлектрических и излучающих приборов (*фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы, полупроводниковые фотоэлементы, солнечные батареи, светодиоды* и др.).

Не столь обширны группы приборов других типов, хотя использование различных физических эффектов (*пьезоэлектрический, эффект Холла, эффект Зеебека* и др.) находит все большее применение при разработке различных полупроводниковых датчиков, охлаждающих устройств и т. п.

Помимо рассмотренных в качестве классификационных признаков широко используются и другие отличия: полупроводниковый материал (*кремниевые, германиевые, арсенид-галлиевые* и другие приборы); область рабочих частот (низкочастотные, высокочастотные и приборы диапазона СВЧ); значение допустимой мощности рассеяния; конструктивно-технологические параметры (*сплавные, диффузионные, мезатранзисторы, р-п-р и п-р-п приборы*) и т. д.

Термины и определения в области полупроводниковых приборов устанавливаются ГОСТ 15133-69.

Условные графические обозначения полупроводниковых приборов в схемах регламентируются ГОСТ 2.730-73, а система их обозначений — ГОСТ 10862-72.

9-2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗОННЫЕ ДИАГРАММЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Как известно из курса физики, энергетический спектр твердого тела имеет зонную структуру. Энергетические уровни атомов, объединенных в кристаллическую структуру, расщепляются, образуя зоны разрешенных энергетических состояний, отделенные друг от друга запрещенными зонами — энергетическими интервалами, состояния внутри которых не могут быть заняты частицами. Электрофизические свойства твердого тела определяются характером расположения двух верхних энергетических зон, образовавшихся в результате расщепления энергетических уровней валентных электронов (валентная зона) и уровней возбуждения и ионизации электронов атомов (зона проводимости). На энергетических диаграммах веществ, обладающих свойствами полу-

проводников, эти две зоны разделены относительно неширокой (не более 3 эВ) запрещенной зоной. На рис. 9-2, *а* эти зоны показаны на потенциальной функции $U(r)$ кристалла химически чистого полупроводника, а на рис. 9-2, *б* — в виде одномерной энергетической диаграммы.

В полупроводниковых приборах химически чистые полупроводники используются довольно редко. Обычно для изготовления приборов применяют полупроводниковые материалы, электропроводность которых обусловлена преимущественной концентрацией подвижных носителей электрических зарядов того или иного знака: электронов или дырок. С этой целью в предварительно химически очищенный полупроводниковый материал вводятся специальные примеси (материал легируется).

Локальные уровни примесей. Для германия и кремния — веществ с валентностью, равной четырем, — в качестве донорных примесей, обеспечивающих преимущественную электронную электропроводность, используются элементы пятой группы таблицы Д. И. Менделеева (P, As, Sb), а в качестве акцепторных примесей, образующих преимущественную

дырочную электропроводность, — вещества третьей группы (B, Al, Ga, In). В полупроводниковой технике в качестве легирующих примесей используются также некоторые элементы первой группы (Cu, Au и др.), обладающие свойствами как доноров, так и акцепторов.

Атомы примесей обычно замещают в узлах кристаллической решетки атомы основного вещества, образуя дефекты замещения. Поскольку атом примеси имеет иное число электронов, нежели атом основного вещества, и другую величину атомного радиуса, периодическая потенциальная функция кристаллической структуры вблизи примесного атома искажается и его энергетический уровень располагается в запрещенной зоне (рис. 9-3, *б* и 9-4, *б*). Такое изменение энергетической диаграммы можно объяснить следующим образом.

В случае донорной примеси четыре валентных электрона примесного атома, например фосфора (рис. 9-3, *а*), образуют с валентными электронами четырех соседних атомов кремния парноэлектронные ковалентные связи. Поскольку ковалентная связь насыщенная, пятый валентный электрон не участвует ни в одной ковалентной связи; он связан с ядром атома фосфора кулоновским взаимодействием. Для определения его энергетического состояния

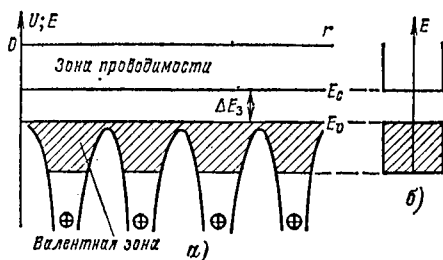


Рис. 9-2. Потенциальная (*а*) и энергетическая (*б*) диаграммы беспримесного полупроводника.

можно воспользоваться водородоподобной моделью атома, но при этом следует иметь в виду, что на этот пятый валентный электрон воздействуют не только кулоновские силы атомного остатка, но и периодическое поле кристаллической структуры кристалла. Поэтому при использовании водородоподобной модели следует учитывать эффективную массу электрона m_n^* , а также диэлектрическую проницаемость среды ϵ .

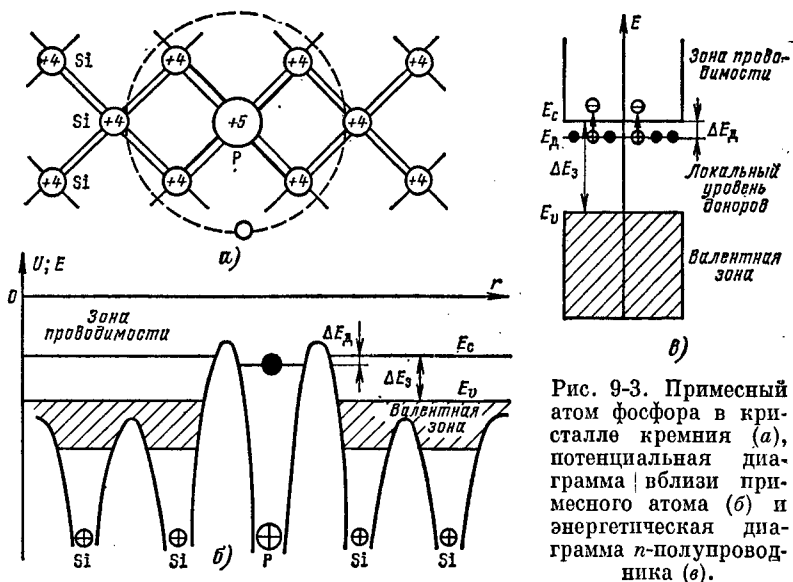


Рис. 9-3. Примесный атом фосфора в кристалле кремния (а), потенциальная диаграмма вблизи примесного атома (б) и энергетическая диаграмма n -полупроводника (в).

Решение амплитудного уравнения Шредингера для этого случая приводит к следующему выражению для собственной энергии E_n электрона в атоме примеси [22]:

$$E_n = E_c - \frac{E_{\text{и}} z^2 m_n^*}{\epsilon^2 n^2 m}. \quad (9-3)$$

Здесь $E_{\text{и}} = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} = 13,52 \text{ эВ}$ — энергия ионизации атома водорода; E_c — энергия, соответствующая дну зоны проводимости; z — число единичных положительных зарядов в атомном остатке примеси; $n = 1, 2, 3 \dots$

Величина

$$E_d = - \frac{E_{\text{и}} z^2 m_n^*}{\epsilon^2 m} \quad (9-4)$$

— это энергия основного ($n = 1$) состояния донорного атома, отсчитываемая от дна зоны проводимости. Отсюда следует, что энергетический уровень примесного донорного атома лежит в запрещенной зоне, ниже дна зоны проводимости, а энергия его иони-

зации $\Delta E_d = E_0 - E_d$ меньше энергии ионизации атома водорода $E_{\text{иH}}$ в ϵ^2 раз.

Для кремния, например, $\epsilon = 12$, а $m_n^* = 0,33$, следовательно энергия ΔE_d составит сотые доли электронвольта.

Вычисление радиуса боровской орбиты «лишнего» электрона пятивалентной примеси показывает, что его величина примерно в сто раз превышает r_0 — постоянную решетки основного полупроводника и рис. 9-3, а лишь качественно иллюстрирует положение примесного атома в кристаллической структуре кремния.

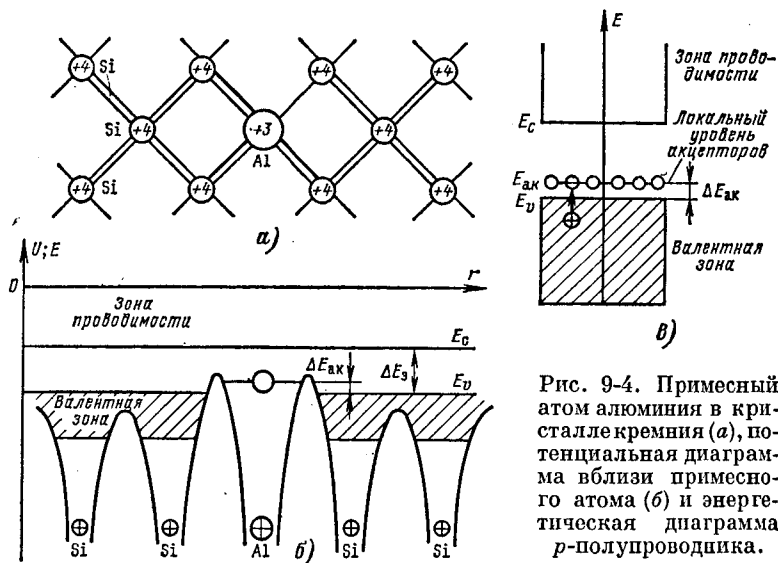


Рис. 9-4. Примесный атом алюминия в кристалле кремния (а), потенциальная диаграмма вблизи примесного атома (б) и энергетическая диаграмма p-полупроводника.

При внесении в полупроводник акцепторной примеси одна из валентных связей с соседними атомами остается незаполненной (рис. 9-4, а). Такое состояние не является дыркой, так как атом акцептора электрически нейтрален. Процесс ионизации акцепторного атома заключается в присоединении к незаполненной валентной связи электрона из валентной зоны:

$$E_n = E_v + \frac{E_{\text{иH}}^2 m_n^*}{\epsilon^2 n^2 m} = E_v + \frac{E_a}{n^2}. \quad (9-5)$$

Здесь E_v — энергия, соответствующая потолку валентной зоны, а E_a — энергия основного состояния акцепторного атома.

Таким образом, энергетический уровень примесного акцепторного атома лежит в запрещенной зоне, выше потолка валентной зоны.

Энергия ионизации трехвалентного акцепторного атома $\Delta E_a = E_a - E_v$ в кремнии также имеет величину порядка сотых долей электронвольта.

Примесь	Группа	Энергетический уровень, эВ	
		Германий	Кремний
Бор	III	$E_v + 0,0104$	$E_v + 0,046$
Алюминий	III	$E_v + 0,0102$	$E_v + 0,067$
Индий	III	$E_v + 0,0112$	$E_v + 0,154$
Фосфор	V	$E_c - 0,0120$	$E_c - 0,046$
Мышьяк	V	$E_c - 0,0127$	$E_c - 0,056$
Медь	I	$E_v + 0,04$	$E_v + 0,49$
Золото	I	$E_v + 0,33$	$E_v + 0,24$
		$E_v + 0,05$	$E_v + 0,35$
		$E_v + 0,16$	$E_v + 0,54$
		$E_c - 0,29$	—
		$E_c - 0,04$	—

Такие энергетические уровни примесей, недалеко отстоящие от уровней E_v и E_c , принято называть *мелкими*.

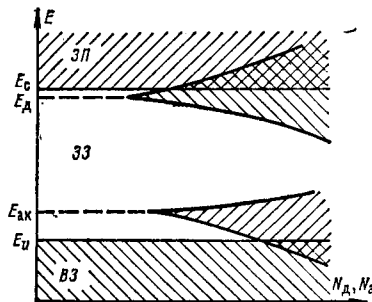
В случае внесения примесей с валентностью, отличающейся от валентности основного вещества больше чем на единицу, атомы примеси могут быть дважды и трижды ионизированы. В этом случае в запрещенной зоне располагаются два или три энергетических уровня примеси, причем энергия ионизации двух- и трехкратно ионизированных атомов выше энергии ионизации однократно ионизированного атома, что следует из соотношений (9-4) и (9-5), содержащих величину z^2 .

Энергетические уровни некоторых наиболее употребительных примесей даны в табл. 9-2.

Энергетические уровни некоторых наиболее употребительных примесей даны в табл. 9-2.

Концентрация примесей (N_d или N_a) в полупроводниковых материалах обычно невысока: 10^{-4} — $10^{-6}\%$, иначе говоря, на 10^6 — 10^8 атомов вещества приходится лишь один атом примеси.

Рис. 9-5. Расщепление локального уровня примеси в примесную зону.



Это означает, что при равномерном распределении примесей по объему полупроводника отдельные примесные атомы отделены друг от друга расстояниями в несколько сотен постоянных кристаллической структуры r_0 . При таких концентрациях волновые функции соседних примесных атомов практически не перекрываются, и энергетические состояния всех атомов примеси характеризуются единым дискретным энергетическим уровнем. Поскольку этот энергетический уровень существует лишь вблизи атома примеси, его часто называют *локальным* (рис. 9-3, в и 9-4, в).

Энергетические зоны примесей. В ряде случаев концентрацию примесей в полупроводниковых материалах доводят примерно

до $(10^{-2}-1)\%$. При этом волновые функции соседних атомов примеси уже нельзя считать неперекрывающимися. Примесные атомы образуют систему взаимодействующих частиц, и дискретный энергетический уровень примеси превращается в энергетическую *примесную зону*. При мелкозалегающих уровнях примеси такая зона перекрывается с соседней зоной (валентной или зоной проводимости), образуя энергетическую диаграмму, характерную для металлов (рис. 9-5). Электрические свойства таких высоколегированных полупроводников приближаются к свойствам металлов. Поэтому такие полупроводники часто называют *полуметаллами*.

9-3. ГЕНЕРАЦИЯ И РЕКОМБИНАЦИЯ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В основе электрических явлений в полупроводниковых приборах лежат процессы движения свободных носителей электрических зарядов — частиц, не связанных с отдельными атомами и способных свободно перемещаться в кристаллической структуре. В полупроводниках свободные носители зарядов могут образоваться в результате разрыва валентных связей и отделения от атомов полупроводника валентных электронов либо в результате ионизации атомов примесей. Процессы образования свободных частиц называют *генерацией свободных носителей заряда*, а процессы возвращения свободных частиц в связанное состояние — *рекомбинацией*.

Виды генерации и рекомбинации свободных носителей. Процессы образования свободных носителей зарядов требуют затраты некоторой энергии, необходимой для «освобождения» частиц из связанного состояния. Эта энергия может быть сообщена кристаллу в различной форме: в виде тепла (*тепловая генерация*), кинетической энергии движущихся частиц (*ударная генерация или ионизация*), энергии электрического поля (*полевая генерация или ионизация*), энергии фотонов при облучении светом (*световая генерация*) и др.

Рекомбинация частиц сопровождается выделением энергии, которая может быть излучена в виде фотонов (*излучательная рекомбинация*) или же воспринята кристаллической решеткой в виде фононов (*безызлучательная рекомбинация*). Процессы рекомбинации зависят от ряда факторов: концентрации свободных частиц, характера их движения, наличия и концентрации примесей и других дефектов кристаллической структуры, состояния поверхности тела и др. Принято различать *межзонную рекомбинацию*, *рекомбинацию через локальные уровни примесей (рекомбинационные ловушки)*, *поверхностную рекомбинацию* и другие виды. Рассмотрим основные виды генерации свободных носителей заряда и их рекомбинации.

Тепловая генерация пар носителей зарядов. В химически чистом полупроводнике при $T = 0$ К электронов в зоне проводимости

нет. Все валентные электроны локализованы вблизи атомов и попарно образуют ковалентные связи между соседними атомами. Все энергетические уровни в валентной зоне заняты. Валентные электроны совершают хаотические туннельные переходы без изменения энергии из одной потенциальной ямы в другую, но в любой момент времени все энергетические состояния остаются заполненными.

Вследствие теплового возбуждения при $T > 0$ К какая-либо валентная связь между двумя атомами может оказаться нарушенной. Один из электронов, участвующих в парноэлектронной связи, может получить энергию, превосходящую по величине энергию, запасаемую при ковалентной связи, и стать свободным электроном. На плоской схеме кристаллической решетки (рис. 9-6, а)

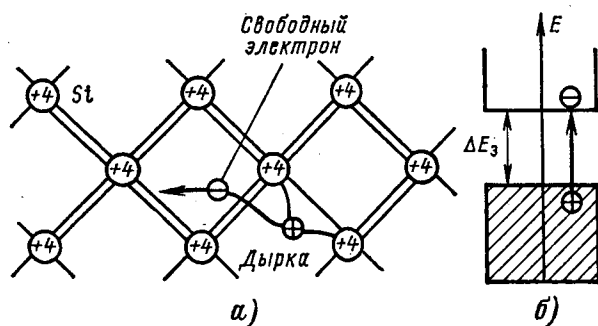


Рис. 9-6. Генерация пар подвижных зарядов.

этот процесс можно условно изобразить в виде разорванной валентной связи (каждая парноэлектронная связь изображается двумя черточками между атомными остатками Si) и электрона, свободно перемещающегося в пространстве между узлами кристаллической решетки. С уходом электрона остаются незаполненная валентная связь и нескомпенсированный положительный заряд, равный заряду электрона. Такое состояние, как известно из курса физики, принято называть *дыркой*. Описанный процесс на зонной диаграмме можно показать как переход электрона в зону проводимости из валентной зоны, где освобождается одно из энергетических состояний — появляется дырка (рис. 9-6, б). Для такого перехода должна быть затрачена энергия, по крайней мере равная ширине запрещенной зоны ($E \geq \Delta E_z$). В результате перехода электрона в зону проводимости образуется обязательно пара зарядов: отрицательный заряд — электрон в зоне проводимости и положительный заряд — дырка в валентной зоне. Отсюда и наименование процесса — генерация пар носителей зарядов. Оба образовавшихся заряда — подвижные. Свободный электрон хаотически перемещается между узлами кристаллической решетки.

На зонной энергетической диаграмме это движение, сопровождаемое в общем случае взаимодействиями электрона с другими частицами и изменением его энергии, можно представить как хаотическое перемещение на свободные энергетические уровни, вниз или вверх — в зависимости от того, уменьшается или увеличивается энергия в процессе движения. Движение дырки в пространстве обусловлено конечной вероятностью замещения разорванной валентной связи в результате хаотических туннельных переходов электронов соседних атомов. Как это видно из рис. 9-7, перемещение электронов последовательно от атома *В* к атому *Б*, затем к атому *А* и т. д. эквивалентно движению дырки в обратном

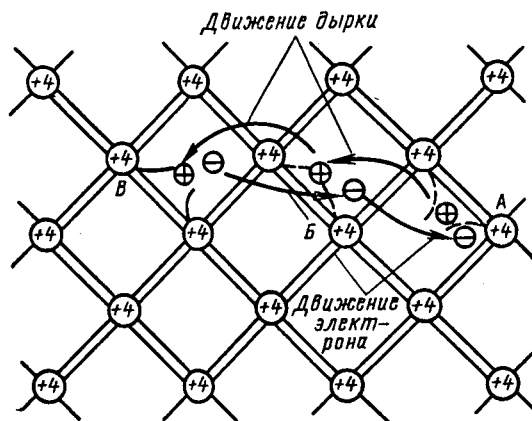


Рис. 9-7. Движение дырки в кристалле.

направлении. На энергетической диаграмме этот процесс выглядит как последовательное замещение электронами освобождающихся энергетических уровней в валентной зоне и соответствующее противоположное перемещение дырки. Следует, однако, помнить, что на одномерной энергетической диаграмме можно показать лишь изменение энергетического состояния частицы независимо от вероятности ее обнаружения в этой или иной части пространства кристаллической структуры.

Итак, в результате генерации пар зарядов появляются подвижные частицы обоих зарядов, способные участвовать в переносе электрических зарядов.

Химически чистые (беспримесные) полупроводники принято называть *собственными* или *i*-полупроводниками (от англ. intrinsic — истинный, собственный). Концентрациям свободных электронов и дырок в собственных полупроводниках присваивают символы n_i и p_i соответственно. В собственном полупроводнике, для которого характерен процесс генерации пар зарядов, эти концентрации равны: $n_i = p_i$.

Тепловая ионизация примесных атомов. В предыдущем параграфе было показано, что энергия ионизации примесных атомов составляет несколько сотых долей электронвольта и, следовательно, значительно меньше ширины запрещенной зоны ($\Delta E_d < \Delta E_z$ и $\Delta E_a < \Delta E_z$).

Естественно, что процесс ионизации примесей начнет заметно проявляться при значительно более низких температурах, чем те значения температуры, при которых развивается процесс тепловой генерации пар зарядов в собственном полупроводнике.

При ионизации атома донорной примеси в зоне проводимости появляется свободный электрон, а сам атом примеси превращается в *положительно заряженный ион*. В отличие от процесса перехода валентного электрона из валентной зоны в зону проводимости при генерации пар зарядов здесь не появляется дырка, так как все валентные связи вблизи донорного атома замещены. Таким образом, положительный ион примеси в отличие от дырки — заряд *неподвижный* и, следовательно, в процессе ионизации доноров образуются подвижные заряды лишь одного знака — свободные электроны. Такие полупроводники называют *электронными полупроводниками* или *n-полупроводниками* (от латинского *negativus* — отрицательный).

В результате теплового возбуждения акцепторного полупроводника один из валентных электронов соседних атомов Si может нарушить валентную связь и заместить свободный энергетический уровень (заполнить валентную связь) вблизи атома акцептора. В результате такого перехода вблизи соседнего атома, которому ранее принадлежал рассматриваемый электрон, образуется дырка, а атом акцептора превращается в *неподвижный отрицательно заряженный ион*. Следовательно, в процессе ионизации акцепторов образуются подвижные носители лишь одного знака — дырки. Такие полупроводники называют *дырочными* или *p-полупроводниками* (от латинского *positivus* — положительный).

Основные и неосновные носители. Вообще в полупроводнике могут присутствовать как донорные, так и акцепторные примеси. Например, в *n*-полупроводнике может быть незначительная доля атомов — акцепторов. В этом случае даже при достаточно низких температурах наряду со свободными электронами появляется незначительное количество дырок. Кроме того, в любом примесном полупроводнике наряду с процессом ионизации примесей протекает также процесс генерации пар зарядов: в *n*-полупроводнике, например, помимо значительного числа свободных электронов всегда присутствует какое-то количество дырок, а в *p*-полупроводнике имеется также незначительная концентрация электронов. Принято электроны в *n*-полупроводнике и дырки в *p*-полупроводнике называть *основными носителями зарядов*, а дырки в *n*-полупроводнике и электроны в *p*-полупроводнике — *неосновными носителями*. Концентрации основных носителей обозначают символами n_n и p_p , а неосновных — символами n_p и p_n .

Основными носители называются потому, что их концентрация велика и они вносят основной вклад в электропроводность полупроводника.

Ударная генерация носителей заряда наблюдается при наличии сильных электрических полей, напряженностью порядка 10^5 — 10^6 В/см. Создать такое поле за счет внешней разности потенциалов в однородном полупроводнике весьма трудно, так как даже при размерах кристалла около 0,1 мм требуется разность потенциалов в несколько сотен или тысяч вольт. В полупроводниковых приборах, однако, электрические поля такой величины наблюдаются в областях электронно-дырочных переходов или других неоднородностей и процесс ударной генерации лежит в основе работы ряда полупроводниковых приборов.

Свободные частицы в таком сильном поле приобретают кинетическую энергию, достаточную для разрыва валентных связей атомов в полупроводнике.

Ударная генерация может быть результатом не только разрыва валентных связей собственных атомов полупроводника, но и результатом ионизации атомов примесей. Необходимая энергия в этом

случае значительно меньше, и ударная ионизация атомов примеси развивается в полях напряженностью $\mathcal{E} \geq 10$ В/см.

Полевая генерация наблюдается также в очень сильных электрических полях, но отличается от ударной генерации. Как известно из курса физики, границы энергетических зон полупроводника под влиянием электрического поля смещаются. На рис. 9-8 показана энергетическая диаграмма части кристалла полупроводника, находящегося в сильном электрическом поле. Для простоты рассуждений характер смещения границ энергетических зон принят линейным. В результате смещения энергетических зон энергия электрона, находящегося в точке 1 на потолке валентной зоны, равна энергии электрона в точке 2 на дне зоны проводимости. Эти два энергетических состояния разделяет треугольный энергетический барьер $1-3-2$ высотой ΔE_z и шириной Δx . Если напряженность поля $\mathcal{E}$ достаточно велика (около 10^6 В/см), то величина Δx может быть весьма малой, соизмеримой с длиной волны волновой функции электрона в точке 1. Такие поля могут быть созданы в электрических переходах. В этом случае вероятность туннельного перехода частицы конечна, если только выполняется условие незанятости энергетического уровня 2, что при

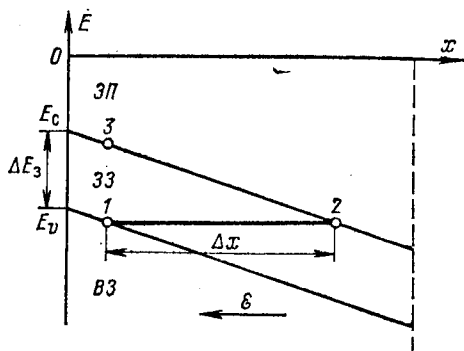


Рис. 9-8. Энергетическая диаграмма полупроводника в сильном электрическом поле.

малой концентрации электронов в зоне проводимости вполне вероятно.

В курсе физики было показано, что вероятность прохождения частицы через узкий энергетический барьер определяется выражением

$$P \approx e^{-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m^* \Delta E} \Delta x}, \quad (9-6)$$

где ΔE — высота энергетического барьера; Δx — его ширина; m^* — эффективная масса частицы.

Как видно из рис. 9-8, $\Delta E = \Delta E_z$, а

$$\Delta x = \frac{\Delta E_z}{e\mathcal{E}}. \quad (9-7)$$

Подставляя эти величины в (9-6), получаем:

$$P \approx e^{-\frac{4\pi}{eh\mathcal{E}} \sqrt{2m^* (\Delta E_z)^3}}. \quad (9-8)$$

Отсюда следует, что вероятность туннельного перехода возрастает с увеличением напряженности поля $\mathcal{E}$ и имеет бóльшую величину в полупроводниках с неширокой запрещенной зоной.

В реальных полупроводниковых приборах генерация свободных носителей за счет туннельного эффекта в сильных электрических полях может быть весьма существенной.

Световая генерация носителей заряда возникает при облучении полупроводника световым потоком. Различают *биполярную* и *монополярную световую генерацию*. В первом случае энергия $h\nu$ поглощенного полупроводником фотона расходуется на разрыв валентной связи собственных атомов полупроводника. При этом образуются подвижные носители обоих знаков: электроны и дырки, что и определяет наименование этого вида генерации (биполярная).

Разрыв валентной связи может произойти лишь в том случае, если энергия поглощенного фотона $h\nu \geq \Delta E_z$. Таким образом, для каждого полупроводника биполярная генерация наблюдается лишь в определенной части спектра световых колебаний. Эта часть спектра называется *спектром собственного поглощения*.

При монополярной генерации поглощение кванта света сопровождается ионизацией примесных атомов. Энергия поглощаемого фотона при этом должна быть: $h\nu \geq \Delta E_d$ или $h\nu \geq \Delta E_a$. Примеси с мелко залегающими уровнями при комнатной температуре почти полностью ионизированы. Поэтому монополярная генерация при примесном поглощении квантов света имеет существенное значение лишь при наличии относительно глубоко залегающих примесей.

Более подробно поглощение света полупроводниками и возникающие при этом процессы образования свободных носителей заряда рассматриваются в гл. 14.

Равновесное состояние. Процессы генерации свободных носителей и их рекомбинации протекают одновременно. При неизмен-

ной температуре тела эти процессы находятся в динамическом равновесии: в единицу времени в среднем рождается и исчезает одинаковое количество носителей заряда одного знака. В противном случае мы наблюдали бы во времени непрерывное накопление или уменьшение электронов и дырок.

Если число генерируемых в единицу времени пар зарядов (*скорость генерации*) обозначить через g_0 , а число исчезающих пар в тот же отрезок времени и в том же объеме (*скорость рекомбинации*) — через r_0 , то условие этого динамического равновесия запишется в виде

$$r_0 = g_0. \quad (9-9)$$

При этом, естественно, количество электронов и дырок в единице объема — их концентрации — должны оставаться неизменными. Такие носители зарядов находятся в тепловом равновесии с кристаллической решеткой и их принято называть *равновесными*, а их концентрации обозначать символами n_0 и p_0 для электронов и дырок соответственно. Само же состояние системы в этих условиях называют равновесным.

Число рекомбинирующих в единицу времени пар зарядов, естественно, пропорционально их концентрациям:

$$r_0 = \gamma_r n_0 p_0, \quad (9-10)$$

где γ_r — величина, называемая *коэффициентом рекомбинации*.

С учетом (9-10) условие (9-9) динамического равновесия можно записать в виде

$$\gamma_r n_0 p_0 = g_0. \quad (9-11)$$

Время жизни свободных носителей заряда. Между актами образования свободной частицы и ее рекомбинации проходит какое-то время, величина которого зависит от ряда условий: вероятности встречи с частицей, несущей заряд противоположного знака, возможности рассеяния выделяемой при рекомбинации энергии и др. Среднестатистическое время существования частицы в свободном состоянии называют *временем ее жизни*.

Из (9-10) видно, что $\gamma_r p_0$ — это вероятность рекомбинации электрона в единицу времени, а $\gamma_r n_0$ — вероятность рекомбинации дырки в единицу времени. Время жизни частицы можно определить как величину, обратную вероятности ее рекомбинации. Таким образом, среднее время жизни электрона

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_r p_0}, \quad (9-12)$$

а среднее время жизни дырки

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_r n_0}. \quad (9-13)$$

Учитывая (9-10), эти выражения можно представить и в иной форме:

$$\tau_n = \frac{n_0}{r_0}; \quad (9-14)$$

$$\tau_p = \frac{p_0}{r_0}. \quad (9-15)$$

Используя понятие времени жизни частицы, условие равновесия (9-9) можно теперь записать в другой форме:

$$\frac{n_0}{\tau_n} = \frac{p_0}{\tau_p} = g_0. \quad (9-16)$$

Неравновесное состояние. В результате внешнего воздействия (облучение светом, быстрый нагрев, бомбардировка частицами и т. д.) в некотором объеме кристалла могут развиваться интенсивные процессы генерации свободных носителей. Равновесное состояние в этом случае будет нарушено: в части кристалла, подвергающегося внешнему воздействию, образуется повышенная или пониженная — *неравновесная* — концентрация свободных носителей:

$$n = n_0 + \Delta n; \quad (9-17)$$

$$p = p_0 + \Delta p, \quad (9-18)$$

где Δn и Δp — так называемые *избыточные концентрации* свободных электронов и дырок.

Возникшее в результате возмущения нарушение равновесия системы порождает процессы, в результате которых система стремится к новому состоянию динамического равновесия (в случае длительного возмущения) либо к возвращению к прежнему состоянию (после прекращения возмущения). Эти процессы заключаются в энергетическом обмене свободных частиц с кристаллической решеткой, в повышенной скорости рекомбинации частиц в объеме с неравновесной концентрацией, а также в их растекании из этого объема в силу градиента концентраций (диффузия).

Образовавшиеся в результате возмущения свободные носители зарядов могут обладать энергией, значительно превышающей энергию равновесных частиц (около kT). Это означает, что электроны, например, могут занимать более высокие энергетические уровни в зоне проводимости, замещение которых обычно соответствует более высокой температуре тела. Поэтому такие электроны называют «горячими». В процессе движения свободные электроны взаимодействуют с кристаллической решеткой, рассеивая свою энергию.

Рассасывание неравновесных носителей, их время жизни. Процесс нарастания или убывания числа носителей заряда в объеме

с неравновесной концентрацией в результате их рекомбинации можно описать соотношениями

$$\frac{dn}{dt} = g_n - \gamma_r n p_0; \quad (9-19)$$

$$\frac{dp}{dt} = g_p - \gamma_r p n_0, \quad (9-20)$$

где g_n и g_p — скорости генерации электронов и дырок соответственно.

После прекращения внешнего возмущения начинается процесс установления равновесия системы: неравновесные носители расщепляются, постепенно рекомбинируя.

Полагая $g_n = g_p = g_0$, с учетом (9-11) уравнение (9-19) можно записать в виде

$$-\frac{dn}{dt} = \gamma_r (np - n_0 p_0). \quad (9-21)$$

Подставляя сюда (9-17) и (9-18), получаем:

$$-\frac{dn}{dt} = \gamma_r (n_0 \Delta p + p_0 \Delta n + \Delta n \Delta p). \quad (9-22)$$

Чаше всего $\Delta n < n_0$ и $\Delta p < p_0$, поэтому третьим слагаемым в скобках (9-22) можно пренебречь. Кроме того, если в процессе генерации рождались заряды обоих знаков и скорости этих процессов были равны ($g_p = g_n$), то $\Delta p = \Delta n$, и уравнение (9-22) принимает вид:

$$-\frac{dn}{dt} = (\gamma_r n_0 + \gamma_r p_0) (n - n_0). \quad (9-23)$$

С учетом (9-12) и (9-13) получим:

$$-\frac{dn}{dt} = \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_p} \right) (n - n_0). \quad (9-24)$$

Величину

$$\frac{1}{\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_p}} = \tau \quad (9-25)$$

называют *временем жизни неравновесных носителей*.

Учитывая (9-17) и (9-25), перепишем (9-24) в виде

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n - n_0}{\tau} = -\frac{\Delta n}{\tau}. \quad (9-26)$$

Решение этого уравнения даст:

$$\Delta n = \Delta n(0) e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (9-27)$$

где $\Delta n(0)$ — неравновесная концентрация в момент прекращения возмущающего действия. Следовательно, за время τ число неравно-

весных электронов уменьшается в e раз. Аналогичный вывод можно получить и для дырок, решая уравнение (9-20).

Межзонная рекомбинация. Этот вид рекомбинации наблюдается при переходе электрона из свободного в связанное (валентное) состояние. На энергетической диаграмме это может быть показано как переход электрона из зоны проводимости в валентную зону (переход 1 на рис. 9-9, а). При таком переходе, естественно, должна выделяться энергия, равная ширине запрещенной зоны. При межзонной рекомбинации энергия может выделяться в виде фотонов (*излучательная рекомбинация*) или же в виде фононов (*рекомбинация безызлучательная*). Характер межзонной рекомбинации во

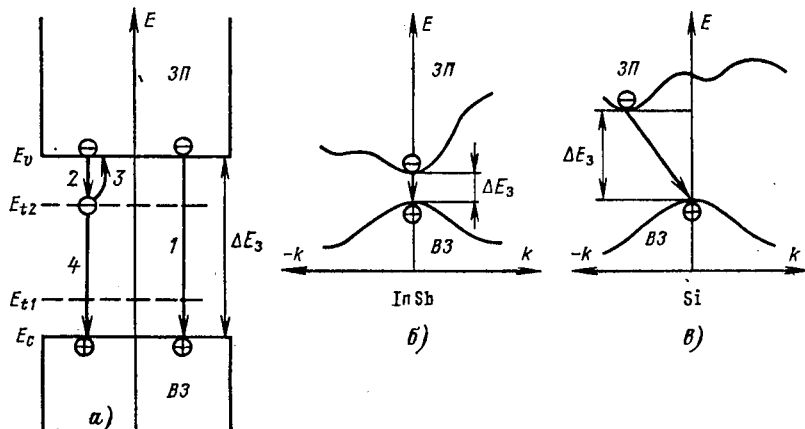


Рис. 9-9. Рекомбинация частиц через рекомбинационные ловушки (а), структура энергетических зон InSb и Si (б и в).

многое зависит от строения энергетических зон полупроводника. Для полупроводников, функция $E(k)$ которых имеет экстремумы при одном и том же значении волнового вектора k , а следовательно, и квазиимпульса $p = \frac{\hbar}{2\pi} k$, как, например, InSb (рис. 9-9, б), характерна излучательная межзонная рекомбинация. При переходе электрона из зоны проводимости в валентную зону величина его импульса не изменяется (*прямой переход*); энергия, равная ΔE_3 , выделяется чаще всего в виде фотона.

В том случае, когда экстремальные значения функции $E(k)$ соответствуют разным значениям квазиимпульса, как, например, у кремния (рис. 9-9, в), происходит преимущественно безызлучательная рекомбинация (*непрямой переход*). В силу закона сохранения энергии и импульса при непрямом переходе выделяющимся квантом должна быть воспринята не только энергия, равная ΔE_3 , но и избыток (недостаток) величины квазиимпульса. Фотон, обладающий импульсом чрезвычайно малой величины, не способен воспринять избыток или недостаток импульса электрона, вели-

чина которого на несколько порядков больше. Этот избыток импульса воспринимается обычно фононом, квазиимпульс которого может достигать значительной величины. Избыток энергии может быть воспринят фотоном или же — при определенных условиях — фофоном.

Для большинства полупроводников характерен именно последний случай. Вероятность межзонной безызлучательной рекомбинации невелика, так как энергия ΔE_a весьма значительна (1—3 эВ) по сравнению с kT и поэтому не всегда может быть воспринята кристаллической решеткой.

Рекомбинация через ловушки. Наиболее вероятен процесс рекомбинации с участием дефектов структуры в виде примесных центров. Примеси, обычно используемые при легировании полупроводников (В, Al, P, As и др.), как уже отмечалось (см. § 9-2), образуют мелко залегающие ($\Delta E_d \approx \Delta E_a \approx 0,01$ эВ) локальные уровни. Атомы таких примесей не могут существенно повлиять на процессы рекомбинации, так как энергия, выделяемая, например, при переходе электрона из зоны проводимости на акцепторный уровень, почти равна ΔE_a . Однако такие примеси, как медь, золото и другие, создают ряд примесных уровней, часть которых располагается вблизи середины запрещенной зоны (см. табл. 9-2). Так, например, одновалентный атом золота, замещающий в кристаллической структуре атом германия, образует три локальных уровня, два из которых ($E_v + 0,16$ и $E_c - 0,29$) лежат достаточно далеко от дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. Такой атом, вообще говоря, может присоединить (захватить) три недостающих для образования валентных связей электрона. Переход из зоны проводимости на локальный уровень E_{12} (переход 2 на рис. 9-9, а) более вероятен, чем межзонный переход частицы. В дальнейшем этот захваченный электрон может либо возвратиться обратно в зону проводимости (переход 3), либо перейти в валентную зону (переход 4), что эквивалентно переходу дырки из валентной зоны на уровень примеси. В последнем случае происходит как бы ступенчатая рекомбинация, при которой энергия ΔE_a выделяется порциями.

Примесные центры, способные захватывать подвижные носители заряда и способствовать таким образом их рекомбинации, называют *рекомбинационными ловушками*.

Рекомбинационными ловушками могут служить не только атомы примесей, но и другие дефекты кристаллической структуры.

Поверхностная рекомбинация является разновидностью рекомбинации через ловушки. На поверхности кристалла полупроводника вследствие нарушения кристаллической структуры образуются так называемые поверхностные состояния с энергетическими уровнями, лежащими в запрещенной зоне. Поверхностные состояния возникают также в результате окисления поверхности и адсорбции атомов посторонних веществ. Эти атомы могут играть роль доноров или акцепторов. Присоединяя или отдавая электроны,

они образуют на поверхности слой электрических зарядов того или иного знака. Возникает приповерхностный слой с некоторым поверхностным потенциалом U_s , и границы зон вблизи поверхности искривляются. Энергетические уровни поверхностных состояний, концентрация которых достигает 10^{10} — 10^{12} см⁻², могут служить рекомбинационными ловушками. Они влияют на время жизни носителей как на поверхности, так и в объеме, на некоторой глубине от поверхности.

Условие электронейтральности. Независимо от характера и скорости образования подвижных носителей зарядов и их рекомбинации в условиях равновесной или же неравновесной концентрации любой кристалл в целом остается электрически нейтральным. Суммарный заряд отрицательно заряженных подвижных и неподвижных частиц всегда компенсируется равным по величине суммарным зарядом подвижных и неподвижных частиц, несущих положительные электрические заряды. Условие, характеризующее равенство противоположных по знаку электрических зарядов, называют *условием электронейтральности* полупроводника.

Так, например, в собственном полупроводнике общий заряд свободных электронов компенсируется суммарным зарядом дырок:

$$n_i = p_i. \quad (9-28)$$

В электронном полупроводнике заряд свободных электронов компенсируется суммарным положительным зарядом, который складывается из зарядов дырок и ионизированных атомов доноров:

$$n_n = p_n + N_d^+. \quad (9-29)$$

При рабочих температурах, когда процесс генерации пар пренебрежимо мал, зарядом дырок можно пренебречь:

$$n_n \approx N_d^+. \quad (9-30)$$

Аналогичным образом для дырочного полупроводника

$$p_p = n_p + N_a^- \quad (9-31)$$

и для рабочих температур

$$p_p \approx N_a^-. \quad (9-32)$$

Для примесного полупроводника, содержащего как донорные, так и акцепторные примеси, условие электронейтральности имеет вид при $N_d > N_a$:

$$n_n + N_a^- = p_n + N_d^+ \quad (9-33)$$

и при $N_a > N_d$

$$p_p + N_d^+ = n_p + N_a^-. \quad (9-34)$$

9-4. ОСНОВЫ СТАТИСТИКИ ЧАСТИЦ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Зонная теория дает представление об энергетическом спектре твердого тела в виде ряда энергетических зон, каждая из которых содержит разрешенные для частиц энергетические состояния. Число дискретных энергетических состояний внутри зоны равно числу атомов, объединенных в единую систему — кристалл, а ширина зоны, т. е. расстояние между ее наивысшим и наименьшим уровнями (потолком и дном зоны), зависит от степени перекрытия волновых функций соседних атомов. Для решения таких важных вопросов, как характер размещения энергетических состояний внутри зон и законы размещения частиц по этим состояниям, привлекаются методы статистической физики. Основная задача статистики применительно к коллективу частиц заключается в определении вероятности того, что некоторая i -я частица обладает энергией в интервале от E до $E + \Delta E$.

Классическая статистика. Как известно из курса общей физики, статистические методы были применены по отношению к идеальному газу Больцманом и развиты затем Максвеллом (классическая статистика Максвелла—Больцмана).

Функция распределения N частиц по энергиям в соответствии с классической статистикой имеет вид:

$$\Phi(E) = \frac{dN}{dE} = C \sqrt{E} e^{-E/kT}. \quad (9-35)$$

Здесь

$$C = \frac{2n}{\pi^{1/2} (kT)^{3/2}}, \quad (9-36)$$

где n — число частиц в единице объема.

В курсе физики дается определение химического потенциала χ как величины, характеризующей изменение свободной энергии системы при изменении числа частиц в ней на единицу при условии, что объем V системы и ее температура T остаются неизменными. Таким образом, при $V = \text{const}$ и $T = \text{const}$ химический потенциал является однозначной функцией концентрации частиц в системе. Когда частицы равномерно распределены по объему системы, химический потенциал для всей системы неизменен: $\chi = \text{const}$ и $\text{grad } \chi = 0$. Если же в различных областях системы концентрации частиц неодинаковы, то для этих областей величины химического потенциала различны: $\text{grad } \chi \neq 0$. Наличие разности концентраций частиц в системе, как известно, вызывает их диффузию — перемещение частиц из области с более высокой концентрацией в область с концентрацией более низкой.

Классическая статистика была создана ранее квантовой механики. Поэтому представления классической статистики не учитывают квантовомеханических свойств частиц и особенностей их взаимодействия. Например, классическая статистика не учитывает принцип Паули, так как допускает, что в любом энергетическом состоянии возможно размещение любого количества частиц.

Поэтому классическая статистика оказалась не в состоянии удовлетворительно объяснять физические явления, наблюдавшиеся в таких коллективах частиц, где квантовомеханические свойства играют важную роль, например в электронном газе металлов.

Квантовая статистика частиц была создана Бозе и Энштейном для коллектива частиц с целочисленным спином (например, фотонов), которые называют *бозонами*. Применительно к коллективу частиц с полуцелым спином (*фермионы*), подчиняющихся принципу Паули, в том числе и электронов, квантовая статистика разработана Ферми и Дираком.

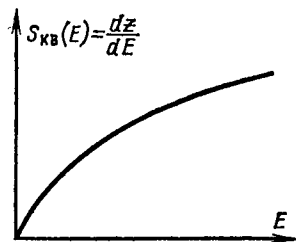


Рис. 9-10. Функция плотности энергетических состояний в квантовой статистике для открытой зоны.

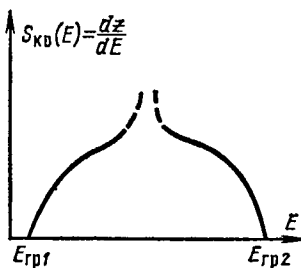


Рис. 9-11. Функция плотности энергетических состояний в квантовой статистике для закрытой зоны.

Основные положения статистики Ферми—Дирака заключаются в следующем. Частицы, образующие систему, неразличимы: обмен энергетическими состояниями между двумя любыми электронами не изменяет энергии системы. Энергетический спектр дискретен: два соседних энергетических состояния могут отличаться на весьма малую, но конечную величину. Любое энергетическое состояние может быть занято лишь одной частицей или уже двумя частицами при условии, что их спины противоположны.

Функция плотности энергетических состояний. Определение вероятности того, что некоторая частица обладает энергией в интервале от E до $E + \Delta E$, требует прежде всего нахождения закона плотности энергетических состояний. Иначе говоря, требуется определить закон изменения числа Z энергетических состояний внутри неизменного элементарного интервала энергии ΔE в зависимости от расположения этого интервала на оси энергии. Решение этой задачи приводит к следующему выражению для плотности энергетических состояний [22]

$$S_{кв}(E) = \frac{dZ}{dE} = A \sqrt{|E - E_{гр}|}, \quad (9-37)$$

где

$$A = \frac{4\pi}{h^3} (2m^*)^{3/2}, \quad (9-38)$$

а $E_{гр}$ — величина, соответствующая началу отсчета энергии. Так, например, если для зоны проводимости принять за начало отсчета энергию, соответствующую дну зоны, положив $E_c = 0$, то функция $S_{кв}(E)$ будет иметь вид, показанный на рис. 9-10. Для закрытой зоны, например валентной, плотность состояний начиная от дна зоны растет пропорционально $\sqrt{|E - E_{гр1}|}$, а вблизи потолка зоны убывает пропорционально $\sqrt{|E - E_{гр2}|}$; в этих выражениях $E_{гр1}$ и $E_{гр2}$ — энергии, соответствующие дну и потолку зоны соответственно (рис. 9-11).

Функция плотности заполнения состояний частицами, часто называемая в литературе *функцией Ферми*, определяется выражением, известным из курса физики:

$$F_{кв}(E) = \frac{dN}{dZ} = \frac{1}{e^{\frac{E - E_{\phi}}{kT}} + 1}, \quad (9-39)$$

где E_{ϕ} — некоторый фиксированный уровень энергии, смысл которого мы определим далее.

Рассмотрим эту функцию, положив, что температура системы $T \rightarrow 0$:

$$\text{если } E < E_{\phi}, \text{ то } e^{\frac{E - E_{\phi}}{kT}} \rightarrow e^{-\infty} \rightarrow 0 \text{ и } F_{кв}(E) = 1;$$

$$\text{если } E > E_{\phi}, \text{ то } e^{\frac{E - E_{\phi}}{kT}} \rightarrow e^{\infty} \rightarrow \infty \text{ и } F_{кв}(E) = 0;$$

$$\text{если } E = E_{\phi}, \text{ то } e^{\frac{E - E_{\phi}}{kT}} \rightarrow e^0 \rightarrow 1 \text{ и } F_{кв}(E) = \frac{1}{2}.$$

Графическое изображение функции (9-39) при $T = 0$ К показано на рис. 9-12.

Уровень Ферми. Истолкуем физический смысл функции $F_{кв}(E)$. При размещении по Z возможным состояниям частицы, естественно, стремятся занять состояния с наименьшей энергией. Поэтому все состояния от нуля до некоторой энергии E_{ϕ} заняты частицами. В каждом состоянии находятся в соответствии с принципом Паули две частицы с различными спинами. Следовательно, в интервале энергий от нуля до E_{ϕ} заняты частицами $Z = N/2$ состояний. Состояния с энергией $E > E_{\phi}$ свободны. Энергия E_{ϕ} , таким образом, это наивысшая энергия частицы в системе при $T = 0$ К. Это значение энергии принято называть *энергией Ферми* или *уровнем Ферми*. Более правильно истолковать функцию $F_{кв}(E)$ статистически. С этой точки зрения при $T = 0$ К вероятность замещения частицами состояний с энергиями $E < E_{\phi}$ равна единице, а вероятность замещения состояний с энергиями $E > E_{\phi}$ равна нулю.

Из рис. 9-12 видно, что уровень Ферми при $T = 0$ К отделяет энергетические состояния, занятые частицами, от свободных энер-

гетических состояний или, иначе говоря, уровень Ферми отделяет энергетические состояния, вероятность замещения которых больше $1/2$, от состояний с вероятностью замещения меньше $1/2$. Следовательно, уровень Ферми — это такое энергетическое состояние, вероятность замещения которого равна $1/2$. Последняя характеристика уровня Ферми остается справедливой для любых температур системы.

Величину $E_{\text{ф}}/e$ называют часто *электрохимическим потенциалом*. Определение химического потенциала χ как величины, однозначно определяющей концентрацию частиц в системе электрически нейтральных частиц, было дано ранее. В коллективе электрически заряженных частиц (при условии $T = \text{const}$ и $V = \text{const}$) изменение числа частиц на единицу вызывает не только появление градиента концентрации, но и появление градиента потенциала ($\text{grad } \varphi \neq 0$). В результате нарушения

равновесия частицы в системе совершают не только диффузионное, но и дрейфовое движение — движение под воздействием сил электрического поля.

Следовательно, условие равновесия системы электрически заряженных частиц должно определяться неизменностью величин химического потенциала ($\chi = \text{const}$) и электрического потенциала ($\varphi = \text{const}$).

Энергия Ферми (электрохимический потенциал) — величина, обобщающая оба эти условия. В системе заряженных частиц

условие $E_{\text{ф}} = \text{const}$ для всей системы однозначно определяет условие равновесия системы, хотя при этом необязательно соблюдение условий $\chi = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$. Иначе говоря, в системе, находящейся в равновесии ($E_{\text{ф}} = \text{const}$), может наблюдаться градиент концентрации и градиент потенциала, а следовательно, диффузионный и дрейфовый потоки частиц, но при этом обязательно должно соблюдаться условие взаимной компенсации этих потоков, так чтобы суммарный поток частиц был бы равен нулю.

Функция распределения частиц по энергиям. Эта функция может быть получена перемножением функций $S_{\text{кв}}(E)$ и $F_{\text{кв}}(E)$:

$$\Phi_{\text{кв}}(E) = S_{\text{кв}}(E) F_{\text{кв}}(E) = \frac{dZ}{dE} \frac{dN}{dZ} = \frac{dN}{dE}. \quad (9-40)$$

Подставляя сюда (9-39) и (9-37), получаем:

$$\Phi_{\text{кв}}(E) = A \frac{V |E - E_{\text{гр}}|}{e \frac{E - E_{\text{ф}}}{kT} + 1}. \quad (9-41)$$

Для открытой зоны функция $\Phi_{\text{кв}}(E)$ при $T = 0$ К имеет вид, показанный на рис. 9-13, а. Энергетические состояния заполнены

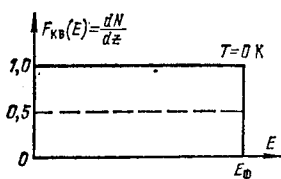


Рис. 9-12. Функция плотности заполнения состояний частицами в квантовой статистике.

частицами вплоть до энергии $E_{\text{ф}}$. Наибольшее число частиц обладает энергиями, близкими к $E_{\text{ф}}$. Число частиц с малой энергией невелико, так как при малых E низка плотность энергетических состояний. Для закрытой зоны функция $\Phi_{\text{кв}}(E)$ в случае заполнения всех энергетических состояний (рис. 9-13, б) повторяет функцию $S_{\text{кв}}(E)$ (рис. 9-14). Если число частиц меньше числа возможных состояний ($E_{\text{ф}} < E_{\text{гр}}$), то закрытая зона заполнена лишь частично (рис. 9-13, в).

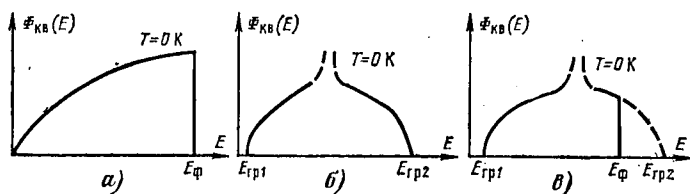


Рис. 9-13. Функции распределения частиц по энергиям в квантовой статистике.

а — для открытой зоны; б — для закрытой заполненной зоны; в — для закрытой незаполненной зоны.

Изменение функций распределения при $T > 0$ К. Предположим, что система частиц находится при температуре, отличной от нуля ($T_1 > 0$ К). Как видно, из (9-37) и (9-38), функция $S_{\text{кв}}(E)$ не зависит от температуры. Две другие функции: $F_{\text{кв}}(E)$ и $\Phi_{\text{кв}}(E)$ с повышением температуры должны измениться. Частицы, получая дополнительную энергию при повышении температуры ($T_1 > 0$ К), должны перейти в более высокие энергетические состояния. Однако такие переходы смогут совершить только те частицы, для которых новые, более высокие энергетические состояния свободны. Иначе говоря, воспринять дополнительную тепловую энергию могут лишь те частицы, энергия которых при $T = 0$ К меньше энергии $E_{\text{ф}}$ на величину порядка kT_1 . Частицы, находившиеся при $T = 0$ К в низких энергетических состояниях, совершить такие переходы и, следовательно, воспринять дополнительную тепловую энергию не могут, так как те состояния, в которые они должны перейти, заняты другими частицами. Таким образом, изменение функции $F_{\text{кв}}(E)$ с температурой следует ожидать вблизи энергетического уровня $E = E_{\text{ф}}$. Слева от уровня $E_{\text{ф}}$ вероятность заполнения состояний частицами становится меньше единицы, а справа от уровня $E_{\text{ф}}$ эта вероятность оказывается отличной от нуля (рис. 9-14, а). Так, например, при $E = E_{\text{ф}} - 4kT$ функция $F_{\text{кв}}(E) \approx 0,98$, а при $E = E_{\text{ф}} + 4kT$ функция $F_{\text{кв}}(E) \approx 0,02$. Очевидно, что с повышением температуры интервал изменения функции увеличивается. Однако при любой температуре вероятность замещения уровня Ферми $E_{\text{ф}}$ остается неизменной и равной $1/2$.

В соответствии с изменением $F_{\text{кв}}(E)$ изменяется с температурой и функция $\Phi_{\text{кв}}(E)$ (рис. 9-14, б — в). Функция $\Phi_{\text{кв}}(E)$

для полностью занятой закрытой зоны может измениться лишь в том случае, если тепловая энергия достаточна для перехода частиц на свободные уровни в соседней разрешенной энергетической зоне (рис. 9-14, з).

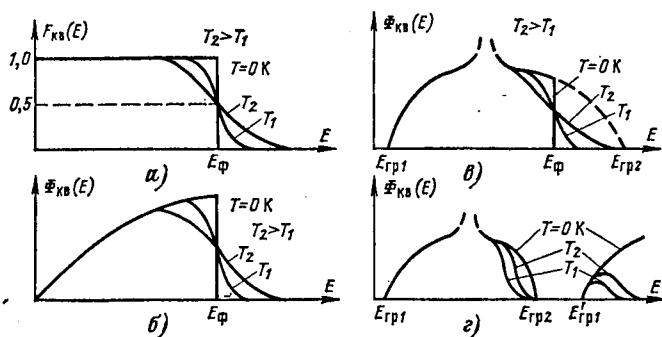


Рис. 9-14. Изменение функций распределения квантовой статистики в зависимости от температуры.

Понятие о вырожденном и невырожденном электронном газе.
Предположим, что в функции (9-41)

$$e^{\frac{E - E_{\phi}}{kT}} \gg 1. \quad (9-42)$$

Тогда единицей в знаменателе (9-41) можно пренебречь и при условии, что $E_{гр} = 0$, выражение принимает вид:

$$\Phi_{кв}(E) \approx A \sqrt{E} e^{E_{\phi}/kT} e^{-E/kT}. \quad (9-43)$$

Неравенство (9-42) выполняется, в частности, при условии, что

$$e^{E_{\phi}/kT} \ll 1. \quad (9-44)$$

Определим этот экспоненциальный множитель с помощью интеграла от функции $\Phi_{кв}(E)$, который равен концентрации частиц:

$$n = \int_0^{\infty} \Phi_{кв}(E) dE. \quad (9-45)$$

Вычисляя интеграл, запишем для экспоненциального множителя

$$e^{E_{\phi}/kT} = \frac{nh^3}{2(2\pi mkT)^{3/2}}. \quad (9-46)$$

Подставляя это выражение в (9-43) и учитывая (9-38), находим

$$\Phi_{кв}(E) = \frac{2n}{\pi^{1/2}(kT)^{3/2}} \sqrt{E} e^{-E/kT}, \quad (9-47)$$

что тождественно функции (9-35) распределения частиц в соответствии с классической статистикой Максвелла—Больцмана. Таким образом, при выполнении условия (9-42) функция распределения квантовой статистики переходит в соответствующую функцию статистики классической. Такой коллектив электронов, для которого справедливо условие (9-42) и, следовательно, применима классическая статистика, называют *невыврожденным электронным газом*. И, наоборот, электронный газ, для которого неравенство (9-42) несправедливо, называют *вырожденным*.

Как видно из (9-46), вырождение электронного газа может наступить в случае низкой температуры или высокой концентрации частиц. В качестве критерия вырождения может быть использована величина концентрации частиц

$$n_{\text{выр}} = 3,67 \cdot 10^{15} T^{3/2}. \quad (9-48)$$

В полупроводниковых приборах неравенство (9-42) выполняется в большинстве практических случаев для коллективов свободных носителей зарядов: электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. В самом деле, при температурах, близких к комнатной ($T \approx 300$ К), $kT \approx 0,03$ эВ. Разность энергий $E - E_{\text{ф}}$ составляет единицы или десятые доли электронвольта, так как за величину E следует принимать энергии, близкие к значениям $E_{\text{с}}$ или $E_{\text{в}}$ дна зоны проводимости или потолка валентной зоны. Уровень Ферми, как будет показано далее (§ 9-5), располагается на энергетической диаграмме полупроводника в запрещенной зоне, ширина которой $\Delta E_{\text{з}} = E_{\text{с}} - E_{\text{в}}$ лежит в пределах от 1 до 3 эВ. Таким образом, как правило, $E - E_{\text{ф}} > kT$ и, следовательно, $e^{\frac{E - E_{\text{ф}}}{kT}} \gg 1$.

9-5. КОНЦЕНТРАЦИЯ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Равновесную концентрацию частиц в полупроводнике можно, как и в случае (9-45), определить с помощью интеграла от функции $\Phi_{\text{кв}}(E) = S_{\text{кв}}(E) F_{\text{кв}}(E)$. Для определения равновесной концентрации n_0 электронов в зоне проводимости в качестве нижнего предела интегрирования следует взять энергию $E_{\text{с}}$, соответствующую дну зоны проводимости.

Используя (9-37) и (9-39), получаем

$$n_0 = \int_{E_{\text{с}}}^{\infty} \frac{2\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_{\text{с}})^{1/2} dE}{e^{\frac{E - E_{\text{ф}}}{kT}} + 1}. \quad (9-49)$$

Решения в общем виде этот интеграл не имеет. В большинстве важных для практики случаев электронный газ в полупроводнике

не вырожден и, следовательно, единицей в знаменателе подынтегрального выражения можно пренебречь. При этом условии решение (9-49) имеет вид:

$$n_0 = N_c e^{\frac{E_\phi - E_c}{kT}}, \quad (9-50)$$

где

$$N_c = \frac{2}{h^3} (2\pi m_n^* kT)^{3/2} \quad (9-51)$$

— *эффективная плотность состояний в зоне проводимости.*

При условии, что $E_\phi \rightarrow E_c$ величина N_c определяет максимальную возможную концентрацию электронов в невырожденном полупроводнике. Поскольку n_0/N_c — отношение равновесной концентрации электронов к максимально возможной, экспоненциальный множитель в (9-50) имеет смысл вероятности нахождения свободных электронов в зоне проводимости.

Аналогичным образом можно определить равновесную концентрацию дырок в валентной зоне, но при этом в подынтегральном выражении (9-49) должна фигурировать не функция $F_{KB}(E)$, а выражение $1 - F_{KB}(E)$, которое для невырожденного полупроводника равно $e^{-\frac{E_\phi - E}{kT}}$.

Решение (9-49) в этом случае имеет вид:

$$p_0 = N_v e^{\frac{E_v - E_\phi}{kT}}, \quad (9-52)$$

где

$$N_v = \frac{2}{h^3} (2\pi m_p^* kT)^{3/2} \quad (9-53)$$

— *эффективная плотность состояний в валентной зоне.*

Аналогично предыдущему случаю (9-50) экспоненциальный множитель в (9-52) имеет смысл вероятности нахождения дырок в валентной зоне, а величина N_v определяет максимально возможную концентрацию дырок в невырожденном полупроводнике при условии $E_\phi \rightarrow E_v$.

Концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике. Выражения (9-50) и (9-52) определяют концентрации электронов и дырок в невырожденном полупроводнике, в том числе и в собственном, для которого число дырок равно числу электронов:

$$n_0 = p_0 = n_i. \quad (9-54)$$

Отсюда

$$n_i^2 = n_0 p_0. \quad (9-55)$$

Используя соотношения (9-50) и (9-52), получаем:

$$n_i = \sqrt{n_0 p_0} = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_c - E_v}{2kT}} = \frac{2}{h^3} (2\pi kT)^{3/2} (m_n^* m_p^*)^{3/4} e^{-\Delta E_g / 2kT}. \quad (9-56)$$

Отсюда следует, что концентрация носителей в собственном полупроводнике существенно зависит от температуры (причем главную роль здесь играет экспоненциальный множитель), а также от ширины запрещенной зоны. Так, например, в кремнии, ширина запрещенной зоны которого ($\Delta E_z \approx 1,1$ эВ) лишь примерно в полтора раза больше, чем у германия ($\Delta E_z \approx 0,7$ эВ), при комнатной температуре ($T \approx 300$ К) собственная концентрация на три порядка ниже, чем в германии: $n_i(\text{Si}) \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а $n_i(\text{Ge}) \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Рост концентрации свободных носителей при повышении температуры определяется в основном экспоненциальным членом в (9-56), поэтому в координатах $\ln n_i - 1/T$ функция $n_i = f(T)$ будет представлена прямой с углом наклона α , тангенс которого пропорционален ширине запрещенной зоны ΔE_z (рис. 9-15). Изображение зависимости концентрации частиц от температуры в полулוגарифмическом масштабе весьма удобно, так как с изменением температуры на несколько десятков градусов концентрация носителей заряда может изменяться на несколько порядков.

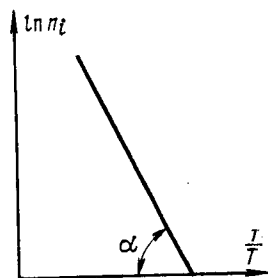


Рис. 9-15. Зависимость концентрации частиц в беспримесном полупроводнике от температуры.

Уровень Ферми в собственном полупроводнике. Запишем условие (9-54) для собственного полупроводника с помощью (9-50) и (9-52):

$$N_c e^{\frac{E_F - E_c}{kT}} = N_v e^{\frac{E_v - E_F}{kT}}, \quad (9-57)$$

откуда

$$E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}. \quad (9-58)$$

Подставляя сюда (9-51) и (9-53), получаем:

$$E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_n^*}. \quad (9-59)$$

Таким образом, при $T = 0$ К уровень Ферми в собственном невырожденном полупроводнике лежит посередине запрещенной зоны. Этот вывод справедлив также для любых температур, так как второе слагаемое для большинства практических случаев весьма мало ($m_n^* \approx m_p^*$).

Расположение уровня Ферми на энергетической диаграмме при $m_n^* = m_p^*$ и функции распределения показаны на рис. 9-16. Заштрихованная площадь в верхней части диаграммы $\Phi_{\text{кв}}(E)$ пропорциональна числу свободных электронов n_0 , а незаштрихо-

ванная площадь в нижней части этой диаграммы — числу дырок p_0 в валентной зоне.

Концентрация носителей зарядов в примесных полупроводниках. Предположим, что в n -полупроводнике концентрация пятивалентных атомов доноров равна N_d . В общем случае, при $T > 0$ К, часть донорных атомов может быть ионизирована. Обозначим через N_d^+ концентрацию ионизированных атомов примеси. Тогда концентрация электронов на примесных уровнях $n_d = N_d - N_d^+$.

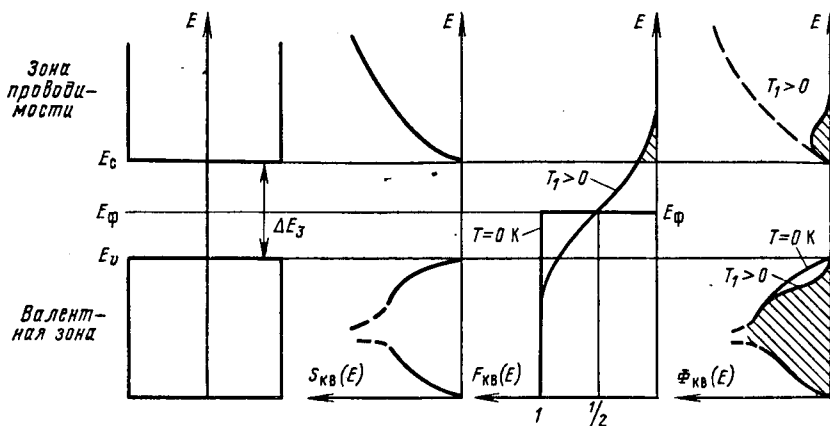


Рис. 9-16. Положение уровня Ферми и изменение функций распределения от температуры в беспримесном полупроводнике.

Степень заполнения донорных уровней электронами можно определить [22], пользуясь функцией $F_{KB}(E)$:

$$\frac{n_d}{N_d} = \frac{1}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_d - E_F}{kT}} + 1}. \quad (9-60)$$

Здесь E_d — локальный энергетический уровень доноров.

Концентрация n_0 электронов в зоне проводимости, равная концентрации ионизированных доноров, определится следующим соотношением:

$$n_0 = N_d^+ = \frac{N_d}{2e^{\frac{E_F - E_d}{kT}} + 1}. \quad (9-61)$$

Решая это уравнение совместно с (9-50), получаем:

$$n_0 = \frac{2N_d}{\sqrt{\frac{N_d}{8 \frac{N_d}{N_c} e^{\frac{E_c - E_d}{kT}} + 1} + 1}} = \frac{2 N_d}{\sqrt{1 + D + 1}} \quad (9-62)$$

Аналогичным образом может быть получено выражение для концентрации дырок в валентной зоне p -полупроводника:

$$p_0 = \frac{2N_a}{\sqrt{8 \frac{N_a}{N_v} e^{\frac{E_a - E_v}{kT}} + 1 + 1}} \quad (9-63)$$

Обсудим зависимость концентрации $n_n = n_0$ электронов в зоне проводимости n -полупроводника, показанную на рис. 9-17 (кривая $ABCD$).

При температуре $T = 0$ К примесные атомы не ионизированы, все валентные электроны образуют ковалентные связи, валентная зона заполнена, а в зоне проводимости электроны отсутствуют. С повышением температуры развивается процесс ионизации примесей. При очень низких температурах $D \gg 1$ и единицей под корнем в (9-62) можно пренебречь. Поскольку также $\sqrt{D} \gg 1$ можно пренебречь и единицей в знаменателе. При этом (9-62) принимает вид:

$$n_n = n_0 = \sqrt{\frac{N_c N_d}{2}} e^{-\frac{E_c - E_d}{2kT}} \quad (9-64)$$

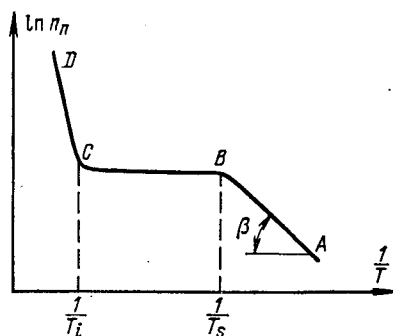


Рис. 9-17. Зависимость концентрации электронов в n -полупроводнике от температуры.

Аналогичным образом (9-63) приводится к виду

$$p_p = p_0 = \sqrt{\frac{N_v N_a}{2}} e^{-\frac{E_a - E_v}{2kT}} \quad (9-65)$$

Следовательно, концентрация электронов в n -полупроводнике за счет ионизации донорных атомов растет с температурой по экспоненциальному закону, что на рис. 9-17 отображается отрезком прямой AB , тангенс β угла наклона которой пропорционален энергии ионизации доноров $\Delta E_d = E_c - E_d$. В этом интервале температур процесс генерации пар зарядов пренебрежимо мал и в случае отсутствия акцепторных примесей неосновных носителей зарядов — дырок в полупроводнике почти нет.

При температуре, близкой к T_s , которую называют *температурой насыщения*, практически все примесные атомы оказываются ионизированными. При этом $D \ll 1$ и из (9-62) следует, что $n_n \approx N_d$. Область BC на рис. 9-17, в пределах которой концентрация электронов в n -полупроводнике мало изменяется, называют *областью насыщения* или *областью истощения примесей*.

Некоторое изменение концентрации в области BC объясняется пока еще незначительным процессом генерации пар зарядов. При дальнейшем повышении температуры процесс генерации пар зарядов становится интенсивным и концентрация на участке CD растет в соответствии с (9-56). В интервале температур $T_s - T_i$ наряду с основными в n -полупроводнике появляются и неосновные носители зарядов — дырки. Для примесных полупроводников соотношение (9-55) имеет вид

$$n_n p_n = p_p n_p = n_i^2. \quad (9-66)$$

Отсюда, используя (9-56), получаем

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_d} = \frac{N_c N_v}{N_d} e^{-\frac{\Delta E_g}{kT}}. \quad (9-67)$$

Таким образом, в области рабочих температур $T_i > T > T_s$ в полупроводнике с температурой возрастает концентрация неосновных носителей заряда, что оказывает серьезное влияние на ряд важнейших параметров полупроводниковых приборов.

Уровень Ферми в примесных полупроводниках. Выражения для уровня Ферми E_{fn} в n -полупроводнике или для уровня E_{fp} в p -полупроводнике можно получить, решая совместно уравнения (9-62) и (9-50) или (9-63) и (9-52). При этом формулы получаются весьма громоздкими, но легко упрощаются для наиболее важных случаев. Так, для области низких температур, соответствующих частичной ионизации примесных атомов ($T < T_s$), решения уравнений приводит к следующим соотношениям [22]:

$$E_{fn} = \frac{E_c + E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln 2 \frac{N_c}{N_d}; \quad (9-68)$$

$$E_{fp} = \frac{E_v + E_a}{2} + \frac{kT}{2} \ln 2 \frac{N_v}{N_a}. \quad (9-69)$$

Отсюда следует, что при $T = 0$ К уровень Ферми в n -полупроводнике лежит посередине между дном зоны проводимости и уровнем доноров:

$$E_{fn} = \frac{E_c + E_d}{2}, \quad (9-70)$$

а в p -полупроводнике — посередине между потолком валентной зоны и уровнем акцепторов:

$$E_{fp} = \frac{E_v + E_a}{2}. \quad (9-71)$$

С повышением температуры уровень E_{fn} постепенно снижается от дна зоны проводимости к середине запрещенной зоны, а уровень E_{fp} удаляется от потолка валентной зоны. При температуре, равной температуре насыщения T_s , $E_{fn} \approx E_d$, а $E_{fp} \approx E_a$. В этих условиях понижена примерно одна треть примесных

атомов. Атомы примесей оказываются полностью ионизированными, когда уровень $E_{\Phi n}$ лежит ниже уровня E_d , а уровень $E_{\Phi p}$ выше уровня E_a на величину, равную нескольким kT . В большинстве случаев полная ионизация наступает при температурах в несколько десятков градусов Кельвина.

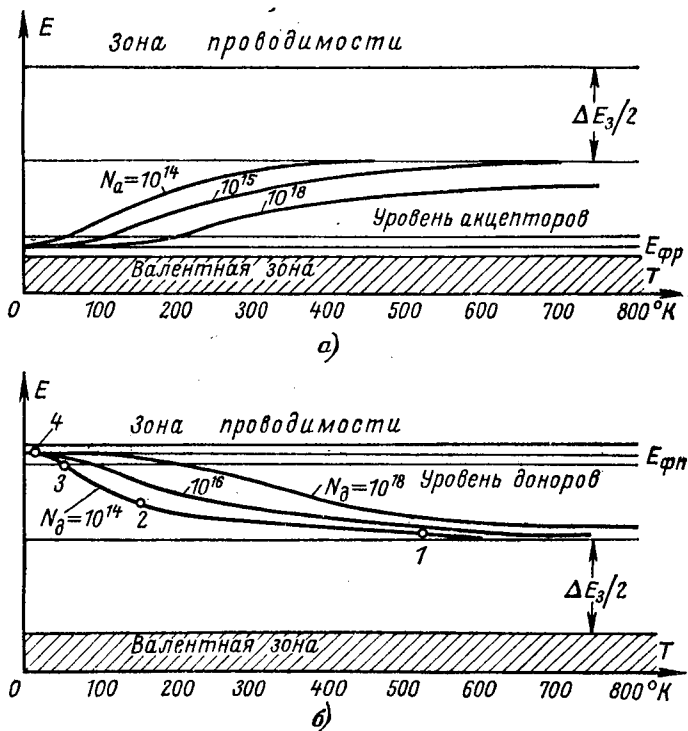


Рис. 9-18. Положение уровня Ферми на энергетической диаграмме примесного полупроводника в зависимости от температуры.

а — р-полупроводник; б — n-полупроводник.

При температурах $T_i > T > T_s$ уровень Ферми изменяется в соответствии со следующими зависимостями:

$$E_{\Phi n} = E_c - kT \ln \frac{N_c}{N_d}, \quad (9-72)$$

$$E_{\Phi p} = E_v + kT \ln \frac{N_v}{N_a}. \quad (9-73)$$

С дальнейшим ростом температуры уровень Ферми в примесных полупроводниках все более смещается к середине запрещенной зоны. Изменение положения уровня Ферми в примесных полупроводниках с различной концентрацией примесей показано на рис. 9-18. С ростом концентрации N_d или N_a увеличиваются соответственно значения температур T_s и T_i .

9-6. ДВИЖЕНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Хаотическое движение свободных носителей заряда. Свободные частицы в кристалле полупроводника находятся в хаотическом движении, все направления которого равновероятны, а распределение частиц по энергиям определяется законами квантовой статистики Ферми—Дирака. В отсутствие электрического поля плотности потоков электронов для любых двух взаимно противоположных направлений равны: ток в кристалле равен нулю. Хаотическое движение свободных частиц характеризуется средне-статистическими величинами: средней длиной свободного пробега $l_{\text{ср}}$, средним временем свободного пробега $t_{\text{ср}}$ и средней тепловой скоростью $v_{\text{ср}}$. Величина $l_{\text{ср}}$ — это среднее расстояние, которое проходит частица между двумя взаимодействиями — «столкновениями» с другими частицами, узлами кристаллической решетки и т. п. На протяжении $l_{\text{ср}}$ направление и значение скорости частицы можно считать неизменными. В результате взаимодействия частица может существенно изменить значение и направление скорости движения. Процессы взаимодействия частиц называют также процессами рассеяния, а неоднородности кристаллической решетки, вблизи которых происходит взаимодействие частиц, — центрами рассеяния.

В полупроводниках центрами рассеяния служат нейтральные и ионизированные атомы примеси, вакансии, дислокации и другие дефекты кристаллической решетки. Процессы рассеяния на различных центрах имеют разную физическую природу. В зависимости от характера этих процессов длина свободного пробега частиц в полупроводниках изменяется в пределах 10^{-6} — 10^{-2} см.

Дрейфовое движение. Если в полупроводнике при $T > 0$ К создать электрическое поле напряженностью $\mathcal{E}$, то наряду с хаотическим движением частиц появится и их упорядоченное движение. Совокупность хаотически движущихся электронов будет перемещаться в направлении, противоположном вектору $\mathcal{E}$. Это упорядоченное движение, называемое *дрейфом электронов* и определяющее перенос зарядов под действием внешнего поля, лежит в основе явления электропроводности.

Дрейфовую скорость $v_{\text{д}}$ электронов можно определить как среднюю скорость перемещения частиц под действием электрического поля $\mathcal{E}$ за время $t_{\text{ср}}$:

$$v_{\text{д}} = \frac{e\mathcal{E}}{m_n^*} t_{\text{ср}}, \quad (9-74)$$

где $e\mathcal{E}/m_n^*$ — ускорение, приобретаемое электроном в поле $\mathcal{E}$.

Значение скорости $v_{\text{д}}$ в не очень больших электрических полях мало по сравнению со средней скоростью хаотического движения. В поле напряженностью 10 В/см $v_{\text{д}} \approx 10^4 \div 10^5$ см/с,

а тепловая скорость в полупроводниках при $T \approx 300$ К имеет величину порядка 10^7 см/с.

Подвижность. Для характеристики направленного движения используется специальная величина μ — *подвижность частиц* $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, равная дрейфовой скорости в электрическом поле напряженностью $\mathcal{E} = 1$ В/см:

$$\mu = \frac{v_d}{\mathcal{E}}. \quad (9-75)$$

Подставляя сюда (9-74), получаем для электронов:

$$\mu_n = \frac{et_{cp}}{m_n^*}. \quad (9-76)$$

Соответственно подвижность дырок равна:

$$\mu_p = \frac{et_{cp}}{m_p^*}. \quad (9-77)$$

Из последних выражений видно, что подвижность обратно пропорциональна эффективной массе частицы. Поскольку в общем случае $m_n^* \neq m_p^*$, то и $\mu_n \neq \mu_p$ (см. табл. 1-1). Для чистого германия, например, $\mu_n/\mu_p = 2,1$, а для чистого кремния $\mu_n/\mu_p = 2,8$.

Зависимость подвижности от температуры. Подвижность —

один из важнейших параметров, определяющий движение частиц в полупроводниках, а следовательно, и их электропроводность. Подвижность во многом определяется характером преобладающего процесса рассеяния. Типичная зависимость $\ln \mu = \varphi(1/T)$

для полупроводников дана на рис. 9-19. При очень низких температурах тепловые колебания решетки малы и большинство примесных атомов не ионизировано. Поэтому рассеяние происходит в основном на дефектах решетки и на неионизированных атомах примеси. В этом интервале подвижность частиц растет при увеличении температуры и существенным образом зависит от концентрации примесей, уменьшаясь при увеличении N . Дальнейшее увеличение температуры сопровождается ионизацией примесных атомов, и рассеяние происходит на ионах примеси и на тепловых колебаниях атомов решетки. В диапазоне рабочих температур последний процесс становится преобладающим и подвижность уменьшается пропорционально T^{-c} , где c имеет значения для различных полупроводников, лежащие в интервале 1,6—2,6.

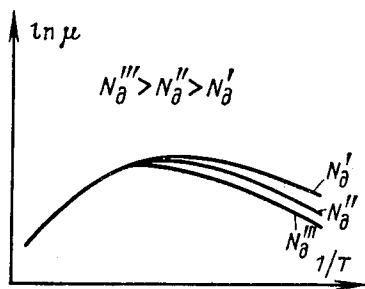


Рис. 9-19. Зависимость подвижности частиц от температуры.

Электропроводность полупроводников. В результате дрейфа электронов и дырок под действием электрического поля $\mathcal{E}$ в полупроводнике текут дрейфовые токи, плотность которых для электронов равна:

$$j_{дн} = env_{дн} = e\mathcal{E}n\mu_n, \quad (9-78)$$

а для дырок:

$$j_{др} = epv_{др} = e\mathcal{E}p\mu_p. \quad (9-79)$$

Поскольку электроны и дырки несут разноименные заряды и дрейфуют под действием поля в противоположных направлениях, суммарная плотность дрейфового тока равна:

$$j_{д} = j_{дн} + j_{др} = e\mathcal{E}(n\mu_n + p\mu_p). \quad (9-80)$$

Коэффициент пропорциональности между плотностью тока и напряженностью поля называется *удельной проводимостью*:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = e(n\mu_n + p\mu_p), \quad (9-81)$$

ρ — удельное сопротивление.

В собственном полупроводнике $n_i = p_i$, поэтому плотность дрейфового тока равна:

$$j_{д} = j_{дн} + j_{др} = e\mathcal{E}n_i(\mu_n + \mu_p). \quad (9-82)$$

Поскольку, как правило, $\mu_n > \mu_p$, то $j_{дн} > j_{др}$.

Для примесных полупроводников это выражение принимает вид: для *n*-полупроводников

$$j_{д(n)} = e\mathcal{E}(n_n\mu_n + p_n\mu_p) \quad (9-83)$$

и для *p*-полупроводника

$$j_{д(p)} = e\mathcal{E}(p_p\mu_p + n_p\mu_n). \quad (9-84)$$

В *n*-полупроводнике $n_n \gg p_n$ и $\mu_n > \mu_p$. Таким образом,

$$j_{д(n)} \approx j_{дн} \approx e\mathcal{E}n_n\mu_n, \quad (9-85)$$

Для *p*-полупроводника $p_p \gg n_p$, и хотя $\mu_n > \mu_p$, все же без большой погрешности можно считать, что

$$j_{д(p)} \approx j_{др} \approx e\mathcal{E}p_p\mu_p. \quad (9-86)$$

В соответствии с приведенными выражениями для удельной проводимости можно записать:

для собственного полупроводника

$$\sigma_i = e n_i(\mu_n + \mu_p); \quad (9-87)$$

для *n*-полупроводника

$$\sigma_n \approx en_n\mu_n \quad (9-88)$$

и для *p*-полупроводника

$$\sigma_p \approx ep_p\mu_p. \quad (9-89)$$

Электропроводность полупроводника, обусловленную генерацией пар носителей зарядов, называют *собственной электропроводностью*, а обусловленную ионизацией атомов примесей — *примесной электропроводностью*. Кроме того, различают *дырочную* и *электронную* электропроводности, обусловленные в основном перемещением дырок и электронов соответственно.

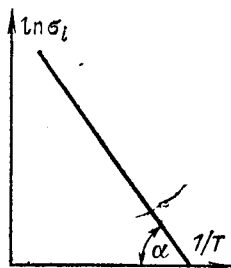


Рис. 9-20. Зависимость удельной проводимости беспримесного полупроводника от температуры.

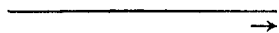
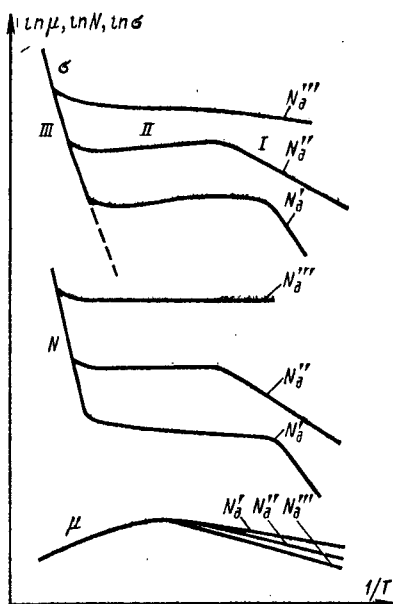


Рис. 9-21. Зависимость концентрации свободных частиц, их подвижности и удельной проводимости n -полупроводника от температуры.



Учитывая выражение (9-56), можно показать, что

$$\ln \sigma_i = f \left(-\frac{E_a}{2kT} \right). \quad (9-90)$$

В координатах $\ln \sigma_i - 1/T$ эта зависимость — прямая линия с углом наклона, тангенс которого пропорционален $\Delta E_a/2$ (рис. 9-20).

В примесном полупроводнике зависимость $\sigma(T)$ более сложная. Для построения этой зависимости (рис. 9-21) воспользуемся уже полученными ранее кривыми $\ln n_n = f(1/T)$ (рис. 9-17) и $\ln \mu = f(1/T)$ (рис. 9-19).

Рассмотрим кривую для концентрации N_d'' . Для низких температур на кривой N_d'' хорошо выделяется участок I примесной проводимости. После того как примеси исчерпаны (участок II), проводимость может несколько уменьшаться за счет падения μ . Участок III соответствует собственной проводимости. В том случае, когда концентрация примесей достаточно высока ($N = N_d''$), участок II отсутствует. Такой вид зависимости $\ln \sigma = f(1/T)$ характерен для высоколегированных полупроводников — полуметал-

лов, у которых примесная зона перекрывается с ближайшей энергетической зоной.

Движение частиц в полупроводниках под воздействием сильных электрических полей. В несильных электрических полях, напряженность которых не превышает $5 \cdot 10^2$ В/см, подвижность частиц не зависит от $\mathcal{E}$; дрейфовая скорость частиц пропорциональна, следовательно, напряженности поля, и полупроводник подчиняется закону Ома. Средняя дрейфовая скорость частиц в несильных электрических полях много меньше средней тепловой скорости ($v_d \ll v_{cp}$).

В полях напряженностью $\mathcal{E} > 5 \cdot 10^2$ В/см электронно-дырочный газ как бы нагревается, частицы становятся «горячими», так как их средняя энергия соответствует температуре, превышающей температуру кристаллической решетки. В этих условиях дрейфовая скорость, приближаясь к средней тепловой скорости ($v_d \geq 0,1 v_{cp}$), оказывается пропорциональной $\sqrt{\mathcal{E}}$, а подвижность уменьшается обратно пропорционально $\sqrt{\mathcal{E}}$. Полупроводник обладает свойствами нелинейного сопротивления.

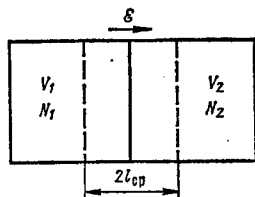


Рис. 9-22. К объяснению явления диффузии.

В еще более сильных электрических полях ($\mathcal{E} > 10^4$ В/см) средняя дрейфовая скорость становится почти равной средней тепловой скорости ($v_d \approx v_{cp} \approx 10^7$ см/с). Горячие электроны, обмениваясь энергией с решеткой, вызывают появление оптических фононов, квантов колебательной энергии с более высокой частотой. Каждый акт рождения такой частицы сопровождается передачей достаточно большой порции энергии от электронного газа решетке. При этом средняя дрейфовая скорость оказывается независимой от напряженности поля. В кристалле полупроводника наблюдается насыщение тока, которое не меняется при изменении $\mathcal{E}$. Напряженность электрического поля, при котором наблюдается этот эффект, называется *критической*. Для большинства полупроводников $\mathcal{E}_{кр} \approx 10^4$ В/см.

Диффузия частиц. Из курса физики известно, что через граничную плоскость двух элементарных кубических объемов с частицами газа различной концентрации N_1 и N_2 (рис. 9-22) возникает диффузия частиц. В обоих кубических объемах частицы движутся хаотически со средней тепловой скоростью

$$v_{cp} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}, \quad (9-91)$$

причем все направления равновероятны. Следовательно, примерно 1/6 часть всех частиц в каждом объеме будет иметь скорости, векторы которых направлены к плоскости раздела. Поскольку $N_1 > N_2$, то через эту плоскость из объема V_1 в объем V_2 будет

проходить больше частиц, чем в обратном направлении. Это направленное движение частиц, обусловленное разностью их концентраций в двух элементарных объемах, и называют *диффузией*.

Таким образом, плотность потока частиц через плоскость раздела равна:

$$J = 1/6 (N_1 - N_2) v_{\text{ср}}. \quad (9-92)$$

Диффундирующие частицы, проникая в соседний объем, взаимодействуют с частицами этого объема в среднем в пределах длины свободного пробега $l_{\text{ср}}$. Таким образом, в результате возникшей диффузии концентрации частиц отличаются от равновесной в пределах расстояния $l_{\text{ср}}$ от границы раздела. Для градиента концентрации, следовательно, можно написать:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_1 - N_2}{2l_{\text{ср}}}. \quad (9-93)$$

Подставляя это соотношение в (9-92), получаем:

$$J = \frac{1}{3} v_{\text{ср}} l_{\text{ср}} \frac{dN}{dx}. \quad (9-94)$$

Коэффициент при градиенте концентрации в этом выражении называется *коэффициентом диффузии*

$$D = \frac{1}{3} v_{\text{ср}} l_{\text{ср}}. \quad (9-95)$$

Предположим теперь, что в объеме V_1 имеются подвижные отрицательно заряженные частицы — электроны, объемный заряд которых скомпенсирован равным по величине, но противоположным по знаку зарядом неподвижных частиц. В целом объем V_1 электрически нейтрален. Условие электронейтральности выполняется и для объема V_2 , но в нем подвижные частицы — дырки несут положительные заряды. При удалении разделительной перегородки возникнет диффузия электронов из объема V_1 в объем V_2 и дырок в обратном направлении. Это движение будет сопровождаться перераспределением электрических зарядов, и, следовательно, возникнет электрическое поле $\mathcal{E}$. Это поле вызовет дрейфовое движение частиц в направлении, противоположном их диффузионному движению. В условиях равновесия плотности дрейфового и диффузионного потоков должны быть равны (энергия Ферми для всей системы $E_{\text{ф}} = \text{const}$). Иначе говоря, время диффузии частиц на длине $l_{\text{ср}}$ должно быть равно времени их дрейфа на этом же пути. В электрическом поле частицы движутся равноускоренно со средней дрейфовой скоростью, определяемой выражением (9-74):

$$v_{\text{д}} = \frac{e\mathcal{E}}{m} t_{\text{ср}}.$$

Отсюда для времени движения частиц на длине l_{cp} с учетом, что $v_d = \mu \mathcal{E}$, можно записать:

$$t_{cp} = \frac{m\mu}{e}. \quad (9-96)$$

Диффундирующие частицы совершают этот же путь за время

$$t = l_{cp}/v_{cp}. \quad (9-97)$$

В условиях компенсации встречных потоков эти времена равны и, следовательно,

$$l_{cp} = \frac{m\mu}{e} v_{cp}. \quad (9-98)$$

Подставляя это выражение в (9-95) и используя (9-91), получаем:

$$D = \frac{\mu kT}{e}. \quad (9-99)$$

Это выражение называется *соотношением Эйнштейна*.

Плотность диффузионного тока. Для плотности тока через плоскость раздела, обусловленного диффузионным движением электронов, можно на основании (9-94), (9-95) и (9-99) записать:

$$j_{Dn} = eD_n \frac{dn}{dx}. \quad (9-100)$$

Здесь индекс D — символ диффузионного тока, а

$$D_n = \frac{\mu_n kT}{e} \quad (9-101)$$

— коэффициент диффузии электронов.

Соответственно для дырок получим:

$$j_{Dp} = -eD_p \frac{dp}{dx}, \quad (9-102)$$

где

$$D_p = \frac{\mu_p kT}{e}. \quad (9-103)$$

Поскольку подвижности для электронов и дырок различны, отличаются по величине и коэффициенты D_n и D_p .

Эти коэффициенты, однозначно определяемые подвижностью частиц, так же как и подвижность μ , зависят от температуры и концентрации частиц. Характер этих зависимостей рассматривался выше (см. с. 215).

Для полупроводника, содержащего свободные электроны и дырки, плотность суммарного диффузионного тока равна:

$$j_D = j_{Dn} + j_{Dp} = e \left(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} \right). \quad (9-104)$$

Плотность полного тока. В большинстве полупроводниковых приборов величины токов обусловлены как дрейфовым, так и диффузионным перемещением свободных носителей заряда — электронов и дырок. Поэтому в общем случае плотность полного тока с учетом (9-80) и (9-104) равна:

$$j = j_d + j_D = en\mu_n \mathcal{E} + e p \mu_p \mathcal{E} + e D_n \frac{dn}{dx} - e D_p \frac{dp}{dx}. \quad (9-105)$$

Все члены этого выражения содержат величины концентрации заряженных частиц того или иного знака, которые в общем случае зависят от координаты и времени $p = p(x, t)$ и $n = n(x, t)$. В полупроводниках, как было показано выше, наряду с движением (дрейфовым и диффузионным) частиц непрерывно протекают процессы их рождения (генерация пар, ионизация примесей) и исчезновения (рекомбинация). Причем интенсивность этих процессов может быть неодинаковой для различных частей кристалла полупроводника. Однако в любом случае все эти процессы во всем кристалле или в какой-то его части должны подчиняться фундаментальному закону физики — закону сохранения количества заряда

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \operatorname{div} j, \quad (9-106)$$

где ρ — объемная плотность заряда.

Иначе говоря, изменение плотности объемного заряда в любом объеме в единицу времени должно быть равно числу вытекающих из этого объема (или приходящих в этот объем) элементарных электрических зарядов.

Уравнение непрерывности для полупроводников. Закон сохранения количества электричества (9-106) для полупроводников с учетом процессов генерации свободных частиц и их рекомбинации, а также с учетом наличия свободных разноименно заряженных частиц записывается в виде следующих уравнений, называемых *уравнениями непрерывности*:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p-p_0}{\tau_p} - \frac{1}{e} \operatorname{div} j_p + G_p; \quad (9-107)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n-n_0}{\tau_n} + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n + G_n. \quad (9-108)$$

Здесь первые члены в правых частях характеризуют в соответствии с (9-26) процесс рекомбинации частиц (p и n — неравновесные концентрации, p_0 и n_0 — равновесные концентрации, а τ_p и τ_n — времена жизни неравновесных носителей заряда); члены G_p и G_n характеризуют скорости процессов генерации дырок и элект-

ронов под воздействием внешних факторов. Вторые слагаемые в правых частях запишем, используя (9-105):

$$\frac{1}{e} \operatorname{div} j_p = \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} (j_{dp} + j_{D1}) = \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial p}{\partial x} + p \mu_p \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} - D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}; \quad (9-109)$$

$$\frac{1}{e} \operatorname{div} j_n = \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} (j_{dn} + j_{Dn}) = \mu_n \mathcal{E} \frac{\partial n}{\partial x} + n \mu_n \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (9-110)$$

Подставляя эти соотношения в (9-107) и (9-108), получаем уравнения непрерывности в общем виде:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = - \frac{p - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial p}{\partial x} - p \mu_p \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + G_p; \quad (9-111)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{n - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n \mathcal{E} \frac{\partial n}{\partial x} + n \mu_n \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + G_n. \quad (9-112)$$

Первый и последний члены в этих уравнениях, как уже было сказано, характеризуют скорости рекомбинации и генерации носителей зарядов, второй член — их диффузионное движение, а третий и четвертый — дрейфовое движение частиц.

Решение этих дифференциальных уравнений второго порядка в частных производных в общем виде встречает серьезные затруднения. Однако в большинстве практических случаев уравнения (9-111) и (9-112) могут быть сведены к более простому виду.

Один из таких случаев, когда в отсутствие дрейфа и диффузии частиц необходимо определить время рекомбинации неравновесной концентрации частиц, мы уже рассматривали в § 9-3 [см. выражения (9-26) и (9-27)].

Второй, часто встречающийся в теории полупроводниковых приборов случай приводит к преобразованию уравнений непрерывности в уравнения диффузии. Предположим, что в некотором объеме ΔV n -полупроводника в результате внешнего воздействия образовалась неравновесная концентрация дырок p , превышающая равновесную концентрацию p_0 на величину Δp . Предположим далее, что $\Delta p \ll n_0$ — равновесной концентрации электронов, так что пришедшие к объему ΔV для компенсации положительного заряда электроны лишь несущественно повлияли на перераспределение зарядов в полупроводнике, и поле $\mathcal{E}$ пренебрежимо мало. В результате возникшего градиента концентраций дырки и электроны будут диффундировать из объема ΔV , постепенно рекомбинируя. В этом случае в стационарном режиме и при условии, что $G_p = G_n = 0$, уравнения непрерывности принимают вид:

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_0}{\tau_p} = 0; \quad (9-113)$$

$$D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n - n_0}{\tau_n} = 0. \quad (9-114)$$

Решив уравнение (9-113), можно получить закон изменения концентрации неосновных носителей вдоль координаты x , отсчитываемой от области образования неравновесной концентрации.

Если протяженность кристалла полупроводника достаточно велика, граничные условия имеют вид: $p(x=0) = p_0 + \Delta p$ и $p(x \rightarrow \infty) = p_0$.

Решение (9-113) получится в виде

$$p(x) = p_0 + \Delta p e^{-x/L_p}. \quad (9-115)$$

Здесь величина

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}, \quad (9-116)$$

называемая *диффузионной длиной*, равна среднему расстоянию, на которое диффундируют неравновесные носители за время их жизни.

Средняя скорость

$$v_D = \frac{L_p}{\tau_p} = \frac{D_p}{L_p}, \quad (9-117)$$

с которой диффундирующие носители проходят путь, равный L_p , называется *диффузионной скоростью*.

Закон изменения концентрации $p(x)$ показан на рис. 9-23, а.

Иное решение уравнения (9-113) получается, если длина w кристалла невелика ($w \ll L_p$) и если в плоскости $x = w$ все рекомбинировавшие носители зарядов удаляются:

$$p(x) = p_0 + \Delta p \left[\frac{\text{sh} \left(\frac{w-x}{L_p} \right)}{\text{sh} (w/L_p)} \right]. \quad (9-118)$$

При условии $w \ll L_p$ тригонометрические функции можно заменить их аргументами

$$p(x) = p_0 + \Delta p \left(1 - \frac{x}{w} \right). \quad (9-119)$$

Закон распределения носителей в этом случае линеен (рис. 9-23, б).

Диффузионную скорость для этого случая можно получить, используя выражение (9-102) для плотности диффузионного тока, а также имея в виду, что $j = rev$. Решая совместно эти уравнения, получаем:

$$v_D = \frac{1}{p} D \frac{dp}{dx}. \quad (9-120)$$

Определяя градиент концентрации dp/dx путем дифференцирования (9-119) по x и подставляя результат в (9-120), находим среднее время диффузии дырок

$$t_D = \frac{w}{v_D} = \frac{w^2}{2D}. \quad (9-121)$$

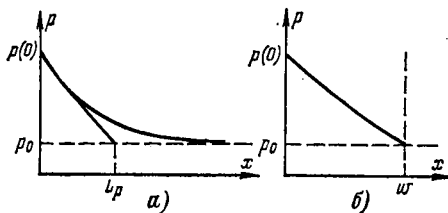


Рис. 9-23. Закон изменения концентрации частиц при диффузии.

а — при $w > L_p$; б — при $w < L_p$.

ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ КОНТАКТЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

10-1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ

Определение. Электрическим переходом называют переходный слой в полупроводнике между двумя областями с различными типами электропроводности или разными величинами удельной электрической проводимости.

Виды переходов. Переход между двумя областями полупроводника, одна из которых имеет электропроводность n -типа, а другая — электропроводность p -типа, называют *электронно-дырочным переходом* или p - n переходом.

Если же переходы образованы полупроводниковыми областями с электропроводностью одного типа, но отличающимися величиной удельной электрической проводимости, то такие переходы называют *электронно-электронными* (n^+ - n переход) или *дырочно-дырочными* (p^+ - p переход).

Одна из областей, образующих переход, может быть металлом. Такой переход называют переходом *металл — полупроводник*.

Если переход образован двумя разнородными полупроводниками (с различной шириной запрещенной зоны), например германием и арсенидом галлия, то его называют *гетеропереходом*.

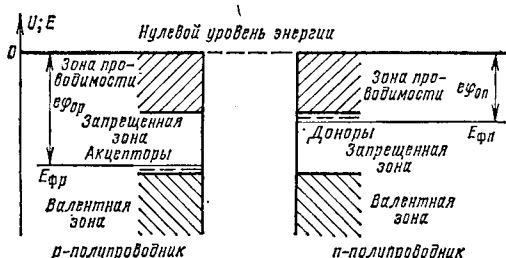
Электрический переход нельзя создать путем механического контакта двух кристаллов полупроводника, так как поверхности таких кристаллов загрязнены атомами других веществ, окислами полупроводника и т. п. Для изготовления переходов используются различные технологические методы, например легирование части кристалла n -полупроводника акцепторными примесями путем их диффузии из газообразной или жидкой среды, содержащей атомы нужной примеси (диффузионный переход). Используют также метод сплавления в полупроводник металла или сплава, содержащего акцепторные или донорные примеси (сплавной переход), и др.

10-2. СИММЕТРИЧНЫЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД

Физические процессы. Предположим, что электронно-дырочный переход создан в кристалле полупроводника, одна часть которого легирована акцепторными примесями (p -область), а другая — донорными примесями (n -область), причем концентрации примесей в обеих областях одинаковы: $N_a = N_d$. Будем считать также, что при комнатной температуре ($T = 300$ К) практически все примесные атомы ионизированы и в результате генерации пар зарядов в обеих областях имеется некоторое количество неосновных носителей заряда. Таким образом, p -область характеризуется равновесными концентрациями: основных носителей p_{p0} и неосновных

носителей n_{p0} . Соответственно в n -области существуют основные носители с равновесной концентрацией n_{n0} и неосновные носители с равновесной концентрацией p_{n0} . Причем для p -полупроводника $n_{p0} \ll p_{p0}$, а для n -полупроводника $p_{n0} \ll n_{n0}$. Так как $N_a = N_d$, то концентрации основных и неосновных носителей зарядов в обеих областях одинаковы: $p_{p0} = n_{n0}$ и $n_{p0} = p_{n0}$ и для каждой области справедливо условие электронейтральности (9-29) и (9-31). Такой переход называют *симметричным p - n переходом*. На рис. 10-1 энергетические диаграммы показаны отдельно для двух областей кристалла. В реальном переходе провести четкую границу между областями p - и n -полупроводников невозможно. Для первого рассмотрения мы будем считать, однако, переход идеально резким (рис. 10-2, а), отделив две области полупроводников плоскостью, которую называют *металлургической границей* и которую мы примем за начало отсчета координаты x . Концент-

Рис. 10-1. Энергетические диаграммы полупроводников до контакта.



рации одноименных носителей зарядов по обе стороны этой границы различны: $p_{p0} \gg p_{n0}$ и $n_{n0} \gg n_{p0}$, и, следовательно, градиенты концентрации дырок и электронов отличны от нуля:

$$\frac{dp}{dx} \neq 0; \quad (10-1)$$

$$\frac{dn}{dx} \neq 0. \quad (10-2)$$

В результате разности концентраций возникает диффузионное движение частиц: дырки движутся из p -области в n -область, а электроны диффундируют в обратном направлении. Следует особо подчеркнуть, что это движение не связано с взаимным отталкиванием одноименно заряженных частиц или же взаимным притяжением электронов и дырок. Причиной диффузионного движения частиц является только различие их концентраций по обе стороны от границы.

В диффузионном движении участвуют те подвижные частицы, которые находятся по обе стороны от границы на расстоянии, не превышающем среднюю диффузионную длину. Переходя границу дырки попадают в n -область, где они постепенно рекомбинируют с электронами, концентрация которых в этой

области велика. Аналогично в p -области протекают процессы рекомбинации дырок с перешедшими туда электронами. В приграничных слоях протяженностью l нарушается условие электрической нейтральности. В p -области остаются нескомпенсированными отрицательные заряды неподвижных акцепторных ионов,

а в n -области остается нескомпенсированный положительный заряд неподвижных ионов доноров. Этот двойной слой электрических зарядов создает вблизи границы электрическое поле (рис. 10-2, z), напряженность которого $|\mathcal{E}_k|$ растет по мере развития диффузионного движения основных носителей зарядов и, следовательно, роста объемных зарядов, образуемых неподвижными ионами примесей. Вектор $\mathcal{E}_k$ напряженности поля направлен так, что он препятствует диффузионному движению основных носителей, т. е. развитию того процесса, в результате которого и возникло само поле. С ростом поля $\mathcal{E}_k$ интенсивность движения основных носителей зарядов через границу снижается: все большее число дырок и электронов отражается этим полем от границы и возвращается обратно.

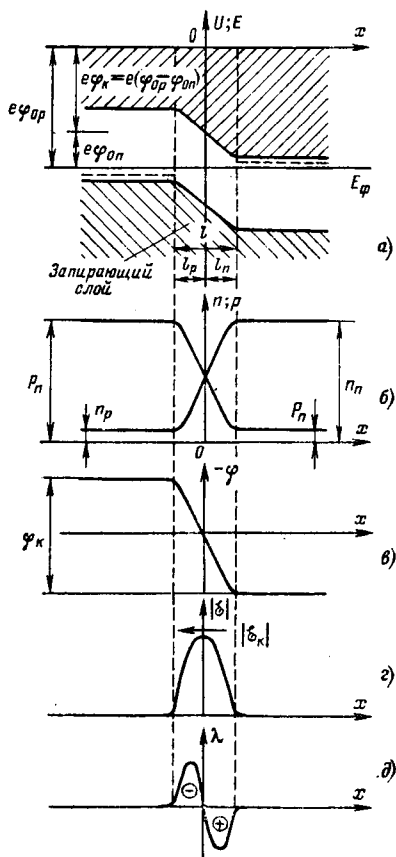


Рис. 10-2. Симметричный p - n переход.

a — энергетическая диаграмма перехода; b — концентрация подвижных зарядов; c — распределение потенциала; d — напряженность поля; e — концентрация неподвижных зарядов.

Вместе с тем под действием поля $\mathcal{E}_k$ возникает дрейфовое движение через границу неосновных носителей зарядов: дырок из n -области в p -область и электронов в обратном направлении.

Таким образом, через границу перехода наблюдаются встречные потоки одноименно заряженных частиц и, следовательно, текущие навстречу друг другу токи. В результате диффузии основные носители зарядов — дырки и электроны — перемещаются в противоположных направлениях, но поскольку они переносят электрические заряды противоположных знаков, то образуют ды-

рочную и электронную составляющие единого диффузионного тока, текущего по направлению движения дырок:

$$j_D = j_{Dp} + j_{Dn}. \quad (10-3)$$

Аналогично для плотности дрейфового тока, образованного встречным движением неосновных носителей зарядов, запишем:

$$j_d = j_{dp} + j_{dn}. \quad (10-4)$$

Равновесие на переходе установится при условии, что поле достигнет такого значения, при котором диффузионный ток оказывается полностью скомпенсированным встречным дрейфовым током и полный ток через переход равен нулю:

$$j = j_D + j_d = 0. \quad (10-5)$$

Используя выражение (9-105), это равенство можно записать в общем виде, справедливом для любого сечения полупроводникового кристалла:

$$j = j_D + j_d = e \left(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} \right) + e \mathcal{E}_k (n\mu_n + p\mu_p) = 0, \quad (10-6)$$

или отдельно для дырочной и электронной составляющих

$$j_n = j_{Dn} + j_{dn} = e \left(D_n \frac{dn}{dx} + \mathcal{E}_k n \mu_n \right) = 0; \quad (10-7)$$

$$j_p = j_{Dp} + j_{dp} = e \left(-D_p \frac{dp}{dx} + \mathcal{E}_k p \mu_p \right) = 0. \quad (10-8)$$

Поскольку суммарный ток равен нулю, система должна характеризоваться единым уровнем Ферми (рис. 10-2, а).

В отличие от системы, содержащей электрически нейтральные частицы, в нашем случае концентрации частиц в условиях равновесия не выравниваются по обе стороны от границы. При равновесии градиенты концентрации одноименно заряженных частиц отличны от нуля ($\frac{dn}{dx} \neq 0$ и $\frac{dp}{dx} \neq 0$), но диффузионному движению частиц препятствует образовавшийся вблизи границы потенциальный барьер, величина которого равна контактной разности потенциалов (рис. 10-2, в):

$$\varphi_k = \varphi_{0p} - \varphi_{0n}. \quad (10-9)$$

Запирающий слой. На рис. 10-2, а—в показана энергетическая диаграмма резкого симметричного p - n перехода в равновесии, а также примерный вид зависимостей концентрации подвижных частиц n и p , потенциала φ , напряженности поля $\mathcal{E}_k$ и концентрации неподвижных зарядов λ от координаты x . Пунктиром очерчена приграничная область $l = l_p + l_n$, в пределах которой наблюдается изменение указанных выше величин. Эту область называют *запирающим слоем*.

За пределами запирающего слоя энергетические диаграммы p - и n -полупроводников не искажаются; в этих объемах сохраняется электронейтральность полупроводников и электрическое поле отсутствует.

В запирающем слое, как уже отмечалось, электронейтральность полупроводников в результате ухода подвижных носителей заряда нарушена. Образовались нескомпенсированные объемные (отрицательный и положительный) заряды неподвижных ионизированных атомов акцепторных и донорных примесей.

Запирающий слой обеднен подвижными носителями зарядов, поэтому сопротивление этого слоя значительно выше сопротивления объемов полупроводника, лежащих за пределами слоя l . В действительности в слое l находится некоторое количество подвижных носителей заряда, так как электроны и дырки, обладая тепловой энергией, проникают в запирающий слой и отражаются полем $\mathcal{E}_k$. Кроме того, в запирающем слое могут протекать процессы генерации подвижных носителей заряда и их рекомбинации. Эти явления мы рассмотрим несколько позже, при обсуждении физических процессов в реальных приборах (см. гл. 11), а сейчас будем считать, что объемные заряды в запирающем слое обусловлены только ионизированными атомами примесей. Используя это идеализированное представление p - n перехода, определим основные физические величины.

Высота потенциального барьера на переходе равна контактной разности потенциалов $\varphi_k = \varphi_{op} - \varphi_{on}$. Величины работы выхода из полупроводников отсчитываются от соответствующих уровней Ферми, и, следовательно, $e\varphi_k = E_{fp} - E_{fn}$. Используя выражения (9-72) и (9-73) для уровней Ферми в p - и n -полупроводниках, запишем:

$$e\varphi_k = \Delta E_s - kT \ln \frac{N_v N_c}{N_a N_d}. \quad (10-10)$$

Подставив сюда на основании соотношения (9-67)

$$N_v N_c = n_i^2 e^{\Delta E_s / kT}, \quad (10-11)$$

запишем:

$$e\varphi_k = kT \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}. \quad (10-12)$$

Полагая $N_a = p_{p0}$ и $N_d = n_{n0}$, получаем:

$$e\varphi_k = kT \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2}, \quad (10-13)$$

т.е., учитывая, что $n_i^2 = n_{n0} p_{n0} = p_{p0} n_{p0}$, запишем:

$$e\varphi_k = kT \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = kT \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}}. \quad (10-14)$$

Полученные соотношения позволяют легко подсчитать высоту потенциального барьера на переходе. Так, например, для герма-

ния $n_i = p_i = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Если концентрации примесей в германии $N_a = N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и, следовательно, $p_{p0} = n_{n0} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, то согласно (9-66) $n_{p0} = p_{n0} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Отсюда величина потенциального барьера $e\varphi_K$ в соответствии с (10-14) при $T = 300 \text{ К}$ равна примерно 0,36 эВ.

Соотношение между концентрациями по обе стороны перехода легко получить, потенцируя выражение (10-14):

$$p_{p0} = p_{n0} e^{\frac{e\varphi_K}{kT}} \quad (10-15)$$

и

$$n_{n0} = n_{p0} e^{\frac{e\varphi_K}{kT}}. \quad (10-16)$$

Электрическое поле $\mathcal{E}_K$. Для определения этой величины воспользуемся уравнением Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = - \frac{\lambda(x)}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (10-17)$$

Полагая, как мы условились ранее, что объемные заряды в переходе созданы пониженными атомами примесей, запишем уравнение (10-17) для запирающего слоя в p - и n -областях:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = - \frac{eN_a}{\epsilon \epsilon_0}; \quad (10-18)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{eN_d}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (10-19)$$

Интегрируя эти уравнения в пределах соответственно $l_p \leq x < 0$ и $0 < x \leq l_n$, получаем:

$$\mathcal{E}_K(x) = - \frac{eN_a}{\epsilon \epsilon_0} (x + l_p); \quad (10-20)$$

$$\mathcal{E}_K(x) = \frac{eN_d}{\epsilon \epsilon_0} (x - l_n). \quad (10-21)$$

Напряженность $|\mathcal{E}_{K, \text{макс}}|$ легко определить, полагая в любом из этих уравнений $x = 0$:

$$|\mathcal{E}_{K, \text{макс}}| = \frac{eN_a l_p}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{eN_d l_n}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (10-22)$$

Ширина запирающего слоя. Интегрируя дважды уравнения (10-18) и (10-19) в прежних пределах и суммируя результаты, получаем выражение для высоты потенциального барьера:

$$\varphi_K = \frac{1}{2} \mathcal{E}_{K, \text{макс}} (l_p + l_n). \quad (10-23)$$

Полагая $l_p + l_n = l$ и учитывая (10-22), запишем выражение для ширины запирающего слоя:

$$l = \sqrt{\frac{2\epsilon \epsilon_0 \varphi_K}{e} \frac{N_a + N_d}{N_a N_d}}. \quad (10-24)$$

Пользуясь этим соотношением и зная концентрации примесей, легко определить ширину запирающего слоя. Так, например, для кремния $\epsilon = 12$ (см. табл. 9-4). Принимая $\phi_k = 1$ В, $N_a = N_d = 10^{15}$ см⁻³, получаем $l \approx 1$ мкм. С увеличением концентрации примесей запирающий слой сужается: при $N_a = N_d = 10^{17}$ см⁻³ ширина перехода $l \approx 0,1$ мкм. Для перехода, выполненного в кристалле германия, ширина запирающего слоя будет больше, так как для этого материала $\epsilon = 16$.

10-3. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД ПРИ ПОДКЛЮЧЕНИИ ВНЕШНЕГО НАПРЯЖЕНИЯ

Прямое включение внешнего источника напряжения. Предположим, что к электронно-дырочному переходу подключена батарея напряжением U , полярность которой противоположна контактной разности потенциалов ϕ_k (рис. 10-3, а). Такое включение называется *прямым*.

Будем по-прежнему считать, что сопротивление запирающего слоя много больше сопротивления объемов p - и n -областей и по-

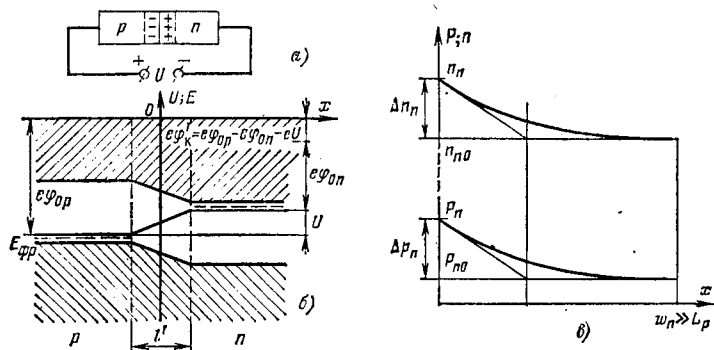


Рис. 10-3. Электронно-дырочный переход при подключении внешнего напряжения в прямом направлении (а), его энергетическая диаграмма (б) и законы изменения концентраций (в).

этому практически все внешнее напряжение оказывается приложенным непосредственно к переходу. Под воздействием внешнего напряжения потенциальный барьер на переходе уменьшается до величины $\phi_k - U$ (рис. 10-3, б), равновесие нарушается ($j_D > j_n$) и через переход течет ток вследствие диффузионного движения дырок из p -области в n -область и электронов в обратном направлении.

Иначе говоря, при подключении к переходу прямого напряжения развивается диффузионное движение частиц через запирающий слой в ту область, где они являются неосновными носителями (дырок — в n -область и электронов — в p -область). Этот процесс называют *инжекцией неосновных носителей заряда*.

С уменьшением потенциального барьера уменьшится также напряженность $\mathcal{E}_K$ электрического поля в запирающем слое, а также и ширина запирающего слоя. В соотношение (10-24) теперь следует подставить новое значение высоты потенциального барьера:

$$l' = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\varphi_K - U)}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}}. \quad (10-25)$$

Вследствие инжекции у границ запирающего слоя образуются неравновесные концентрации неосновных носителей: дырок в n -области ($p_n > p_{n0}$) и электронов в p -области ($n_p > n_{p0}$). На рис. 10-3, ϵ (нижний график) показан закон изменения концентрации дырок в n -области (координата x отсчитывается от границы запирающего слоя). Градиент концентрации дырок для случая $w_n < L_p$ равен:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{p_n - p_{n0}}{w_n} = \frac{\Delta p_n}{w_n}, \quad (10-26)$$

а в p -области — градиент концентрации электронов

$$\frac{dn}{dx} = \frac{n_p - n_{p0}}{w_p} = \frac{\Delta n_p}{w_p}. \quad (10-27)$$

Здесь w_n и w_p — протяженности n - и p -областей, отсчитываемые от границы запирающего слоя до омических контактов.

В результате дырки диффундируют от границы перехода в глубь n -области, постепенно рекомбинируя с электронами, а электроны диффундируют в p -области, постепенно рекомбинируя с дырками. У внешних границ полупроводниковых областей концентрации неосновных носителей соответствуют равновесным значениям n_{p0} и p_{n0} .

Плотности диффузионных потоков неосновных носителей, инжектированных в p - и n -областях полупроводника через переход, зависят согласно (9-100) и (9-102) от градиентов концентраций, которые в нашем случае определяются соотношениями (10-26) и (10-27). Рассмотрим основные величины, определяющие инжекцию неосновных носителей и их дальнейшее движение.

Соотношение между равновесной и неравновесной концентрациями на границах перехода. Для определения концентраций p_n и n_p можно воспользоваться выражениями (10-15) и (10-16), подставив туда вместо значения φ_K высоту уменьшенного потенциального барьера $\varphi_K - U$:

$$p_{p0} = p_n e^{e\varphi_K/kT} e^{-eU/kT}; \quad (10-28)$$

$$n_{n0} = n_p e^{e\varphi_K/kT} e^{-eU/kT}. \quad (10-29)$$

Подставляя сюда значения p_{p0} и n_{n0} из (10-15) и (10-16), получаем:

$$p_n = p_{n0} e^{eU/kT}; \quad (10-30)$$

$$n_p = n_{p0} e^{eU/kT}. \quad (10-31)$$

Отсюда следует, что на границах перехода концентрации инжектированных неосновных носителей увеличиваются в зависимости от внешнего напряжения U по экспоненциальному закону.

Уровень инжекции. Для определения относительного изменения концентрации инжектированных неосновных носителей на границах перехода используют специальную величину, называемую *уровнем инжекции*:

$$\delta = \frac{\Delta p_n}{n_{no}} = \frac{\Delta n_p}{p_{po}}. \quad (10-32)$$

Как следует из этого выражения, уровень инжекции равен отношению приращения концентрации неосновных носителей, полученного в результате инжекции, к равновесной концентрации основных носителей заряда. Сравнение величин Δp_n и Δn_p с концентрациями именно основных носителей заряда объясняется следующим образом. Инжектированные неосновные носители создают у границ перехода объемные заряды, для компенсации которых из областей полупроводника к границам перехода притекают основные носители зарядов. В результате у границ перехода создаются избыточные концентрации не только неосновных, но и основных носителей зарядов: $\Delta n_n \approx \Delta p_n$ в n -области и $\Delta p_p \approx \Delta n_p$ в p -области (рис. 10-3, в).

Если $\Delta n_n \ll n_n$ и $\Delta p_p \ll p_p$, то перераспределение основных носителей зарядов по объемам областей практически не нарушает их электронейтральности (поле, возникающее при этом внутри области, мало). Области в этом случае называют *квазинейтральными*, а уровень инжекции считают *низким* ($\delta \ll 1$).

Если же приращения концентраций инжектированных носителей сравнимы с концентрациями основных носителей $\Delta p_n \approx \Delta n_n \approx n_n$ и $\Delta n_p \approx \Delta p_p \approx p_p$, то уровень инжекции считают *средним* ($\delta \approx 1$), а при условии $\delta > 1$ уровень инжекции считается *высоким*. В этих двух случаях перераспределение основных носителей по объемам полупроводника приводит к образованию значительного внутреннего поля, так как в связи с уходом из глубины областей основных носителей там остаются нескомпенсированными заряды неподвижных ионов примесей. Электронейтральность областей нарушается. Эти случаи мы обсудим далее применительно к реальным приборам, а сейчас при рассмотрении физических процессов в p - n переходе будем полагать уровень инжекции низким ($\delta \ll 1$) и области полупроводников за границами перехода электрически нейтральными.

Закон изменения концентрации неосновных носителей в областях полупроводникового кристалла за границами перехода можно определить, воспользовавшись соотношениями (9-115) и (9-119). Если размеры p - и n -областей превышают диффузионные длины: $w_n > L_p$ и $w_p > L_n$, то концентрации неосновных носите-

лей изменяются по экспоненциальному закону (см. рис. 9-23, а и 10-3, в):

$$p(x) = p_{n0} + \Delta p e^{-x/L_p}; \quad (10-33)$$

$$n(-x) = n_{p0} + \Delta n e^{x/L_n}. \quad (10-34)$$

Если же $w_n \ll L_p$ и $w_p \ll L_n$, то концентрации изменяются по линейному закону:

$$p(x) = p_{n0} + \Delta p \left(1 - \frac{x}{w_n}\right); \quad (10-35)$$

$$n(-x) = n_{p0} + \Delta n \left(1 + \frac{x}{w_p}\right). \quad (10-36)$$

Таким образом, в любом случае концентрации неосновных носителей у внешних границ полупроводникового кристалла равны

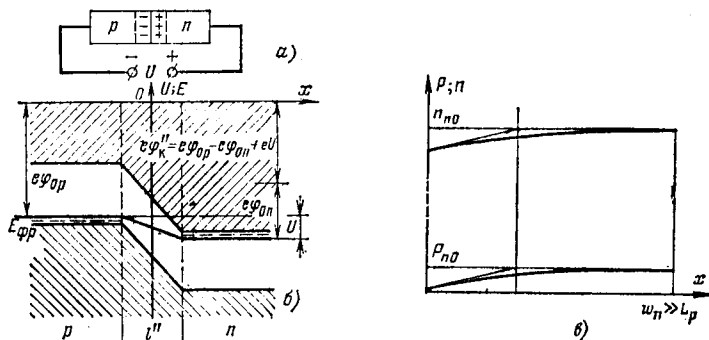


Рис. 10-4. Электроно-дырочный переход при подключении внешнего напряжения в обратном направлении (а), его энергетическая диаграмма (б) и закон изменения концентрации носителей (в).

равновесным. Для первого случая при $x \rightarrow \pm \infty$ $p(x) = p_{n0}$ и $n(-x) = n_{p0}$; этот же результат получается и для второго случая при условии, что $x = w_n$ и $-x = w_p$.

Зная закон изменения концентрации неосновных носителей, можно определить плотность тока, обусловленного диффузионным движением инжектированных через переход носителей заряда. Однако прежде рассмотрим физические процессы в p - n переходе и прилегающих к нему областях полупроводника при условии изменения полярности включения внешней батареи.

Обратное включение внешнего источника напряжения. Если подключить к переходу внешнюю батарею в полярности, показанной на рис. 10-4, а (обратное включение), то потенциальный барьер возрастет до величины $\phi_F + |U|$ (рис. 10-4, б), равновесие на переходе нарушится, но в отличие от случая прямого смещения

плотность диффузионных потоков основных носителей через плоскость раздела уменьшится ($j_D < j_n$) и через переход потечет ток, обязанный перемещению неосновных носителей зарядов: дырок из n -области в p -область и электронов — в обратном направлении.

Ширина запирающего слоя в этом случае увеличится:

$$l'' = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 (\varphi_K + |U|) N_a + N_d}{e N_a N_d}}, \quad (10-37)$$

возрастет и напряженность $|\mathcal{E}_K|$ электрического поля в переходе.

Вследствие ухода под воздействием возросшего поля $\mathcal{E}_K$ неосновных носителей заряда из объемов полупроводника, прилегающих к границам перехода, концентрации неосновных носителей у этих границ снизятся до значений, близких к нулю (рис. 10-4, в). Таким образом, вблизи границ перехода появляются градиенты концентраций неосновных носителей и возникает их диффузионное движение из толщи полупроводниковых областей к границам перехода.

Это явление называют *экстракцией неосновных носителей* заряда.

С увеличением обратного напряжения запирающий слой в соответствии с (10-37) расширяется, поле $\mathcal{E}_K$ растет, но ток через переход практически не меняется. Это объясняется тем, что градиенты концентрации неосновных носителей у границ перехода не изменяются с увеличением напряжения U , так как величины n_{p0} , p_{n0} , L_p и L_n не зависят от этого напряжения. По этой причине ток, текущий через переход при обратном включении батареи, называют *обратным током насыщения* I_0 . Величина тока I_0 может возрасти лишь за счет увеличения концентраций n_{p0} и p_{n0} , т. е. при увеличении температуры. Обратный ток называют также *тепловым током*. Далее при рассмотрении реальных приборов (гл. 11) будет показано, что величина тока I_0 зависит не только от интенсивности процесса тепловой генерации пар зарядов. Здесь же мы пренебрежем другими факторами (генерацией и рекомбинацией носителей заряда в запирающем слое, током утечки и т. п.), влияющими на величину обратного тока.

Вольт-амперная характеристика идеализированного p - n перехода. Для определения зависимости тока I , текущего через переход, от величины внешнего напряжения U (вольт-амперной характеристики перехода) воспользуемся уравнениями непрерывности (9-111) и (9-112), справедливыми для любого сечения полупроводникового кристалла, содержащего переход. Ограничимся решением уравнения (9-111) применительно к дыркам — неосновным носителям в n -области. Полученные в конечном итоге результаты могут быть легко распространены и на p -область.

В условиях низкого уровня инжекции электрическое поле в n -области очень мало. Поэтому члены уравнения (9-111), содержащие $\mathcal{E}$, положим равными нулю. Пренебрежем также генерацией

носителей зарядов ($G_p = 0$). Для стационарного случая (9-111) сводится, таким образом, к уравнению, аналогичному (9-113):

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p} = 0, \quad (10-38)$$

или, учитывая, что $L_p^2 = D_p \tau_p$, запишем (10-38) в иной форме:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\Delta p_n}{L_p^2} = 0. \quad (10-39)$$

Оговорим условия решения этого уравнения. Будем считать ширину запирающего слоя весьма малой ($l \rightarrow 0$) так, что границе запирающего слоя с n -областью соответствует координата $x = 0$. Пренебрежем возможной генерацией и рекомбинацией носителей в переходе. Положим пределы изменения напряжения U такими, что всегда инжекция будет характеризоваться низким уровнем ($\delta \ll 1$) и, следовательно, n -область электрически нейтральна. По-прежнему будем полагать, что сопротивление запирающего слоя много больше объемных сопротивлений p - и n -областей и, следовательно, внешнее напряжение U почти полностью падает на переходе.

Граничными условиями для решения уравнения (10-39) служат значения концентраций дырок на границе n -области с переходом ($x = 0$) и на внешней границе n -области ($x = w_n$). Первое граничное условие запишем на основании (10-30):

$$\Delta p_n|_{x=0} = p_{n0} (e^{U/kT} - 1). \quad (10-40)$$

Второе граничное условие согласно (10-35)

$$\Delta p_n|_{x=w_n} = 0. \quad (10-41)$$

Уравнение (10-39) имеет решение в общем виде:

$$\Delta p(x) = C_1 e^{x/L_p} + C_2 e^{-x/L_p}. \quad (10-42)$$

Используя граничные условия (10-40) и (10-41), можно определить коэффициенты C_1 и C_2 :

$$C_1 = \frac{\Delta p_n|_{x=0}}{2 \operatorname{sh} \left(\frac{w_n}{L_p} \right)} e^{-w_n/L_p}; \quad (10-43)$$

$$C_2 = \frac{\Delta p_n|_{x=0}}{2 \operatorname{sh} \left(\frac{w_n}{L_p} \right)} e^{w_n/L_p}. \quad (10-44)$$

Подставляя эти величины в (10-42), получаем:

$$\Delta p(x) = p_{n0} \left(e^{eU/kT} - 1 \right) \frac{\operatorname{sh} \left(\frac{w_n - x}{L_p} \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{w_n}{L_p} \right)}. \quad (10-45)$$

Плотность диффузионного тока дырок, как известно, определяется соотношением (9-102):

$$j_D = -eD_p \frac{dp}{dx}.$$

Дифференцируя (10-45), определяем градиент концентрации дырок для нашего случая:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{p_{n0}}{L_p} (e^{eU/kT} - 1) \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{w_n - x}{L_p}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{w_n}{L_p}\right)}. \quad (10-46)$$

Для координаты $x = 0$ это выражение упрощается:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{p_{n0}}{L_p} (e^{eU/kT} - 1) \operatorname{cth}\left(\frac{w_n}{L_p}\right). \quad (10-47)$$

Подставляя это соотношение в (9-102), получаем выражение для плотности диффузионного тока дырок:

$$j_{Dp} = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} (e^{eU/kT} - 1) \operatorname{cth}\left(\frac{w_n}{L_p}\right). \quad (10-48)$$

Аналогичное выражение можно получить для плотности диффузионного тока электронов в p -области:

$$j_{Dn} = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} (e^{eU/kT} - 1) \operatorname{cth}\left(\frac{w_p}{L_n}\right). \quad (10-49)$$

Умножив (10-48) и (10-49) на величину s — площади поперечного сечения кристалла, можно получить выражения для соответствующих составляющих тока. Дырки в n -области и электроны в p -области движутся в противоположных направлениях, но так как они переносят разноименные заряды, то общий ток равен сумме электронной и дырочной составляющих:

$$I = \left[\frac{seD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{cth}\left(\frac{w_n}{L_p}\right) + \frac{seD_n n_{p0}}{L_n} \operatorname{cth}\left(\frac{w_p}{L_n}\right) \right] (e^{eU/kT} - 1). \quad (10-50)$$

При достаточно больших отрицательных значениях U член $e^{eU/kT} \rightarrow 0$ и, следовательно, через переход течет ток, не зависящий от приложенного напряжения. Иначе говоря, выражение в квадратных скобках определяет значение обратного тока насыщения:

$$I_0 = \frac{seD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{cth}\left(\frac{w_n}{L_p}\right) + \frac{seD_n n_{p0}}{L_n} \operatorname{cth}\left(\frac{w_p}{L_n}\right). \quad (10-51)$$

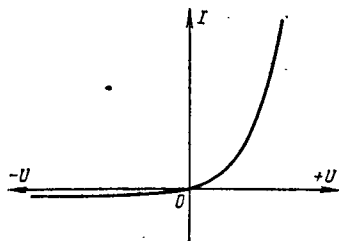
Выражение (10-50), которое можно представить в виде

$$I = I_0 (e^{eU/kT} - 1), \quad (10-52)$$

описывает *вольт-амперную характеристику* идеализированного p - n перехода.

Как следует из (10-52), при достаточно больших положительных напряжениях U (прямое включение) ток через переход растет в зависимости от напряжения по экспоненциальному закону (рис. 10-5).

Рис. 10-5. Вольт-амперная характеристика электронно-дырочного перехода.



Обратный ток насыщения зависит от соотношения w/L . Если $w_n \gg L_p$ и $w_p \gg L_n$, то $\text{cth}(w/L) \approx 1$, следовательно,

$$I_0 = es \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right). \quad (10-53)$$

Если же $w_n \ll L_p$ и $w_p \ll L_n$, то $\text{cth}(w/L) \approx L/w$. Таким образом,

$$I_0 = es \left(\frac{D_p p_{n0}}{w_n} + \frac{D_n n_{p0}}{w_p} \right). \quad (10-54)$$

10-4. РАЗЛИЧНЫЕ ТИПЫ ПЕРЕХОДОВ

В предыдущих параграфах был рассмотрен идеализированный симметричный p - n переход, в котором металлургическая граница резко разделяет два полупроводника с электропроводностью различных знаков. Иначе говоря, область Δx , внутри которой наблюдается изменение примесей по их типу и концентрации, очень мала ($\Delta x \rightarrow 0$). В реальных переходах $\Delta x > 0$ и переход называют *резким* в том случае, если область объемного заряда (ширина запирающего слоя l) много больше области Δx .

Плавный переход. На практике нередко встречаются переходы, для которых область Δx сравнима по величине с областью объемного заряда шириной l . Такие переходы называют *плавными*. Плавные переходы обычно получают при их изготовлении путем одно- или двусторонней диффузии примесей в кристалл полупроводника.

Для симметричного плавного перехода выражение (10-24) принимает вид:

$$l = \sqrt[3]{\frac{9\epsilon\epsilon_0\Phi_K}{e \left(\frac{dN_a}{dx} + \frac{dN_d}{dx} \right)}}. \quad (10-55)$$

Несимметричный p - n переход. Такой переход образуется полупроводниками с различными концентрациями примесей, а следовательно, с различными концентрациями основных и неосновных

носителей зарядов. Если концентрации основных носителей отличаются более чем на порядок, то такой переход называют *односторонним*.

На рис. 10-6 показаны приближенные кривые концентрации носителей зарядов, а также кривые изменения потенциалов, напряженности поля и концентрации неподвижных зарядов.

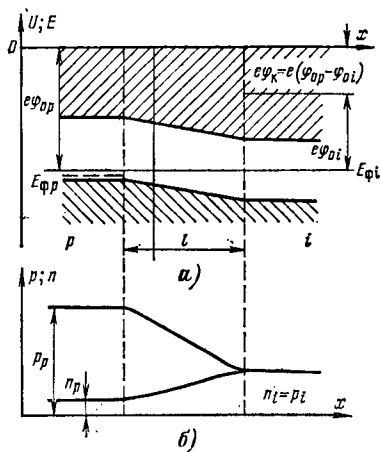
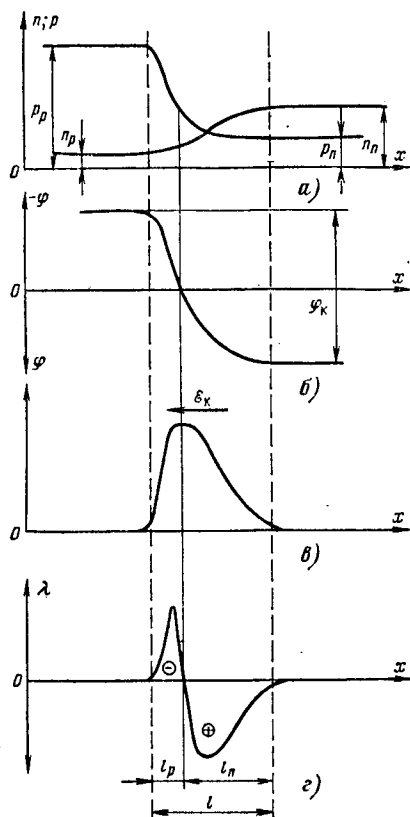


Рис. 10-7. Энергетическая диаграмма p - i перехода при равновесии (а) и концентрация подвижных носителей зарядов (б).

Рис. 10-6. Несимметричный p - n переход.

а — концентрация подвижных носителей зарядов; б — распределение потенциала; в — напряженность поля; г — концентрация неподвижных зарядов.

Вследствие того что $\left| \frac{dn}{dx} \right| < \left| \frac{dp}{dx} \right|$, диффузионное движение дырок из p -области в n -область значительно интенсивней диффузионного потока электронов в обратном направлении. Поэтому прямой ток через переход в основном определяется потоком дырок из p -области в n -область, а обратный ток — потоком дырок из n -полупроводника в p -полупроводник ($p_n > n_p$).

Условие равновесия в отсутствие внешнего напряжения по-прежнему имеет вид (10-5), но поскольку $j_{Dp} > j_{Dn}$ и $j_{dp} > j_{dn}$, его можно записать в виде

$$j_{Dp} + j_{dp} = 0. \quad (10-56)$$

Поскольку $N_a \gg N_d$, поле проникает в n -полупроводник на большую глубину: $l_n > l_p$. Для определения ширины запирающего слоя в резком несимметричном переходе можно воспользоваться выражением (10-24), положив $N_a + N_d \approx N_a$:

$$l \approx l_n \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0\Phi_K}{eN_d}}. \quad (10-57)$$

Для плавного несимметричного перехода выражение (10-55) принимает вид:

$$l \approx \sqrt[3]{\frac{9\epsilon\epsilon_0\Phi_K}{e \frac{dN_d}{dx}}}. \quad (10-58)$$

Подключение внешнего напряжения, как и в случае симметричного перехода, нарушает равновесие. При прямом включении внешней батареи высота потенциального барьера уменьшается и течет прямой ток, который определяется в основном движением дырок из p -области в n -область.

При включении батареи в обратной полярности через несимметричный p - n переход течет обратный ток насыщения неосновных носителей, обязанный движению главным образом дырок из n -в p -область.

Несимметричные p - n переходы наиболее широко используются в полупроводниковых приборах. Полупроводник с высокой концентрацией основных носителей называют *эмиттером*, а второй полупроводник — *базой*.

Переходы типа p - i ; n - i ; p^+ - p и n^+ - n . На рис. 10-7 показаны энергетическая диаграмма и изменение концентраций в области запирающего слоя p - i перехода. При контакте таких полупроводников в результате разности концентраций ($p_p > p_i$ и $n_i > n_p$) возникает диффузия дырок в собственный полупроводник и электронов — в p -полупроводник. Разность потенциалов на переходе образуется за счет ионов акцепторов в p -полупроводнике и, в отличие от обычного p - n перехода, дырок в собственном полупроводнике. Запирающий слой простирается большей частью в область собственного полупроводника, так как его удельное сопротивление выше.

Почти аналогичная картина получается при контакте высоколегированного p -полупроводника со слаболегированным (p^+ - p переход). В этом случае высота потенциального барьера будет несколько ниже, чем в p - i переходе, так как разность концентраций дырок меньше.

Переход металл — n -полупроводник. Предположим, что контакт осуществляется между металлом и n -полупроводником, работа выхода которого меньше работы выхода электронов из металла ($e\phi_{0n} < e\phi_0$). Энергетические диаграммы до контакта и в состоянии равновесия при контакте показаны на рис. 10-8. Поскольку $e\phi_{0n} < e\phi_0$, электроны при контакте из зоны проводимости n -по-

полупроводника переходят в металл, заряжая его отрицательно. В приконтактной области n -полупроводника образуется слой, обедненный основными носителями и несущий нескомпенсированный положительный заряд ионов доноров. Образующееся приконтактное поле $\mathcal{E}_k$ препятствует дальнейшему движению электронов в металл. Это поле отталкивает свободные электроны (в зоне проводимости) и втягивает в приконтактную область дырки (в валентной зоне). При равновесии уровни Ферми металла и полупроводника выравниваются. Образовавшийся запирающий слой лежит

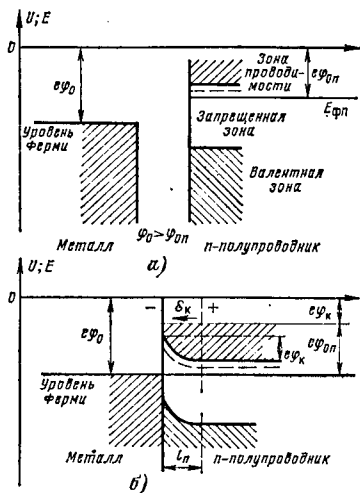


Рис. 10-8. Энергетические диаграммы металла и n -полупроводника.

а — до контакта; б — образование запирающего слоя при контакте.

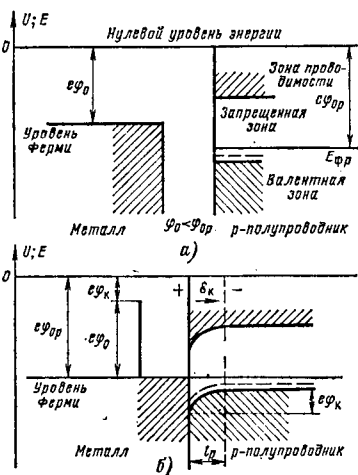


Рис. 10-9. Энергетические диаграммы металла и p -полупроводника.

а — до контакта; б — образование запирающего слоя при контакте.

в основном в толще полупроводника, так как его удельное сопротивление значительно выше.

При подключении внешней батареи в прямом направлении потенциальный барьер снижается, сопротивление запирающего слоя уменьшается и через переход течет ток, обязанный перемещению электронов в металл. При подключении обратного напряжения потенциальный барьер повышается, но под действием увеличившегося поля на переходе возможно движение дырок в металл. Этот ток мал, так как концентрация неосновных носителей в n -полупроводнике невелика. Таким образом, такой переход также обладает униполярными — выпрямляющими свойствами.

Переходы металл — полупроводник называют также *барьерами Шоттки*.

Переход металл — p -полупроводник. Рисунок 10-9 иллюстрирует контакт металла с p -полупроводником, работа выхода кото-

рого больше, чем у металла ($e\varphi_{0p} > e\varphi_0$). В этом случае также возникает запирающий слой, лежащий в p -полупроводнике. Электроны, переходя из металла в p -полупроводник, заряжают его отрицательно. Образующееся контактное поле препятствует дальнейшему переходу электронов и вытесняет из запирающего слоя дырки. Этот переход также обладает униполярными свойствами, так как при подключении прямого напряжения увеличивается поток электронов из металла, а при подключении обратного напряжения течет лишь ток, обусловленный движением неосновных носителей заряда — электронов из p -полупроводника в металл. Плотность этого тока невелика.

Образование инверсного слоя. Картина перехода несколько меняется, если разность работ выхода металла и полупроводника велика. На рис. 10-10 показана энергетическая диаграмма перехода металл — n -полупроводник для случая, когда $e\varphi_0 \gg e\varphi_{0n}$.

Искажение границ энергетических зон n -полупроводника в результате значительной величины $e\varphi_k$ настолько значительно, что в некоторой части l_n запирающего слоя образуется слой p -проводимости — *инверсный слой*. Об этом свидетельствует расположение уровня Ферми ниже середины запрещенной зоны, что характерно для p -полупроводников. Образование инверсного слоя объясняется недостатком свободных электронов в n -полупроводнике для достижения равновесного состояния. Равновесие достигается за счет перехода в металл части валентных электронов, что, естественно, сопровождается избытком в приконтактной области дырок. Таким образом, в рассмотренном случае в приконтактной области образуется плавный p - n переход.

Аналогичное явление наблюдается при контакте металла с p -полупроводником, если $e\varphi_0 \ll e\varphi_{0p}$.

Омический переход. В случае контакта металла с n -полупроводником при условии, что $e\varphi_0 < e\varphi_{0n}$, или же в случае контакта металла с p -полупроводником, когда $e\varphi_0 > e\varphi_{0p}$, вблизи границы образуется слой с повышенной концентрацией основных носителей. Такой переход, обладающий повышенной по сравнению с объемом полупроводника удельной проводимостью, называют омическим, так как он не обладает униполярными свойствами. При подключении прямого или обратного напряжения изменяется лишь степень обогащения основными носителями приконтактного слоя.

Подобные переходы используются при осуществлении электрических выводов от областей полупроводников, образующих p - n переход.

Гетеропереход — это переход, образованный двумя полупроводниками с запрещенными зонами различной ширины. Такие переходы получают с помощью специальных технологических операций (эпитаксиального выращивания из газовой фазы, вакуумного распыления одного полупроводника и осаждения его на другой полупроводник и др.).

Вследствие различных параметров кристаллической решетки двух полупроводников на их границе образуются различные дефекты, которые могут рассматриваться как центры захвата, рекомбинации и генерации носителей заряда.

Различие в ширине запрещенных зон двух контактирующих в гетеропереходе полупроводников приводит к разрывам границ энергетических зон на переходе. Энергетические диаграммы некоторых гетеропереходов показаны на рис. 10-11. Границы энергетических зон вблизи контакта искривляются в зависимости от

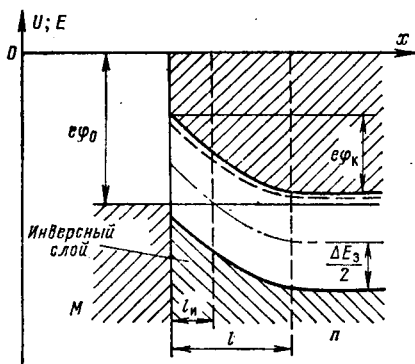


Рис. 10-10. Образование инверсного слоя при контакте металл n -полупроводник.

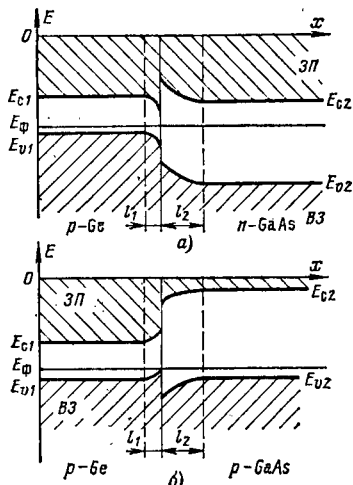


Рис. 10-11. Энергетические диаграммы гетеропереходов.

a — при контакте p -германия и n -арсенида галлия; b — при контакте p -германия и p -арсенида галлия.

обеднения или обогащения приконтактных областей носителями заряда, а расстояния от границ зон до уровня Ферми зависят от концентрации граничных состояний. Энергетические зазоры между соответствующими границами зон сохраняются такими же, как и до контакта.

При воздействии внешнего напряжения равновесие нарушается и через переход течет ток. Природа этого тока зависит от ряда факторов. Так, если энергетический барьер для дырок выше барьера для электронов, то результирующий ток определяется электронной составляющей, и наоборот. В случае высокой концентрации граничных состояний ток через переход имеет в основном генерационно-рекомбинационный характер.

10-5. ПРОБОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО ПЕРЕХОДА

При значительном увеличении обратного напряжения на p - n переходе наблюдается резкий рост обратного тока. Это явление называют *пробоем электронно-дырочного перехода*. Пробой пере-

хода возникает либо в результате воздействия сильного электрического поля в запирающем слое, либо в результате разогрева перехода при протекании тока большой величины.

Лавинный пробой. Этот вид пробоя развивается в p - n переходах, образованных слаболегированными полупроводниками, когда ширина запирающего слоя достаточно велика. Если к переходу приложено высокое обратное напряжение, то суммарное поле $\mathcal{E} = \mathcal{E}_k + \mathcal{E}_{\text{вн}}$ в запирающем слое может оказаться настолько большим, что неосновные носители, ускоряемые полем перехода, приобретают энергию, достаточную для ионизации атомов полупроводника. Дырки и электроны на своем пути через широкий запирающий слой образуют новые пары подвижных носителей, которые в свою очередь ускоряются полем $\mathcal{E}$, ионизируют новые атомы и т. д. В результате ударной ионизации в запирающем слое развивается лавина подвижных носителей заряда и обратный ток резко увеличивается.

Для характеристики этого процесса используется *коэффициент лавинного умножения* числа подвижных носителей заряда (электронов и дырок), измеряемый отношением числа носителей, покидающих переход, к числу N_1 частиц, поступающих в запирающий слой:

$$M = \frac{N_1 + N_2 + N'_2}{N_1}. \quad (10-59)$$

Здесь N_2 — число частиц, получившихся в результате ударной ионизации электронами, а N'_2 — число частиц за счет ионизации дырками.

Коэффициент M лавинного умножения носителей, естественно, зависит от приложенного обратного напряжения, удельного сопротивления контактирующих полупроводников (степени их легирования) и других факторов. Обратное напряжение, при котором коэффициент M стремится к бесконечности, называют *напряжением лавинного пробоя* $U_{\text{проб. лав.}}$. Коэффициент M связан с этой величиной соотношением

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{\text{проб. лав.}}} \right)^b}, \quad (10-60)$$

где $b = 3$ для p — Si и n — Ge и $b = 5$ для p — Ge и n — Si.

Напряжение пробоя можно определить, пользуясь эмпирической зависимостью

$$U_{\text{проб. лав.}} = A \rho_b^m. \quad (10-61)$$

Здесь ρ_b — удельное сопротивление базы, Ом/см; $m \approx 0,6$ для Ge и $m \approx 0,7$ для Si; $A = 83$ для n — Ge; 52 для p — Ge; 86 для n — Si и 23 для p — Si.

Для лавинного пробоя характерен резкий рост обратного тока при практически неизменном обратном напряжении (рис. 10-12).

Туннельный пробой характерен для переходов, образованных полупроводниками с меньшим удельным сопротивлением, а также

с неширокой запрещенной зоной. В § 9-3 было показано, что в сильных электрических полях границы энергетических зон смещаются и вблизи границы может образоваться достаточно тонкий потенциальный барьер, вероятность туннельного прохождения частиц через который определяется выражением (9-8)

$$P \approx e^{-\frac{4\pi}{eh\epsilon} \sqrt{2m^* (\Delta E_a)^3}}$$

Ток, обусловленный туннельным прохождением частиц, называют *туннельным* током $I_{\text{тун}}$.

Начало туннельного пробоя оценивают по десятикратному превышению туннельного тока над обратным током I_0 . Для гер-

мания туннельный пробой возникает при напряженностях поля $\mathcal{E}_{\text{проб. тун}} \approx 2 \cdot 10^5$ В/см, а для кремния — при $\mathcal{E}_{\text{проб. тун}} \approx 4 \cdot 10^5$ В/см.

Напряженность поля $\mathcal{E}_{\text{проб. тун}}$ зависит как от приложенного напряжения U , так и от удельного сопротивления полупроводников. Значения $U_{\text{проб. тун}}$ можно определить по эмпирическим формулам

$$U_{\text{проб. тун}} \approx 19 \cdot 10^3 \rho_n + 94 \cdot 10^2 \rho_p \quad (10-62)$$

для германия и

$$U_{\text{проб. тун}} \approx 20 \cdot 10^3 \rho_n + 73 \cdot 10^2 \rho_p \quad (10-63)$$

для кремния, где ρ — удельное сопротивление, Ом·м.

В случае высокоомных полупроводни-

Рис. 10-12. Пробой электроно-дырочного перехода.

1 — лавинный пробой; 2 — туннельный пробой; 3 — тепловой пробой.

ков $U_{\text{проб. тун}} > U_{\text{проб. лав}}$; для более низкоомных полупроводников туннельный пробой развивается при меньших напряжениях: $U_{\text{проб. тун}} < U_{\text{проб. лав}}$.

Характеристика обратного тока при туннельном пробое имеет такой же вид, как и при лавинном (рис. 10-12).

Тепловой пробой. Этот вид пробоя возникает в результате разогрева p - n перехода обратным током большой величины. Если количество джоулей тепла, выделяемого в переходе, больше тепла, отводимого от перехода, то температура перехода повышается. Число неосновных носителей заряда и обратный ток возрастают, переход разогревается еще больше и т. д. Напряжение $U_{\text{проб. теп}}$ теплового пробоя зависит от величины обратного тока, удельного сопротивления полупроводника, условий теплоотвода, температуры окружающей среды и других факторов. Зависимость $I_0 = f(U)$ при тепловом пробое имеет характерный участок отрицательного дифференциального сопротивления (рис. 10-12).

10-6. ЕМКОСТИ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО ПЕРЕХОДА

При рассмотрении физических процессов в p - n переходе было показано, что в запирающем слое по обе стороны от металлургической границы существуют объемные заряды, обусловленные ионизированными атомами примесей (рис. 10-2, ∂), а также проникающими в этот слой подвижными носителями зарядов.

Кроме того, при подключении к переходу внешнего напряжения в результате инжекции или экстракции неосновных носителей изменяются концентрации подвижных носителей зарядов в областях полупроводника вблизи границ запирающего слоя (рис. 10-3, ϵ и 10-4, ϵ).

Наличие различных по знаку электрических зарядов по обе стороны от металлургической границы можно представить некоторой эквивалентной электрической емкостью, включенной параллельно переходу, которую называют *емкостью перехода*.

Величины объемных зарядов в переходе и у его границ изменяются в зависимости от приложенного к переходу напряжения, так как изменяется ширина запирающего слоя l , а также концентрации основных и неосновных носителей зарядов вблизи границ перехода. Поэтому в общем случае $C_{\text{пер}} = f(U)$.

Величины объемных зарядов непосредственно в запирающем слое и за его пределами различным образом зависят от приложенного к переходу напряжения. В связи с этим принято рассматривать емкость перехода как состоящую из двух величин.

Одну из этих величин, характеризующую перераспределение зарядов в запирающем слое, называют *барьерной емкостью*. Вторая составляющая — *диффузионная емкость* — отображает перераспределение зарядов у границ перехода в результате инжекции и экстракции носителей.

Барьерная емкость. Рассмотрим эту емкость на примере резкого несимметричного p - n перехода, в котором $N_a \gg N_d$. Запирающий слой в этом случае простирается в основном в толще n -полупроводника. Его ширина определяется выражением (10-57)

$$l \approx l_n \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0\varphi_K}{eN_d}}.$$

При подключении обратного напряжения запирающий слой расширяется:

$$l'' \approx l_n'' \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\varphi_K + |U|)}{eN_d}} \approx l \sqrt{\frac{\varphi_K + |U|}{\varphi_K}}. \quad (10-64)$$

Если представить барьерную емкость в виде некоторого плоского конденсатора с зарядами на его пластинах $Q_p = Q_n$, то можно определить, например,

$$Q_n = eN_dsl, \quad (10-65)$$

где s — площадь перехода. Заряд Q_n не пропорционален напряжению, поэтому $C_{бар} = dQ/dU$. Подставим (10-64) в выражение (10-65) и продифференцировав его по напряжению, получим для дифференциальной барьерной емкости:

$$C_{бар} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 s}{l} \sqrt{\frac{\varphi_k}{\varphi_k + |U|}}. \quad (10-66)$$

С увеличением обратного напряжения барьерная емкость резкого несимметричного перехода изменяется примерно обратно пропорционально корню квадратному из напряжения.

Характер зависимости $C_{бар} = f(U)$ во многом зависит от закона изменения концентрации примесей в области перехода.

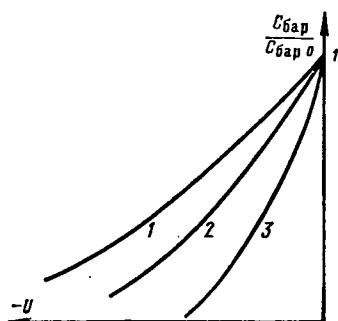


Рис. 10-13. Вольт-фарадные характеристики электронно-дырочных переходов.

1 — плавный переход; 2 — резкий переход; 3 — переход со сложной функцией изменения концентрации примесей.

Так, например, для плавного перехода $C_{бар}$ изменяется примерно обратно пропорционально корню кубическому из напряжения. Наиболее резкая зависимость $C_{бар} = f(U)$ наблюдается в переходе, в котором закон изменения концентрации примесей описывается сложной функцией, аппроксимируемой на одном участке линейной зависимостью от x , а на другом — гиперболической функцией.

Зависимость $C_{бар} = f(U)$ называют *вольт-фарадной характеристикой* перехода (рис. 10-13). На этом рисунке $C_{бар0}$ — барьерная емкость при $U = 0$.

При подключении к переходу прямого напряжения запирающий слой сужается и барьерная емкость увеличивается. Однако в этом случае приращение зарядов в результате инжекции неосновных носителей оказывает значительно более существенное влияние на изменение емкости $C_{пер}$, нежели уменьшение ширины перехода l . Иначе говоря, при включении прямого напряжения емкость перехода определяется в основном диффузионной емкостью C_D .

Диффузионная емкость. Как уже отмечалось, эта емкость обусловлена изменением зарядов у границ перехода при изменении напряжения U . При подключении обратного напряжения емкость C_D невелика, так как изменение концентрации неосновных носителей от равновесного значения до значения, близкого к нулю, наблюдается лишь при изменении U от нуля до небольшой отрицательной величины (см. рис. 10-4, в). При дальнейшем увеличении обратного напряжения закон распределения неосновных носителей остается практически неизменным.

Существенное изменение объемного заряда в областях полупроводника у границ перехода наблюдается при подключении

прямого напряжения. В результате инжекции неосновных носителей, особенно при $\delta \geq 1$, изменение этого заряда за счет приращения прямого напряжения может быть весьма значительным.

Найдем приращение ΔQ заряда дырок в n -области, интегрируя функцию $p(x)$ (10-35) по всей длине области от нуля до w_n :

$$\Delta Q = es \int_0^{w_n} \Delta p(x) dx = \frac{esL_p \Delta p|_{x=0}}{\text{th}(w_n/L_p)} \left(1 - \text{sech} \frac{w_n}{L_p}\right). \quad (10-67)$$

Используя (9-116) и (10-51), получаем для дифференциальной диффузионной емкости:

$$C_D = \frac{e\tau_p I}{kT} \left(1 - \text{sech} \frac{w_n}{L_p}\right), \quad (10-68)$$

где I — ток через переход при подключении прямого напряжения.

В случае $w_n > L_p$ функция $\text{sech}(w_n/L_p) \approx 0$ и соотношение (10-68) принимает вид:

$$C_D \approx \frac{e}{kT} I \tau_p. \quad (10-69)$$

Если же $w_n < L_p$, то $\text{sech}\left(\frac{w_n}{L_p}\right) \approx 1 - \frac{w_n^2}{2L_p^2}$ и диффузионная емкость с учетом того, что $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, равна:

$$C_D \approx \frac{eI}{kT} \frac{w_n^2}{2D_p}. \quad (10-70)$$

Таким образом, величина диффузионной емкости прямо пропорциональна прямому току через переход. При достаточно больших токах емкость C_D может быть на несколько порядков больше емкости $C_{\text{бар}}$.

Глава одиннадцатая

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

11-1. УСТРОЙСТВО И КЛАССИФИКАЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ

Определение. Полупроводниковыми диодами называют электропреобразовательные полупроводниковые приборы с одним электрическим переходом, имеющие два вывода.

Устройство. Полупроводниковый диод представляет собой кристалл полупроводника, в котором одним из технологических методов выполнен электрический переход. К двум полупроводниковым областям, образующим переход, привариваются или припаиваются выводы из металлической проволоки, и вся система заключается в стеклянный, металлический, пластмассовый или керамический корпус или же опрессовывается специальной смолой. На рис. 11-1 для примера показано устройство сплавного

кремниевого диода в стеклянном корпусе и диффузионного бескорпусного диода.

Одна из полупроводниковых областей, образующих p - n переход, имеет более высокую концентрацию примесей и образует *эмиттер*, а вторая полупроводниковая область — *базу*.

Большинство полупроводниковых диодов выполняется на основе несимметричных электронно-дырочных переходов как типа n - p , так и типа p - n ; используются в полупроводниковых диодах также переходы металл — полупроводник, переходы типа p - i и n - i и другие.

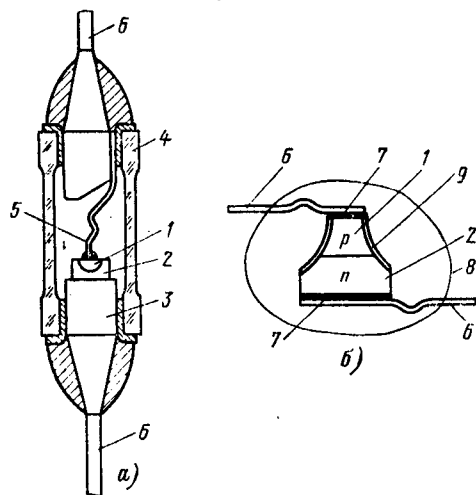


Рис. 11-1. Устройство сплавного кремниевого (а) и бескорпусного диффузионного (б) диодов.

1 — p — Si; 2 — n — Si; 3 — кристаллодержатель; 4 — стеклянный корпус; 5 — алюминий; 6 — вывод; 7 — оптический контакт; 8 — смола; 9 — пленка SiO_2 .

Различают *плоскостные* и *точечные* диоды. Диоды первого типа получают обычно сплавным или диффузионным методом. В точечных диодах площадь перехода значительно меньше, чем в плоскостных. Диоды этого типа изготавливаются методом сплавления тонкой металлической проволоки в базу диода с одновременной присадкой легирующего вещества.

Классификация. Группа полупроводниковых диодов весьма многочисленна. В качестве классификационных могут быть использованы разнообразные признаки. Выше мы уже говорили, что полупроводниковые диоды различают по методу их изготовления и по типу p - n перехода. Классифицируют диоды также по основному материалу: *германиевые*, *кремниевые*, диоды из *арсенида галлия* и др. Однако одним из основных признаков служит назначение прибора: *выпрямительные* диоды, *детекторные*, *преобразовательные*, *переключательные*, диоды — *стабилизаторы напряжения (стабилитроны)*, *параметрические* диоды и др. Выделяют также диоды, отличающиеся основными физическими процессами: *лавинно-пролетный диод*, *туннельный диод*, *фотодиод*, *светодиод* и др.

В этой главе рассматривается большинство типов полупроводниковых диодов, за исключением фотодиодов и светодиодов, с которыми читатель может познакомиться в гл. 14.

Полупроводниковые диоды, используемые в диапазоне сверхвысоких частот (параметрические диоды, переключательные и лавинно-пролетные диоды, диоды Ганна), изучаются в курсе «Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы».

Система обозначений полупроводниковых диодов регламентируется ГОСТ 10862-72, их условные графические обозначения — ГОСТ 2.728-73, а термины — ГОСТ 20004-74, ГОСТ 20005-74 и ГОСТ 18994-73.

11-2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ДИОДЕ

Как уже отмечалось, полупроводниковый диод содержит один электрический переход. Поэтому физические процессы, рассмотренные нами для электронно-дырочного перехода в гл. 10, по сути дела являются физическими процессами в идеализированном диоде. Следовательно, вольт-амперная характеристика идеализированного полупроводникового диода описывается выражением (10-52), полученным для электронно-дырочного перехода:

$$I = I_0 (e^{eU/kT} - 1).$$

В реальных диодах, однако, протекают физические процессы, не учтенные при анализе идеализированного p - n перехода, и поэтому на характер зависимости (10-52) влияет ряд дополнительных факторов. Рассмотрим вначале основные из этих факторов на примере диода с базой на основе n -полупроводника.

Диод при подключении внешнего обратного напряжения. В этом случае, как следует из рассмотрения, проведенного в гл. 10, ширина запирающего слоя на переходе увеличивается, растет высота потенциального барьера и переход, а следовательно, и диод характеризуются высоким сопротивлением. Через переход течет обратный ток, который для диодов определяют как общий ток проводимости, текущий в обратном направлении.

Величина обратного тока играет важную роль не только в случае подключения к диоду обратного напряжения, когда при $U < 0$

$$I \approx -I_0, \quad (11-1)$$

но и в том случае, когда диод находится под прямым напряжением. В последнем случае ($U > 0$) согласно (10-52)

$$I \approx I_0 e^{eU/kT} \quad (11-2)$$

п, следовательно, вид прямой ветви вольт-амперной характеристики также зависит от I_0 .

В § 10-3 при выводе вольт-амперной характеристики идеализированного p - n перехода (10-52) мы считали, что обратный ток обусловлен только движением неосновных носителей,

которые в полупроводнике образуются главным образом в результате тепловой генерации пар зарядов. Поэтому этот ток называют *тепловым током*. В реальных приборах тепловой ток составляет лишь часть обратного тока, который содержит ряд других составляющих: ток генерации носителей в переходе, ток утечки и др.

Обсудим вначале факторы, определяющие величину теплового тока.

Тепловой ток. Для величины теплового тока при условии, что $w_n > L_p$ и $w_p > L_n$, мы получили выражение (10-53)

$$I_0 = es \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right),$$

где p_{n0} и n_{p0} — равновесные концентрации неосновных носителей; s — площадь перехода.

В случае малых размеров (толщины) эмиттера и базы ($w_n \ll L_p$ и $w_p \ll L_n$) выражение для теплового тока имеет вид (10-54):

$$I_0 = es \left(\frac{D_p p_{n0}}{w_n} + \frac{D_n n_{p0}}{w_p} \right).$$

Подставив в (10-53) в соответствии с (9-116) выражения для коэффициентов диффузии $D_p = L_p^2/\tau_p$ и $D_n = L_n^2/\tau_n$, получим:

$$I_0 = es \left(L_p \frac{p_{n0}}{\tau_p} + L_n \frac{n_{p0}}{\tau_n} \right). \quad (11-3)$$

В этом выражении отношения p_{n0}/τ_p и n_{p0}/τ_n согласно (9-16) есть не что иное, как скорости генерации дырок и электронов соответственно. Таким образом, тепловой ток в идеализированном переходе, ширина которого $l \rightarrow 0$, обусловлен генерацией неосновных носителей в объемах полупроводников sL_p и sL_n , прилегающих к металлургической границе перехода.

В результате существующих в этих объемах градиентов концентраций (см. рис. 10-4, в) неосновные носители диффундируют к границе и полем $\mathcal{E}_k$ на переходе перебрасываются через границу перехода.

Как следует из сравнения (10-53) и (10-54), величина тока I_0 при $w_n \ll L_p$ и $w_p \ll L_n$ больше, чем в первом случае. Физически это изменение теплового тока с уменьшением протяженности областей объясняется следующим образом. Генерация неосновных носителей может происходить по всему объему, в том числе и вблизи подсоединения к электродам металлических выводов (невыпрямляющих контактов), где этот процесс, как правило, наиболее интенсивен. При $w > L$ эти неосновные носители могут не дойти до перехода и, следовательно, не будут участвовать в движении через запирающий слой. Кроме того, как это видно из рис. 10-4, в, градиент концентрации неосновных носителей в случае $w > L$ меньше, нежели при условии $w \ll L$, и, следовательно плотность

диффузионного потока неосновных носителей из толщн базы к переходу ниже, чем во втором случае.

Величина теплового тока зависит также и от площади перехода s : с увеличением s растет ток I_0 .

Не менее существенна зависимость теплового тока от концентрации неосновных носителей p_{n0} и n_{p0} . Если диод образован несимметричным p - n переходом и степень легирования p -эмиттера значительно выше степени легирования n -базы ($N_a \gg N_d$), концентрация неосновных носителей в базе будет больше, чем в эмиттере, т. е. основную роль в образовании теплового тока будут играть неосновные носители базы — дырки. Для теплового тока в этом случае (при $w_n \ll L_p$) можно записать:

$$I_0 \approx es \frac{D_p p_{n0}}{w_n}. \quad (11-4)$$

В гл. 9 было показано, что концентрация неосновных носителей определяется соотношением (9-67)

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_d} = \frac{N_c N_v}{N_d} e^{-\frac{\Delta E_g}{kT}}.$$

В нашем случае $p_n = p_{n0}$. Подставляя эту величину в (11-4), получаем:

$$I_0 \approx es \frac{D_p}{w_n} \frac{n_i^2}{N_d}. \quad (11-5)$$

Таким образом, величина теплового тока пропорциональна $n_i^2 u$, как это видно из (9-67), сильно зависит от температуры. Так, например, при $T_0 \approx 300$ К для германия $n_i \approx 2,5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, а для кремния $n_i \approx 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³. Коэффициент диффузии D_p для германия примерно в 3,5 раза больше, чем для кремния. Подставляя эти значения в (11-5), легко показать, что при одинаковых для германия и кремния значениях s , w_n и N_d тепловой ток в германии при комнатной температуре примерно на шесть порядков больше этого значения в кремнии ($I_{0(Si)} \approx 10^{-6} I_{0(Ge)}$).

Зависимость теплового тока для любого полупроводника от температуры может быть описана соотношением

$$I_0(T) = I_0(T_0) e^{\alpha \Delta T}, \quad (11-6)$$

где $\Delta T = T - T_0$, $T_0 = 300$ К, коэффициент α для германия равен $0,09$ К⁻¹ и для кремния $0,13$ К⁻¹.

Ток генерации. В реальных диодах ширина запирающего слоя l имеет конечную величину, и в этой области, как и за ее пределами, происходят генерация и рекомбинация носителей заряда. Генерируемые в переходе носители зарядов под действием электрического поля $\mathcal{E}_K$ на переходе уходят из пределов запирающего слоя, образуя ток генерации I_g . Процессы рекомбинации

частиц в области запирающего слоя обуславливают протекание тока рекомбинации I_r .

Процесс генерации в переходе происходит в результате разрыва валентных связей, а также вследствие ионизации примесных центров с глубокими энергетическими уровнями, близкими к середине запрещенной зоны (§ 9-2).

Процесс рекомбинации частиц обусловлен тем, что частицы с энергией, недостаточной для преодоления потенциального барьера, пропикая на некоторую глубину в запирающий слой, теряют свою скорость в поле перехода и выносятся этим полем обратно. В результате значительного времени пребывания таких частиц в запирающем слое увеличивается вероятность их рекомбинации через ловушки и другие дефекты структуры и появляется ток рекомбинации I_r .

В состоянии динамического равновесия ($U = 0$) встречные потоки носителей компенсируются, так что ток генерации равен току рекомбинации.

При обратном напряжении ($U < 0$) потенциальный барьер в переходе возрастает, глубина проникновения частиц в запирающий слой уменьшается, снижается вероятность их рекомбинации в переходе и, следовательно, уменьшается ток рекомбинации. Наряду с этим увеличение обратного напряжения приводит к расширению запирающего слоя и росту объема, в котором происходит генерация подвижных носителей.

Для оценки тока генерации можно записать выражение по аналогии с (11-3):

$$I_g = esl \frac{n_i}{\tau_n + \tau_p}. \quad (11-7)$$

В самом деле, акты генерации носителей, число которых определяет ток I_g , протекают в объеме sl запирающего слоя, где при $T \approx 300$ К все примесные атомы ионизированы и скорость генерации носителей обоих знаков определяется временем жизни как электронов, так и дырок. При обратных напряжениях, превышающих сотые доли вольта, ток генерации значительно больше тока рекомбинации: $I_g \gg I_r$.

Из (11-7) следует, что в результате различия собственных концентраций в германии и кремнии ($2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ соответственно) ток I_g в германии для одинаковых по геометрическим размерам переходов примерно в тысячу раз больше, чем в кремнии.

Как видно из выражения (11-7), ток I_g прямо пропорционален ширине запирающего слоя l . Вследствие этого ток I_g растет с увеличением обратного напряжения так же, как и величина l , т. е. пропорционально $|U|^{1/2}$ (10-37).

Сравним ток I_g с тепловым током в диоде при условии $w_n \gg L_p$ и полагая, что в основном ток I_0 создается движением дырок из базы в эмиттер, т. е. концентрация примесей в эмиттере зна-

чительно выше концентрации примесей в базе ($N_a \gg N_d$). Тогда на основании (11-3) имеем:

$$I_0 \approx es \frac{L_p p_{n0}}{\tau_p}. \quad (11-8)$$

Используя (9-67), получаем:

$$I_0 \approx es \frac{L_p n_i^2}{\tau_p N_d}. \quad (11-9)$$

Полагая $\tau_n \approx \tau_p$ и учитывая соотношение (11-7), запишем отношение токов:

$$\frac{I_g}{I_0} = \frac{l N_d}{2 L_p n_i}. \quad (11-10)$$

Различие в величинах этого соотношения для германиевого и кремниевого диодов (при одинаковой концентрации N_d) определяется главным образом разными значениями для этих материалов концентрации n_i , так как L_p и l (вследствие разности диэлектрической проницаемости) для германия и кремния отличаются менее существенно (см. табл. 9-4). Расчет соотношения (11-10) показывает, что при концентрации примесей $N_d \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $T \approx 300 \text{ К}$ ток генерации в германиевом диоде составляет десятые доли тока I_0 , а в кремниевом диоде — примерно $10^3 I_0$.

Для определения зависимости $I_g = f(T)$ можно воспользоваться выражением (11-6), уменьшив значения коэффициента α вдвое.

Ток утечки. Поверхностные явления вызывают так называемый ток утечки I_y , который при больших отрицательных напряжениях сравним с током I_0 в германиевых и с током I_g в кремниевых диодах. Ток утечки растет пропорционально обратному напряжению, но слабо зависит от температуры; значение его может существенно зависеть от времени и от температуры окружающей среды. Ток I_y , составляя существенную часть обратного тока, в значительной мере определяет временную и климатическую нестабильность обратной ветви вольт-амперной характеристики.

Полный обратный ток. Таким образом, обратный ток в диоде, который обозначают символом $I_{обр}$, складывается из ряда составляющих:

$$I_{обр} = I_0 + I_g + I_y. \quad (11-11)$$

При $T \approx 300 \text{ К}$ обратный ток в германиевых диодах определяется в основном тепловым током, а в кремниевых диодах — током генерации. Поскольку ток I_0 сильнее изменяется с температурой, то при температурах выше 100°С в кремниевых диодах начинает превалировать тепловой ток.

Как следует из приведенных выше соотношений, обратный ток в германиевых диодах, как правило, на несколько порядков выше тока $I_{обр}$ в диодах, выполненных из кремния.

Диод под прямым напряжением. При подключении к диоду прямого напряжения потенциальный барьер в переходе снижается, нарушается условное равновесие, начинается инжекция носителей заряда и через переход течет прямой ток $I_{пр}$, определяемый как ток, протекающий через диод в прямом направлении, т. е. в направлении, при котором диод имеет низкое сопротивление.

Прямой ток и его зависимость от приложенного к диоду прямого напряжения, в отличие от идеализированного перехода, определяются рядом физических процессов, протекающих как в самом переходе, так и в базе реального диода. Рассмотрим основные из этих процессов.

Ток рекомбинации. При прямом напряжении, когда потенциальный барьер на переходе уменьшается, число носителей заряда, проникающих в запирающий слой, и время их пребывания в этой области увеличиваются, процессы рекомбинации преобладают над процессами генерации и ток рекомбинации $I_r > I_g$.

Ток I_r определяется следующей приближенной формулой [24]:

$$I_r = esl \frac{n_i}{\tau_p + \tau_n} e^{\frac{eU}{2kT}}. \quad (11-12)$$

Отсюда видно, что ток рекомбинации, как и диффузионный ток (11-2), растет экспоненциально с увеличением напряжения U , однако для тока I_r эта зависимость слабее, так как в показателе экспоненциального члена, в отличие от (11-2), имеется множитель $1/2$.

Поскольку ток I_r согласно (11-12) зависит от концентрации n_i , его значение различно для кремниевых и германиевых диодов. Долю этого тока в прямом токе диода можно оценить, сравнив I_r с тепловым током. Как и ток генерации, ток I_r в германиевых диодах во много раз меньше теплового тока I_0 ; в кремниевых диодах ток $I_r > I_0$, поэтому при низких прямых напряжениях ток рекомбинации составляет заметную долю в прямом токе; с увеличением U диффузионный ток растет быстрее и его доля в прямом токе становится преобладающей.

Инжекция носителей заряда. Поскольку в реальных диодах степень легирования эмиттера, как правило, значительно выше, чем базы:

$$N_a \gg N_d, \quad (11-13)$$

прямой ток обусловлен в основном инжекцией дырок из эмиттера в базу. Для оценки значения тока за счет инжекции неосновных носителей в базу, как доли общего тока через переход, служит коэффициент инжекции

$$\gamma = \frac{I_p}{I_p + I_n}, \quad (11-14)$$

где I_p и I_n — дырочная и электронная составляющие тока через переход на металлургической границе.

Для определения коэффициента γ можно воспользоваться соотношениями (10-48) и (10-49), выразив коэффициенты D_p и D_n согласно (9-101) и (9-103) через подвижности частиц и заменив концентрации p_{n0} и n_{p0} величинами p_{p0} и n_{n0} соответственно. В этом случае для диода с протяженными областями эмиттера и базы ($w_p > L_n$ и $w_n > L_p$) выражение (11-14) можно записать в виде

$$\gamma \approx 1 - \frac{\rho_n}{\rho_p}. \quad (11-15)$$

Обычно для диодов характерно соотношение (11-13) и, следовательно, значение коэффициента γ лишь немного меньше единицы (0,9—0,99). Так, при $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($\rho \approx 0,07 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) и $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($\rho \approx 5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) коэффициент $\gamma \approx 0,986$.

Вторым важным параметром, характеризующим процесс инжекции носителей, служит коэффициент δ — уровень *инжекции* (10-32), который мы рассматривали в § 10-3. От величины этого коэффициента зависит характер процессов в базе диода.

Физические процессы в базе. В результате инжекции в базе на границе с запирающим слоем образуется избыточная концентрация неосновных носителей $\Delta p = p_n - p_{n0}$ (см. рис. 10-3, в).

Закон изменения концентрации неосновных носителей в базе в результате их диффузионного движения от границы запирающего слоя определяется выражением (10-33) для толстой базы ($w_n > L_p$)

$$p(x) = p_{n0} + \Delta p e^{-x/L_p}$$

и выражением (10-35) для тонкой базы ($w_n \ll L_p$)

$$p(x) = p_{n0} + \Delta p \left(1 - \frac{x}{w_n} \right).$$

Объемное сопротивление базы. В случае низкого уровня инжекции носители зарядов, инжектированные в базу, мало изменяют концентрацию подвижных носителей в базе и объемное сопротивление базы определяется ее геометрическими размерами и удельным сопротивлением ρ_b , т. е. концентрацией примесей:

$$r_{b0} = \rho_b \frac{w_n}{s}, \quad (11-16)$$

где s — площадь поперечного сечения базы.

При невысокой степени легирования базы ее объемное сопротивление при протекании прямого тока может оказаться сравнимым по величине с сопротивлением перехода. В этом случае нельзя считать, что напряжение внешней батареи целиком приложено к переходу, как мы предполагали при анализе идеализи-

рованного перехода, и необходимо учитывать падение напряжения не только на переходе, но и на объемном сопротивлении базы:

$$U = U_{\text{пер}} + U_{\delta}. \quad (11-17)$$

Модуляция сопротивления базы. При высоком уровне инжекции доля инжектированных в базу дырок в общей концентрации подвижных носителей зарядов оказывается весьма значительной и объемное сопротивление базы может заметно уменьшиться. Это явление называют модуляцией сопротивления базы. Определить изменение сопротивления базы в зависимости от коэффициента инжекции δ можно для тонкой базы ($w_n \leq L_p$) по следующей приближенной формуле [24]:

$$r_{\delta}(\delta) = \frac{r_{\delta 0}}{\delta} \ln \delta. \quad (11-18)$$

При $\delta \approx 15 \div 20$ сопротивление базы может уменьшиться в несколько раз по сравнению с $r_{\delta 0}$.

Поле в базе диода. В § 10-1 при рассмотрении физических процессов в p - n переходе было показано, что в результате инжекции в базе у границы запирающего слоя образуется избыточная концентрация положительных зарядов — дырок. Вследствие этого в базе возникает внутреннее электрическое поле, вектор напряженности $\mathcal{E}_{\delta}$ которого направлен от перехода в толщу базы. Под воздействием этого поля из толщи базы к переходу движутся электроны, образуя у перехода объемный заряд, примерно равный заряду дырок.

Однако полная компенсация положительного заряда дырок в результате этого процесса не может быть достигнута, так как в противном случае исчезло бы поле $\mathcal{E}_{\delta}$, притягивающее электроны из толщи базы. В базе остается некоторое остаточное поле, которое зависит от избыточной концентрации дырок Δp по сравнению с концентрацией n_n основных носителей заряда, т. е. от уровня инжекции δ .

В случае низкого уровня инжекции $\Delta p \ll n_n$ поле невелико и инжектированные в базу дырки движутся далее от перехода в толщу лишь вследствие возникшего градиента их концентрации. Влияние поля $\mathcal{E}_{\delta}$ на это движение пренебрежимо мало. Незначительно в этом случае и влияние объемного заряда инжектированных дырок на электронейтральность. Вследствие сравнительной малости этого объемного заряда база остается квазинейтральной.

Несколько иная картина наблюдается при высоком уровне инжекции ($\Delta p > n_n$). Возникающее при этом поле $\mathcal{E}_{\delta}$ оказывается достаточным для того, чтобы вызвать в базе заметное дрейфовое движение неосновных носителей — дырок. Поскольку дрейф дырок суммируется с их диффузией, скорость перемещения дырок от перехода в базу увеличивается.

Величину возникающего поля $\mathcal{E}_b$ легко определить, используя уравнения (10-7) и (10-8) для плотностей дырочной и электронной составляющих тока.

Для нашего случая запишем их в виде

$$j_n = en_n \mu_n \mathcal{E}_b + e D_n \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (11-19)$$

$$j_p = ep_p \mu_p \mathcal{E}_b - e D_p \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (11-20)$$

Суммируя почленно эти уравнения (полагая $\partial p / \partial x = \partial n / \partial x$, $j_p + j_n = j$) и решая их относительно $\mathcal{E}_b$, получаем:

$$\mathcal{E}_b = \frac{j}{e(\mu_n n_n + \mu_p p_n)} - \frac{D_n - D_p}{\mu_n n_n - \mu_p p_n} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (11-21)$$

Первое слагаемое в этом уравнении характеризует поле в базе, возникающее из-за падения напряжения на объемном сопротивлении базы при протекании тока; второе слагаемое определяет поле, появляющееся в результате градиента концентрации основных и неосновных носителей.

11-3. ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РЕАЛЬНОГО ДИОДА

Рассмотренные в предыдущем параграфе физические процессы в реальном диоде позволяют оценить основные отличия характеристики реального прибора от характеристики идеализированного диода, описываемой уравнением (10-52).

Обратная ветвь вольт-амперной характеристики. Как было показано выше, обратный ток в любом диоде содержит ряд составляющих, причем величина каждой из них зависит от материала. На рис. 11-2 показаны основные составляющие обратного тока

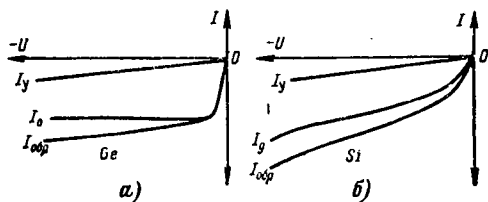


Рис. 11-2. Компоненты обратного тока в кремниевом (а) и германиевом (б) диодах.

в кремниевом и германиевом диодах, причем масштабы рисунков 11-2, а и б различны, поскольку ток I_0 в германиевом диоде на несколько порядков больше тока в кремниевом диоде.

В § 10-5 мы рассмотрели различные механизмы пробоя электроно-дырочного перехода. Вольт-амперные характеристики при лавинном, туннельном и тепловом пробоях показаны на рис. 10-12.

Прямая ветвь вольт-амперной характеристики. Согласно выражению (10-52) зависимость величины тока в диоде от прямого напряжения должна быть экспоненциальной. Однако реальные характеристики диодов отклоняются от этого идеализированного закона по ряду причин, рассмотренных в § 11-2.

Ввиду резкой зависимости прямого тока от напряжения прямую ветвь вольт-амперной характеристики обычно описывают соотношением, в котором ток I берут в качестве аргумента. Эту зависимость легко получить, логарифмируя (10-52), и записывая результат относительно U :

$$U = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I}{I_0} + 1 \right). \quad (11-22)$$

Отсюда видно, что напряжение U , соответствующее некоторому заданному значению прямого тока I , тем больше, чем меньше обратный ток I_0 . У кремниевых диодов, ток I_0 которых значительно меньше, чем у германиевых, начальный участок прямой ветви очень пологий (рис. 11-3, а). На этом участке ток I

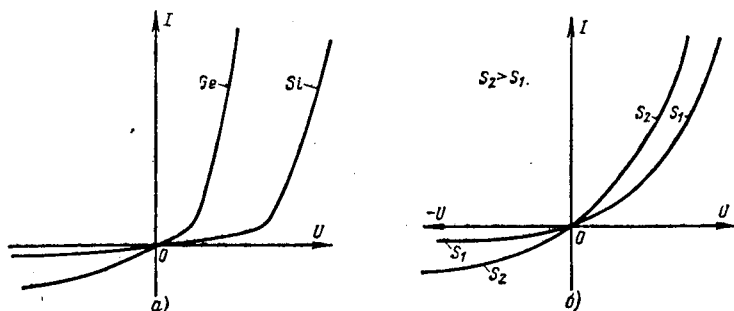


Рис. 11-3. Вольт-амперные характеристики кремниевого и германиевого диодов (а) и зависимость вольт-амперной характеристики диода от площади перехода (б).

у кремниевых диодов определяется в основном процессами рекомбинации носителей в переходе, которые при $U > 0$ преобладают над процессами тепловой генерации.

Изменяется также вид вольт-амперной характеристики в зависимости от площади перехода s (рис. 11-3, б). С увеличением s растет тепловой ток, а следовательно, и прямая ветвь характеристики идет круче.

Существенное влияние на ход зависимости $U = \varphi(I)$ оказывает омическое сопротивление r_0 базового слоя. Как уже отмечалось, прямой ток, протекая по базе, создает падение напряжения:

$$U_0 = Ir_0 = I\rho_0 \frac{w}{s}. \quad (11-23)$$

Это падение напряжения весьма значительно уже при $I \geq 2$ мА. Учитывая (11-23), выражение для вольт-амперной характеристики следует записать в виде

$$I = I_0 \left[e^{\frac{e(U - Ir_0)}{kT}} - 1 \right] \quad (11-24)$$

или

$$U = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I}{I_0} + 1 \right) + Ir_0. \quad (11-25)$$

В результате участок вольт-амперной характеристики, соответствующий токам $I \geq 2$ мА, а в более мощных диодах $I \geq 20$ мА, оказывается более пологим (рис. 11-4). Эту часть характеристики часто называют омической. При высоком уровне инжекции, когда число инжектируемых в базу носителей велико, сопротивление базы несколько уменьшается и вольт-амперная характеристика идет круче.

Начальный участок прямой ветви вольт-амперной характеристики для любого реального диода отличается от кривой, соответствующей (10-52). В германиевых диодах его наклон определяется значением теплового тока, в кремниевых диодах — током рекомбинации. Резкий рост прямого тока у германиевых диодов начинается как правило, при меньших значениях прямого напряжения.

В начале крутого участка характеристика близка к экспоненциальной; здесь основную роль играет диффузия инжектированных в базу носителей (низкий уровень инжекции). В дальнейшем с увеличением тока все больше сказывается влияние объемного сопротивления базы, а также других процессов, характерных для относительно высокого уровня инжекции. Условные границы между различными участками вольт-амперной характеристики да и сам характер зависимости $I = \varphi(U)$ существенно различны для германиевых и кремниевых диодов, для диодов с толстой и тонкой базой и др. Так, например, для кремниевых диодов характерен более резкий переход от начального пологого участка к области, где проявляются особенности высокого уровня инжекции; в германиевых диодах омический участок более крутой, так как подвижность носителей в германии значительно выше, чем в кремнии, и т. п.

Изменение вольт-амперной характеристики с температурой. Для полупроводниковых приборов и, в частности, диодов эта зависимость весьма существенна.

На рис. 11-5, а, б показаны вольт-амперные характеристики германиевого диода Д9И и кремниевых диодов Д106А. С изменением температуры меняются как обратная, так и прямая ветви характеристики.

Тепловой ток I_0 и ток I_g генерации пар зарядов в переходе, определяющие обратную ветвь характеристики для германиевых и кремниевых диодов соответственно, увеличиваются с температурой по закону (11-6). В соответствии с ростом этих токов увеличивается полный обратный ток, а прямая ветвь характеристики сдвигается влево и становится более крутой. Обратный ток

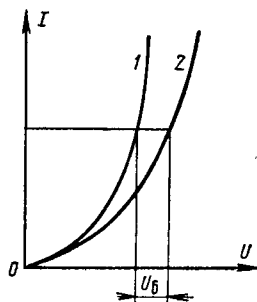


Рис. 11-4. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики диода.

1 — экспоненциальная; 2 — измененная за счет падения напряжения на объемном сопротивлении базы.

с увеличением температуры увеличивается на каждые 10°C примерно в два раза в германиевых диодах и в два с половиной раза в кремниевых диодах.

Температурная зависимость прямого тока объясняется как процессами в самом переходе (изменение токов I_0 , I_g , I_r), так и изменением сопротивления базового слоя. Последнее обстоятельство объясняет увеличение крутизны характеристики с температурой. Обычно удельная проводимость полупроводника, из которого изготовлена база, с ростом температуры увеличивается;

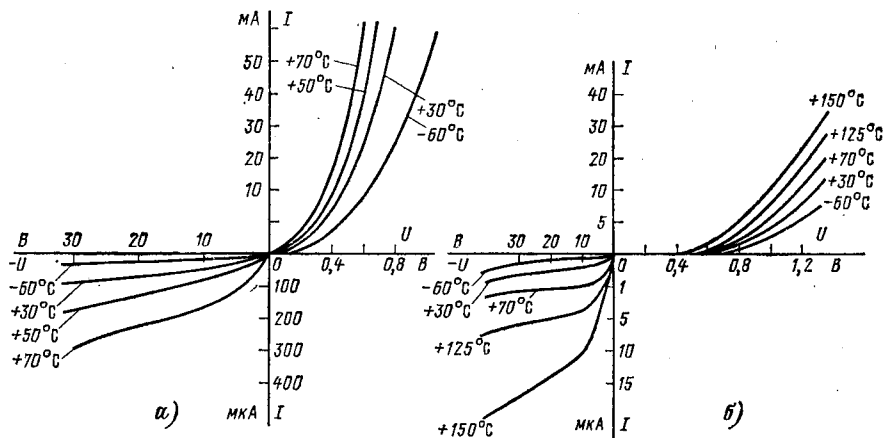


Рис. 11-5. Изменение вольт-амперных характеристик в зависимости от температуры.

а — германиевого диода; б — кремниевое диода.

снижается поэтому и падение напряжения на базе; омический участок становится более крутым.

Для оценки температурной зависимости прямой ветви характеристики используется специальная величина ϵ — температурный коэффициент напряжения (ТКН):

$$\epsilon = \frac{\Delta U}{\Delta T}, \quad (11-26)$$

показывающий изменение прямого напряжения ΔU за счет изменения температуры $\Delta T = 1^\circ\text{C}$ при некотором значении прямого тока.

Температурный коэффициент напряжения как для кремниевых, так и для германиевых диодов составляет: $\epsilon \approx -2 \text{ мВ}/^\circ\text{C}$.

11-4. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДИОДОВ

Вольт-амперная характеристика полупроводникового диода (так же, как и вакуумного) представляет собой нелинейную зависимость между током и напряжением. В общем случае к диоду может быть приложено как постоянное напряжение, определяю-

щее рабочую точку на его характеристике, так и переменное напряжение, амплитуда которого определяет траекторию рабочей точки. Поэтому для полупроводниковых диодов, так же как и для электровакуумных электронных приборов, помимо параметров прибора на постоянном токе используют дифференциальные параметры — величины, характеризующие работу прибора на переменном токе.

Дифференциальное сопротивление

$$r_{\text{диф}} = \frac{\partial U}{\partial I}. \quad (11-27)$$

определяет изменение тока через диод при изменении напряжения вблизи некоторого значения U , заданного рабочей точкой.

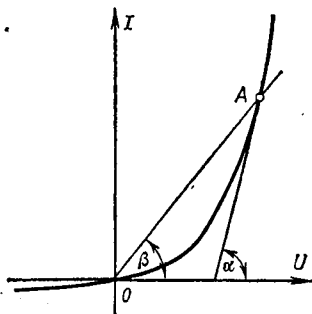


Рис. 11-6. Определение параметров по вольт-амперной характеристике.

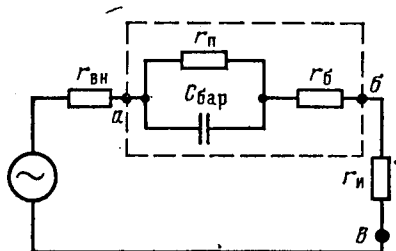


Рис. 11-7. Эквивалентная схема диода с подключенным к нему источником сигнала.

Сопротивление $r_{\text{диф}}$ численно равно котангенсу угла наклона касательной к характеристике в рабочей точке (рис. 11-6). Для идеализированного диода сопротивление $r_{\text{диф}}$ легко получить дифференцированием (11-22):

$$r_{\text{диф}} = \frac{\partial U}{\partial I} = \frac{kT}{e(I + I_0)}. \quad (11-28)$$

Дифференциальное сопротивление зависит от тока или от приложенного к диоду напряжения. При $U < 0$ сопротивление $r_{\text{диф}}$ велико: от нескольких десятков килоом до сотен мегаом.

При подключении прямого напряжения дифференциальное сопротивление также зависит от тока и уменьшается с его ростом. Для реальных диодов $r_{\text{диф}}$ при прямом напряжении можно приближенно определить по формуле [24]

$$r_{\text{диф}} \approx \frac{26}{I \text{ (мА)}}, \text{ Ом.} \quad (11-29)$$

которая получена из (11-28) при $I \gg I_0$ и $kT/e = 0,026 \text{ В}$.

Сопротивление по постоянному току. Это сопротивление равно отношению постоянного напряжения, приложенного к диоду, и соответствующей величины постоянного тока:

$$r_d = \frac{U}{I}. \quad (11-30)$$

Численно величина r_d равна котангесу угла наклона прямой, соединяющей рабочую точку с началом координат (рис. 11-6). Для идеализированного диода

$$r_d = \frac{U}{I_{обр} (e^{eU/kT} - 1)}, \quad (11-31)$$

или

$$r_d = \frac{kT \ln(I/I_0 + 1)}{eI}. \quad (11-32)$$

При прямом токе сопротивление по постоянному току обозначается как $r_{пр.д.}$, а при обратном токе — $r_{обр.д.}$

Для реальных диодов, как правило, $r_{пр.д.} > r_{диф}$ и $r_{обр.д.} < r_{диф}$.

Емкости диода. К основным параметрам следует отнести также барьерную и диффузионную емкости диода. Емкости электронно-дырочного перехода были рассмотрены нами в § 10-6. Соотношения (10-66), (10-68) с достаточной точностью определяют эти емкости в полупроводниковом диоде и их зависимость от напряжения и тока соответственно:

$$C_{бар} \approx \frac{\epsilon \epsilon_0 s}{l} \sqrt{\frac{\Phi_K}{\Phi_K + |U|}};$$

$$C_D \approx \frac{e \tau_p I}{kT} \left(1 - \operatorname{sech} \frac{w_n}{L_p} \right).$$

Для диода с толстой базой $\operatorname{sech} \frac{w_n}{L_p} \approx 0$ и последнее выражение упрощается к виду (10-69):

$$C_D \approx \frac{e}{kT} I \tau_p.$$

Емкости полупроводниковых диодов играют важную роль в случае использования диодов в импульсном режиме, а также для преобразования сигналов (детектирования, смещения и др.) высоких и сверхвысоких частот. В качестве параметра используется *общая емкость диода* C_d — емкость, измеренная между выводами диода при заданных напряжении смещения и частоте. Значение C_d включает не только емкости $C_{бар}$ и C_D , но также и емкость корпуса прибора C_K .

11-5. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДАХ

В ряде устройств, среди которых главное место занимают вычислительные устройства, полупроводниковые диоды работают в импульсном режиме. В этом режиме время, в течение которого

ток или напряжение, подводимые к диоду, изменяются по величине или знаку, измеряется очень короткими интервалами, вплоть до 10^{-10} — 10^{-12} с. Практически можно считать, что к диоду подводятся ступенчато-меняющиеся напряжение или ток, в зависимости от $r_{вн}$ внутреннего сопротивления источника сигнала.

Очевидно, что при изменении подводимого к диоду напряжения с прямого на обратное должны измениться величина и направление тока через прибор. Эти изменения в реальном диоде не могут произойти мгновенно, так как они связаны с инерционными процессами рассасывания заряда в базе инжектированных носителей и перезаряда емкости перехода. Поэтому при ступенчатом изменении напряжения, подводимого к диоду, стационарное значение тока устанавливается в течение некоторого интервала времени. Рассмотрим эти процессы, которые называются *переходными*, или *нестационарными*, более подробно.

Схема подключения источника сигнала к диоду показана на рис. 11-7, где диод представлен эквивалентной электрической цепью, содержащей сопротивление перехода $r_{дп}$, объемное сопротивление базы $r_{б}$ и шунтирующую переходную емкость $C_{бар}$. Совокупность этих элементов образует общее сопротивление диода $Z_{д}$, которое в общем случае имеет комплексный характер: $Z_{д} = R_{д} + iX_{д}$.

Если $r_{вн} \gg R_{д}$, то источник сигнала следует рассматривать как генератор тока, величина которого определяется сопротивлением $r_{вн}$. При условии $r_{вн} \ll R_{д}$ источник сигнала представляет собой генератор напряжения.

В схему рис. 11-7 включен также измерительный низкоомный резистор $r_{и} \ll R_{д}$, на зажимах которого в точках *б* — *в* с помощью осциллографа можно получить временную диаграмму — осциллограмму тока диода: $i_{д}(t)$. Осциллограмму напряжения на диоде можно получить, подключив осциллограф к точкам *а* и *б*.

Рассмотрим осциллограммы напряжения на диоде $u_{д}(t)$ и тока в цепи диода $i_{д}(t)$ для случаев подключения к диоду генераторов напряжения или тока применительно к режимам работы при низком и высоком уровнях инжекции.

На рис. 11-8 показаны осциллограммы прямоугольного импульса тока и ступенчатого напряжения, подводимых к диоду от генераторов тока и напряжения соответственно. Ниже показаны осциллограммы напряжения на диоде $u_{д}(t)$ и тока в диоде $i_{д}(t)$ в предположении, что диод работает в режиме низкого уровня инжекции.

В рассматриваемом случае ($\delta \ll 1$) число инжектируемых в базу носителей относительно невелико. Поэтому процессы накопления и рассасывания носителей в базе и эффект модуляции сопротивления базы играют лишь второстепенную роль. Основное влияние на характер установления токов и напряжений оказывают процессы заряда и разряда барьерной емкости *p-n* перехода.

При подаче импульса тока (рис. 11-8, а) в первый момент времени t_1 ток протекает главным образом через $C_{бар}$, поэтому напряжение u_d определяется падением напряжения на сопротивлении $r_б$. В этот же момент начинается заряд емкости $C_{бар}$ через сопротивления $r_{вн}$ и $r_б$ и к напряжению на базе диода добавляется растущее со временем напряжение на емкости $C_{бар}$, а следовательно, и на переходе.

В момент t_2 выключения импульса тока напряжение сразу же уменьшается на величину $i_n r_б$, а затем наблюдаются разряд емкости $C_{бар}$ через сопротивление $r_д$ и соответственное уменьшение напряжения u_d по экспоненте.

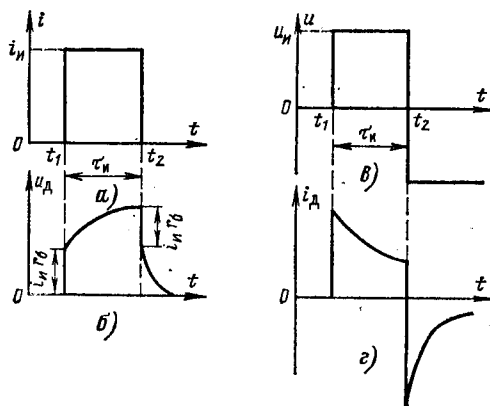


Рис. 11-8. Переходные процессы в диоде при низком уровне инжекции.

а — импульс тока, питающего диод; б — напряжение на диоде; в — ступенчатое напряжение, подводимое к диоду; г — ток в диоде.

Переходные процессы при подключении к диоду генератора напряжения также объясняются перезарядом емкости $C_{бар}$. В момент t_1 ток i_d ограничивается лишь сопротивлением $r_б$. По мере заряда емкости $C_{бар}$ растет напряжение на переходе и ток i_d убывает по экспоненциальному закону, стремясь к некоторому стационарному значению.

При резком переключении в момент t_2 напряжения с прямого на обратное обратный ток через диод оказывается весьма существенным; его величина снова определяется только сопротивлением $r_б$, так как напряжение на переходе (на емкости $C_{бар}$) мгновенно измениться не может. Лишь по мере перезаряда емкости $C_{бар}$ напряжение на ней изменяется по экспоненциальному закону, а ток i_d стремится к стационарному значению.

Несколько иначе выглядят осциллограммы u_d и i_d в режиме высокого уровня инжекции ($\delta \gg 1$) (рис. 11-9). В этом случае доминирующими становятся процессы накопления и рассасывания инжектированных в базу носителей.

На рис. 11-9 помимо осциллограмм токов и напряжений показаны также кривые изменения концентрации неосновных носителей в базе для различных моментов времени. В момент t_1 напря-

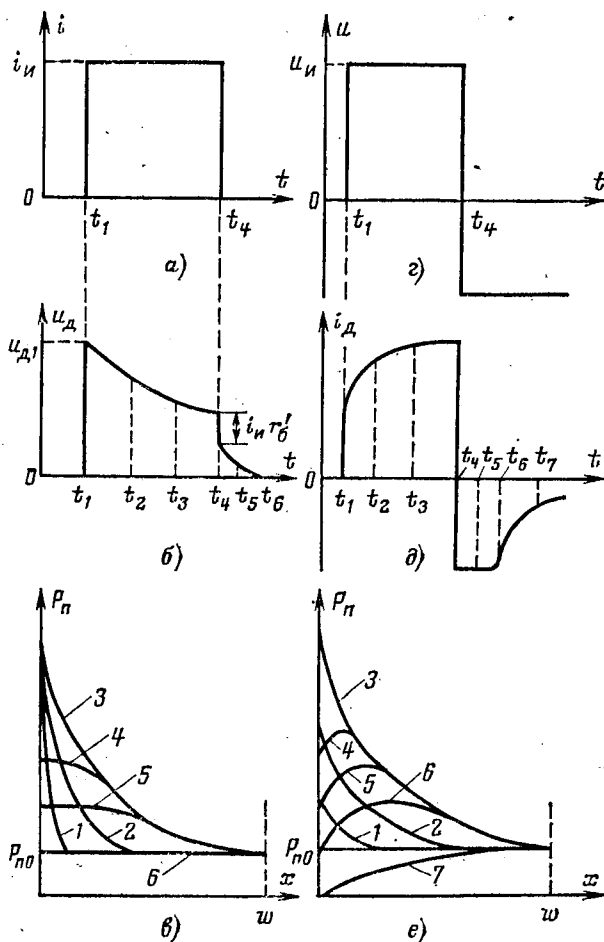


Рис. 11-9. Переходные процессы в диоде при высоком уровне инжекции.

а — импульс тока, питающего диод; б — напряжение на диоде; в и г — кривые изменения концентрации носителей в базе; д — ступенчатое напряжение, подводимое к диоду; е — ток в диоде.

жение u_d определяется падением напряжения на сопротивлении $r_b + r_n$. Поскольку временем перезаряда емкости перехода можно пренебречь, напряжение на диоде в момент t_1 достигает $u_{д1}$, определяемого сопротивлениями r_b и r_n , и в базу инжектируются дырки (кривая 1 на рис. 11-9, в). В дальнейшем (моменты

t_2 и t_3) дырки постепенно диффундируют в толщу базы (кривые 2 и 3 на рис. 11-9, в). При этом градиент концентрации дырок в базе у границы перехода остается неизменным, так как ток через диод, равный i_n , остается неизменным.

В результате накопления дырок в базе ее сопротивление в интервале $t_1 - t_4$ постепенно уменьшается до r'_b и, следовательно, снижается напряжение u_d .

При выключении тока (момент t_4) напряжение u_d сразу же уменьшается на величину ir'_b . Напряжение на переходе скачком измениться не может, так как процесс рассасывания носителей в базе инерционен. В результате обратного движения через переход в эмиттер, а также вследствие рекомбинации накопившийся заряд дырок рассасывается в базе лишь в течение интервала времени $t_4 - t_6$. При этом градиент концентрации дырок у границы перехода равен нулю, так как $i = 0$.

Сходные по своему характеру процессы протекают и при подключении к диоду генератора напряжения. После включения напряжения ток через диод достигает стационарного значения не сразу, так как начинается процесс инжекции и накопления носителей в базе. В момент t_1 напряжение на диоде складывается из падения напряжения на переходе и падения напряжения на сопротивлении базы, которое относительно велико, так как в базе еще почти нет инжектированных носителей (кривая 1 на рис. 11-9, в). Поскольку $u = \text{const}$, напряжение на переходе невелико и избыточная концентрация дырок в базе у границы перехода незначительна. Ток i_d в этот момент определяется сопротивлениями r_b и r_n . Далее (моменты t_2 и t_3) дырки диффундируют в базу, ее сопротивление уменьшается, напряжение на переходе растет, увеличивается и избыточная концентрация дырок у границы перехода (кривые 2 и 3 на рис. 11-9, в). Растет также градиент концентрации дырок, а с ним и ток i_d .

При переключении напряжения с прямого на обратное обратный ток достигает значительной величины, определяемой лишь объемным сопротивлением базы, достаточно малым в этот момент из-за большой концентрации инжектированных носителей. В течение интервала $t_4 - t_6$ обратный ток остается практически неизменным, так как не меняются градиенты концентрации дырок у границы перехода и у базового вывода (кривые 4—6 на рис. 11-9, в). В дальнейшем наблюдается снижение концентрации p_n до нуля (в результате экстракции дырок через переход и ток i_d постепенно уменьшается до стационарного значения).

11-6. ВЫПРЯМИТЕЛЬНЫЕ ДИОДЫ

Выпрямительные полупроводниковые диоды используются в качестве вентилях (элементов с односторонней проводимостью) в устройствах преобразования переменного тока в постоянный. Выпрямительные диоды различаются по материалу, использу-

мому для образования p - n перехода (германиевые, кремниевые и др.), а также по допустимому значению прямого тока (диоды малой, средней и большой мощности).

Параметры выпрямительных диодов. В качестве параметров выпрямительных диодов используются статические параметры, рассмотренные в § 11-4, а также электрические величины, определяющие их работу в выпрямительных схемах: средний прямой ток $I_{пр. ср}$ — среднее за период значение прямого тока; $I_{обр. ср}$ — среднее за период значение обратного тока; средний выпрямленный ток $I_{вп. ср}$ — среднее за период значение выпрямленного тока (с учетом обратного тока); среднее прямое напряжение $U_{пр. ср}$ —

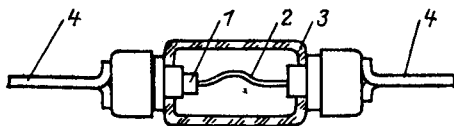
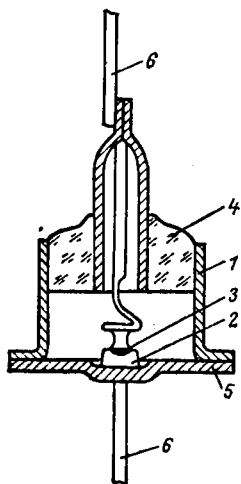


Рис. 11-11. Устройство германиевого импульсного диода.

1 — кристалл германия; 2 — вольфрамовая игла;
3 — стеклянный корпус; 4 — выводы.

Рис. 11-10. Устройство германиевого сплавного диода.

1 — коваровый корпус; 2 — кристалл германия;
3 — p - n переход; 4 — стекляннй изолятор;
5 — кристаллодержатель; 6 — выводы.

среднее за период значение прямого напряжения при заданном среднем значении прямого тока и средняя рассеиваемая мощность диода $P_{ср. д}$ — средняя за период мощность, рассеиваемая диодом при протекании тока в прямом и обратном направлениях.

Германиевые и кремниевые плоскостные диоды. В качестве примера на рис. 11-10 показано устройство германиевого сплавного диода. Германиевые и кремниевые плоскостные диоды изготавливают обычно сплавным методом. В пластинку n -германия вплавляют таблетку индия, а в пластинку n -кремния — алюминий. Нижняя часть пластины припаивается к кристаллодержателю или к корпусу. Припой, содержащий сурьму, обеспечивает омический контакт. Мощные кремниевые диоды иногда изготавливают путем диффузии примесей (бора или фосфора) в кристалл n - или p -кремния.

Диоды обычно помещают в герметизированный корпус, что обеспечивает возможность их работы в условиях высокой влажности. Максимальная рабочая температура германиевых диодов $+70^{\circ}\text{C}$, а кремниевых — до $+150^{\circ}\text{C}$. Для обеспечения условий

отвода тепла в мощных диодах используется массивный металлический корпус, к которому и припаивается пластина полупроводника, а еще более мощные диоды снабжаются внешним радиатором или устройством для принудительного воздушного или жидкостного охлаждения.

На рис. 11-5 были показаны вольт-амперные характеристики германиевых и кремниевых диодов и их изменение в интервале рабочих температур. Сравнивая эти характеристики, можно сделать выводы о типичных отличиях диодов из германия и кремния. Обратный ток в кремниевых диодах значительно меньше, а падение напряжения на диоде при прямом включении, как правило, больше. Допустимая плотность прямого тока в кремниевых диодах выше, чем у германиевых; значительно больше (до 1500 вместо 400 В) и допустимое обратное напряжение.

Различны также зависимости напряжения пробоя от температуры. В германиевых диодах чаще наблюдается тепловой пробой, а у кремниевых — лавинный или туннельный пробой.

11-7. ИМПУЛЬСНЫЕ ДИОДЫ

Импульсные диоды предназначены для работы в импульсном режиме, т. е. в устройствах формирования и преобразования импульсных сигналов, а также в ключевых и логических схемах. Импульсные диоды (рис. 11-11), как правило, имеют малую площадь электрического перехода. Это позволяет существенно снизить емкости перехода (не выше единиц пикофард), что особенно важно для уменьшения времени переходных процессов в диоде. Однако вследствие малой площади перехода импульсные диоды характеризуются низкой допустимой мощностью рассеяния (20—30 мВт).

Параметры. Основными параметрами импульсных диодов служат специальные величины, характеризующие переходные процессы в приборе при быстрых изменениях внешнего напряжения или тока. Эти параметры иллюстрируются рис. 11-12. Физические процессы, лежащие в основе приводимых осциллограмм, обсуждались в § 11-5.

Параметр $t_{уст}$ характеризует время установления прямого напряжения на диоде (уменьшения пика до $1,2U_{пр.н}$). Величина $t_{уст}$ характеризуется средним временем диффузии инжектированных носителей в базе и снижением вследствие этого сопротивления базы. Величину $t_{уст}$ называют *временем установления прямого напряжения диода*.

При переключении напряжения с прямого на обратное рассасывание избыточной концентрации инжектированных носителей в базе за счет диффузии и рекомбинации происходит не мгновенно. Этот процесс характеризуется параметром $t_{вос}$ — *временем восстановления обратного сопротивления диода*. Это время измеряют от момента t_2 — переключения напряжения с прямого на обрат-

ное — до того момента, при котором обратный ток достигает $0,1 I_{пр.н}$.

В переходном процессе восстановления обратного сопротивления различают две стадии: стадию высокой обратной проводимости (интервал $t_{в1}$) и стадию быстрого спада обратного тока (интервал $t_{в2}$). Эти интервалы измеряются между моментами, когда ток достигает значений $0,8 I_{обр.н}$ и $0,2 I_{обр.н}$.

Интервал $t_{вос}$ связан с еще одним употребительным параметром импульсных диодов — зарядом переключения $Q_{пк}$.

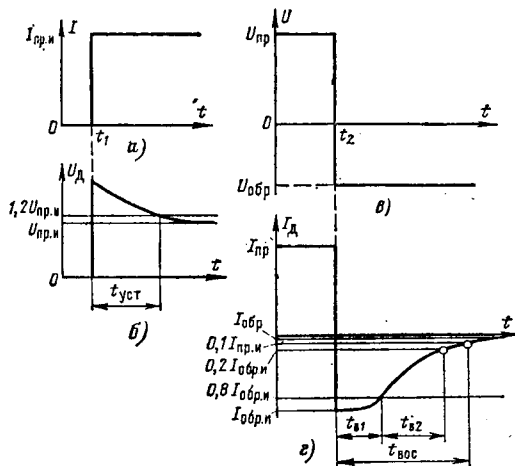


Рис. 11-12. Параметры переходных процессов в импульсном диоде.

а — импульс тока, подводимого к диоду; б — напряжение на диоде; в — ступенчатое напряжение, подводимое к диоду; г — ток в диоде.

Заряд переключения равен полной величине заряда, протекающего через диод за все время переходного процесса: от момента t_2 переключения до установления стационарного значения обратного тока.

Для ускорения процесса восстановления обратного сопротивления база в некоторых импульсных диодах легируется примесями, образующими ловушки и способствующими рекомбинации неосновных носителей. Легирование базы золотом позволяет снизить время восстановления примерно до 10^{-9} с.

Для импульсных диодов иногда указываются также максимальное импульсное напряжение (прямое) $U_{пр.н. макс}$ и максимальный импульсный ток $I_{пр.н. макс}$, а также их отношение, называемое импульсным сопротивлением.

Емкость перехода импульсных диодов должна быть как можно меньше; обычно она равна десятым долям или единицам пикофарад.

По времени $t_{\text{вос}}$ импульсные диоды подразделяют на миллисекундные ($t_{\text{вос}} > 0,1 \text{ мс}$), микросекундные ($0,1 \text{ мс} > t_{\text{вос}} > 0,1 \text{ мкс}$) и пикосекундные ($t_{\text{вос}} < 0,1 \text{ мкс}$).

Диоды с накоплением заряда. В некоторых случаях использования импульсных диодов, например в схемах формирователей прямоугольных импульсов с крутыми фронтами, важную роль играет отношение $t_{\text{в2}}/t_{\text{в1}}$, которое должно быть как можно меньше. Такой переходный процесс наблюдается у диодов, база которых легирована по длине неравномерно. В этих диодах, получивших наименование *диодов с накоплением заряда* (ДНЗ), концентрация примесей в базе монотонно увеличивается по мере удаления от перехода. Неравномерной оказывается поэтому и концентрация основных подвижных носителей. В базе из n -полупроводника электроны диффундируют к переходу и обнажают вдали от перехода положительные ионы примеси. Таким образом, в базе формируется электрическое поле, вектор напряженности которого направлен к переходу. Под воздействием этого поля дырки, инжектированные в базу, дрейфуют обратно к переходу, «прижимаются» к границе запирающего слоя, где образуется объемный заряд дырок повышенной плотности. При переключении напряжения с прямого на обратное эти дырки втягиваются полем перехода за достаточно малое время. Вследствие этого явления время $t_{\text{в2}}$ в таких диодах значительно меньше, чем в диодах с однородной базой.

Диоды с барьером Шоттки получили свое название по имени немецкого физика Шоттки, разработавшего в 30-х годах основы теории контакта металл — полупроводник.

Диод Шоттки выполнен на основе перехода металл — полупроводник. Обычно в качестве полупроводника используется n -кремний, а в качестве металлического электрода — молибден, золото, алюминий и другие металлы, работа выхода которых для образования выпрямляющего контакта должна быть больше работы выхода кремния. Энергетическая диаграмма такого перехода обсуждалась в § 10-4 (см. рис. 10-8).

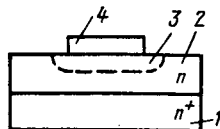
Устройство диода Шоттки показано на рис. 11-13. На пластину низкоомного кремния (область n^+) наращивается тонкий (несколько микронметров) эпитаксиальный слой более высокоомного кремния с концентрацией примесей порядка 10^{16} см^{-3} (область n). На поверхность этого слоя методом вакуумного испарения осаждается слой металла. Площадь перехода обычно очень мала (20—30 мкм в диаметре), и барьерная емкость не превышает 1 пФ.

Особенность физических процессов в диоде Шоттки заключается в отсутствии инжекции неосновных носителей в базу (кремний). Запирающий слой, как это было показано на рис. 10-8, образуется в результате обеднения приконтактного слоя полупроводника основными носителями зарядов (в данном случае электронами). Поэтому при подключении прямого напряжения

(плюс — на металле) прямой ток возникает в результате движения основных носителей зарядов (электронов) из полупроводника в металл через пониженный ($\phi_k - U$) потенциальный барьер перехода. Таким образом, в базе диода ($n - Si$) не происходит накопления и рассасывания неосновных носителей. Основным фактором, влияющим на длительность переходных процессов, является процесс перезаряда барьерной емкости. Значение $C_{бар}$, как уже было сказано выше, весьма мало (не более 1 пФ); очень малы также и омические сопротивления электродов: металла и n^+ -кремния. Вследствие этого время перезаряда емкости $C_{бар}$, а следовательно, и длительность переходных процессов также очень малы и составляют десятки доли наносекунды. Эти свойства позволяют

Рис. 11-13. Устройство диода Шоттки.

1 — низкоомный $n^+ - Si$; 2 — эпитаксиальный слой более высокоомного $n - Si$; 3 — запирающий слой; 4 — металлический контакт.



использовать диоды Шоттки в наносекундных переключательных схемах, а также на рабочих частотах вплоть до 10—15 ГГц.

Вольт-амперная характеристика диодов Шоттки почти идеально описывается экспоненциальной зависимостью (10-52) для идеализированного диода. Это обстоятельство позволяет с успехом использовать диоды Шоттки в качестве логарифмирующих элементов.

Мощные диоды Шоттки, предназначенные для работы в выпрямителях переменного тока, могут обеспечить прохождение прямого тока до нескольких десятков ампер при прямом падении напряжения на диоде 0,5—1 В. Допустимое обратное напряжение в таких диодах достигает 200—500 В.

Обратный ток в диоде Шоттки невелик; в переключательных диодах ток $I_{обр}$ составляет десятки пикоампер. Обратный ток зависит от равновесной концентрации n_0 электронов вблизи перехода, а также от среднего значения их тепловой скорости $v_{ср}$ и площади перехода s .

11-8. СМЕСИТЕЛЬНЫЕ И ДЕТЕКТОРНЫЕ ДИОДЫ

Смесительные диоды — это диоды, предназначенные для преобразования высокочастотных сигналов в супергетеродинных приемниках в сигналы промежуточной частоты и, следовательно, выполняющие те же функции, что и смесительные лампы.

Конструкция этих диодов (рис. 11-14) с точечным контактом рассчитана на их включение в коаксиальный или волноводный тракт. Вследствие малой междуэлектродной емкости (меньше 1 пФ) эти диоды с успехом используются на частотах вплоть до десятков гигагерц.

Параметры. Важное практическое значение имеют параметры диода, оценивающие его как смесительное устройство приемника. Один из них — это *потери преобразования*

$$L_{\text{прб}} = 10 \lg \frac{P_{\text{в.ч}}}{P_{\text{пром}}}, \quad (11-33)$$

где $P_{\text{в.ч}}$ — мощность сигнала высокой частоты на входе смесителя; $P_{\text{пром}}$ — мощность сигнала на промежуточной частоте.

Эффективность преобразования частоты в диодном смесителе зависит от нелинейности вольт-амперной характеристики диода.

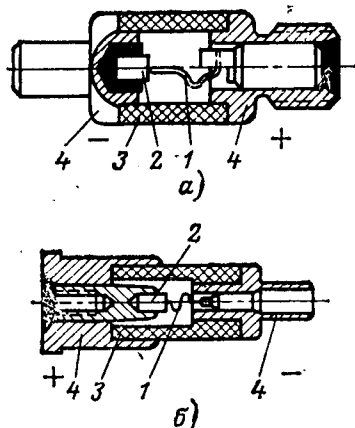


Рис. 11-14. Высокочастотные диоды.

а — германиевый; *б* — кремниевый;
1 — металлическая игла; 2 — кристалл полупроводника; 3 — керамический корпус; 4 — металлические фланцы — выводы.

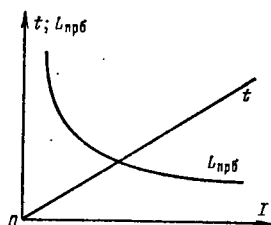


Рис. 11-15. Зависимость потерь преобразования и температуры шумов смесительного диода от тока.

Поэтому потери преобразования меняются в зависимости от используемого участка вольт-амперной характеристики и, следовательно, от тока, текущего через диод. Для различных типов диодов значение $L_{\text{прб}}$ лежит в пределах 5—10 дБ.

Вторым важным параметром смесительных диодов является *температура шумов* t , определяемая как отношение мощности шумов, возникающих в диоде, к мощности тепловых шумов в эквивалентном сопротивлении при комнатной температуре:

$$t = \frac{P_{\text{ш}}}{kT\Delta f}. \quad (11-34)$$

Температура шумов фиксируется при уровне мощности, подводимой от гетеродина, равной 1 мВт. Обычно $t \approx 2 \div 3$.

Зависимость $L_{\text{прб}}$ и t от тока через диод показана на рис. 11-15. Поскольку на чувствительность приемного устройства влияют

не только шумы, но и параметр $L_{прб}$, рабочее значение выпрямленного тока диода выбирается таким, чтобы получить по возможности меньшие потери преобразования и вместе с тем снизить уровень шумов. Оптимальный выпрямленный ток для кремниевых диодов, например, равен 0,4 мА при мощности, подводимой от гетеродина и равной 0,5 или 1 мВт в зависимости от типа диода.

Для смесительных диодов важное значение имеет величина *максимально допустимой падающей на диод импульсной мощности* $P_{и. пд. макс}$, значение которой и определяет ту максимально допустимую мощность, проникающую на вход смесителя при которой смесительный диод не выходит из строя. Для кремниевых диодов $P_{и. пд. макс}$ лежит в пределах 30—80 мВт, а для германиевых равна примерно 150 мВт.

Существенное значение имеет также *входное сопротивление* $Z_{вх}$ диода, так как неправильное согласование входа смесителя с входным трактом может привести к значительному отражению мощности принятого сигнала. Входное сопротивление диода определяется не только физическими параметрами p - n перехода (дифференциальное сопротивление $r_{диф}$, емкость $C_{пер}$ перехода и сопротивление базы $r_б$), но и распределенными реактивностями прибора: емкостью патрона и индуктивностью контактной иглы. При конструировании диода сопротивление $Z_{вх}$ стараются для облегчения задачи согласования сделать чисто активным и равным стандартному значению волнового сопротивления фидера (50 или 75 Ом).

Детекторные диоды предназначены для детектирования радиосигналов (выделения огибающей) в радиоприемных и различных измерительных устройствах.

Параметры. В качестве параметров детекторных диодов используют значения чувствительности по току и по напряжению.

Чувствительность по току характеризуется отношением приращения выпрямленного тока к мощности подводимого к диоду высокочастотного сигнала:

$$\beta_I = \frac{\Delta I_{вп}}{P}. \quad (11-35)$$

В качестве параметра используется также величина *чувствительности по напряжению*

$$\beta_U = \frac{\Delta U_{вых}}{P}. \quad (11-36)$$

Здесь $\Delta U_{вых}$ — приращение напряжения на выходе диода, вызванное мощностью P высокочастотного сигнала, поданного на детекторный диод.

Детекторные диоды имеют обычно вольт-амперную характеристику, прямая ветвь которой хорошо описывается квадратичной зависимостью тока от напряжения. Напряжение пробоя у диодов

этого типа весьма низкое, что объясняется высокой степенью легирования базы диода с целью уменьшения r_b .

При детектировании сигналов больших амплитуд детекторные диоды должны обладать более высоким значением напряжения пробоя, что несколько противоречит требованию уменьшения r_b . В этих случаях используются преимущественно диоды с барьером Шоттки (см. § 11-7).

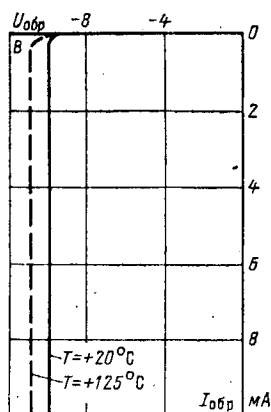
11-9. СТАБИЛИТРОНЫ

Стабилитроны предназначены для стабилизации питающих напряжений, фиксации уровня и т. д. Стабилитроны изготавливаются на основе n -кремния. Выбор материала для стабилитрона обусловлен отличительными особенностями кремниевых диодов:

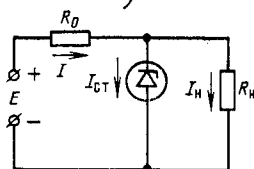
малым обратным током, резким переходом в область лавинного или туннельного пробоя при незначительных изменениях обратного напряжения, а также высоким значением допустимой температуры перехода.

Вольт-амперная характеристика стабилитрона (рис. 11-16, а) соответствует области пробоя на обратной ветви вольт-амперной характеристики перехода. Как было показано в § 10-5, напряжение в случае лавинного или туннельного пробоя зависит от удельного сопротивления полупроводников, образующих переход. Используя пластины n -Si с различной концентрацией примесей, можно изготовить стабилитроны с различными значениями $U_{\text{проб}}$, соответствующими переходу в область лавинообразного роста обратного тока, а следовательно, и с различными значениями напряжения стабилизации. При использовании высоколегированного n -Si при напряжениях пробоя $U_{\text{проб}} \leq 6$ В преобладает туннельный пробой; при $U_{\text{проб}} \approx 5 \div 7$ В наряду с туннельным развивается и лавинный пробой, который при $U_{\text{проб}} > 7$ В становится доминирующим.

Принцип использования стабилитрона, как и в случае ионного стабилитрона (см. § 8-4), основан на очень малом изменении напряжения на электродах прибора (в области пробоя) при значительном изменении тока. Включение стабилитрона в схему показано на рис. 11-16, б. При увеличении, например, напряжения питания E ток I в общей цепи и ток в резисторе нагрузки должны возрасти; должно увеличиться и падение напряжения на резисторе R_n .



а)



б)

Рис. 11-16. Характеристика стабилитрона (а) и схема его включения (б).

Однако избыток тока I в общей цепи поглощается стабилитроном (ток $I_{ст}$ растет), а напряжение на его зажимах, а следовательно, и на резисторе R_n остается неизменным.

Параметры стабилитронов. Один из основных параметров — это *напряжение стабилизации* $U_{ст}$ — значение напряжения на стабилитроне при протекании заданного тока стабилизации. По напряжению $U_{ст}$ различают низковольтные и высоковольтные стабилитроны: промышленностью выпускаются стабилитроны с напряжением стабилизации от 3 до 400 В.

Важными параметрами стабилитронов являются *максимальный и минимальный допустимые токи стабилизации* $I_{ст, макс}$ и $I_{ст, мин}$. Эти величины ограничивают область вольт-амперной характеристики стабилитрона, которая может быть использована для стабилизации напряжения при условии обеспечения заданной надежности работы прибора.

В качестве параметров стабилитрона используются также *дифференциальное сопротивление*

$$r_{ст} = \frac{\Delta U_{ст}}{\Delta I_{ст}} \quad (11-37)$$

и *статическое сопротивление* стабилитрона

$$R_{стат} = \frac{U_{ст}}{I_{ст}}. \quad (11-38)$$

В этих выражениях $U_{ст}$ и $I_{ст}$ — напряжение и ток в заданной рабочей точке, а $\Delta U_{ст}$ и $\Delta I_{ст}$ — малые приращения этих величин.

Как видно из рис. 11-16, напряжение стабилизации меняется с температурой. Для оценки температурного влияния на напряжение $U_{ст}$ используется *температурный коэффициент напряжения стабилизации*

$$\alpha_{ст} = \frac{1}{U_{ст}} \frac{\Delta U_{ст}}{\Delta T}, \quad (11-39)$$

где $\Delta U_{ст}$ — отклонение напряжения $U_{ст}$ от номинального значения при изменении температуры в интервале ΔT .

11-10. ВАРИКАПЫ

Варикапами называют полупроводниковые диоды, в которых используется зависимость емкости перехода от величины обратного напряжения. Варикапы предназначены для применения в качестве элементов с электрически управляемой емкостью. Варикапы, используемые в схемах умножения частоты сигнала, называют *варакторами*, а в схемах параметрических усилителей сигналов сверхвысоких частот — *параметрическими полупроводниковыми диодами*. Особенности варикапов двух последних типов изучаются в курсе «Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы» и в этой книге не рассматриваются.

Основная характеристика варикапа — вольт-фарадная: $C_v = f(U_{обp})$, где C_v — *общая емкость варикапа*, т. е. емкость, измеренная между его выводами. Общая емкость C_v содержит не только барьерную емкость электрического перехода $C_{бар}$, но и емкость $C_{п}$ корпуса, в который заключен прибор. Поскольку $C_{бар} \gg C_{п}$ вольт-фарадные характеристики варикапов идентичны вольт-фарадным характеристикам $p-n$ перехода, представленным на рис. 10-13. Из этих кривых видно, что характер зависимости $C_{пер} = f(U_{обp})$ определяется видом перехода и наиболее резкая зависимость характерна для перехода со сложной функцией изменения концентрации примесей.

Параметры. Для оценки зависимости $C_v = f(U_{обp})$ используется *коэффициент перекрытия по емкости* варикапа

$$K_C = \frac{C_{v1}}{C_{v2}}, \quad (11-40)$$

где C_{v1} и C_{v2} — общие емкости варикапа при заданных значениях обратного напряжения $U_{обp1}$ и $U_{обp2}$.

Нелинейность вольт-фарадной характеристики иногда оценивается *коэффициентом нелинейности*

$$K_n = \frac{\Delta C_v}{C_v \Delta U_{обp}}. \quad (11-41)$$

Оба коэффициента взаимосвязаны, так как при большой нелинейности вольт-фарадной характеристики интервал изменения емкости $C_{v1} - C_{v2}$ может быть перекрыт при меньших изменениях обратного напряжения. Так, например, в варикапах со сплавным переходом коэффициент K_C достигает 10 при изменении обратного напряжения от нуля до нескольких десятков вольт. В варикапах с резкой вольт-фарадной характеристикой изменение напряжения в интервале от нуля до -10 В обеспечивает величину $K_C \approx 100$.

Качество варикапа оценивают *добротностью* Q_v , равной отношению реактивного сопротивления варикапа на заданной частоте сигнала к сопротивлению потерь при заданном значении емкости.

Варикап может быть представлен простой эквивалентной схемой (рис. 11-17), на основании которой для добротности можно записать следующее выражение:

$$Q_v = \frac{\omega C_{бар}}{\frac{1}{r_{пер}} + r_0 \left(\frac{1}{r_{пер}^2} + \omega^2 C_{бар}^2 \right)}. \quad (11-42)$$

Отсюда видно, что добротность Q_v зависит от частоты. Эта зависимость показана на рис. 11-18.

Дифференцируя (11-42) по ω и приравнявая производную нулю, можно оценить значение частоты $\omega_{опт}$, соответствующей максимальной добротности:

$$\omega_{опт} = \frac{1}{C_{бар}} \sqrt{\frac{1}{r_0 r_{пер}} \left(1 + \frac{r_0}{r_{пер}} \right)}. \quad (11-43)$$

Используя это соотношение, легко найти выражение для максимальной добротности:

$$Q_{в. макс} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\frac{r_0}{r_{пер}} \left(1 + \frac{r_0}{r_{пер}}\right)}}. \quad (11-44)$$

В реальных варикапах соотношение $r_0/r_{пер} \approx 10^{-7}$. Вследствие этого выражения (11-43) и (11-44) можно упростить:

$$\omega_{опт} \approx \frac{1}{C_{бар}} \sqrt{\frac{1}{r_0 r_{пер}}}; \quad (11-45)$$

$$Q_{в. макс} \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{r_{пер}}{r_0}}. \quad (11-46)$$

В реальных приборах добротность $Q_{в. макс}$ достигает нескольких тысяч единиц.

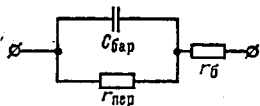


Рис. 11-17. Эквивалентная схема варикапа.

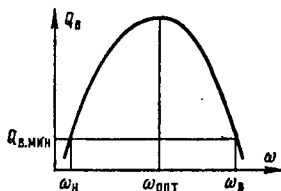


Рис. 11-18. Зависимость добротности варикапа от частоты.

В области низких частот влиянием сопротивления r_0 можно пренебречь, так как вследствие высокого значения сопротивления емкостной ветви оно значительно меньше параллельного соединения высокоомных сопротивлений $1/\omega C_{бар}$ и $r_{пер}$.

В этом случае

$$Q_{в. н. ч} \approx \omega C_{бар} r_{пер}. \quad (11-47)$$

На высоких частотах сопротивление $1/\omega C_{бар}$ уменьшается и можно пренебречь параллельным сопротивлением $r_{пер}$.

Таким образом,

$$Q_{в. в. ч} \approx \frac{1}{\omega C_{бар} r_0}. \quad (11-48)$$

Из соотношения (11-47) следует, что низкочастотные варикапы должны обладать высокими значениями $C_{бар}$ и $r_{пер}$. Это требование удовлетворяется при использовании материалов с широкой запрещенной зоной (мал обратный ток на единицу площади перехода). Емкость $C_{бар}$ при $U = 0$ для этих приборов достигает десятых долей микрофарады.

Для высокочастотных варикапов, как это следует из (11-48), необходимы минимальные значения $C_{бар}$ и r_0 . Уменьшение сопро-

тивления r_6 может быть получено за счет повышения концентрации примесей в базе, однако при этом снижается значение напряжения пробоя, что нежелательно. Для повышения напряжения пробоя необходимо использовать материалы с высокой подвижностью носителей.

Рабочий диапазон частот варикапа оценивают значениями верхней (ω_v) и нижней (ω_n) частот, соответствующими минимально допустимому значению добротности $Q_{v, \min}$ (см. рис. 11-19). За минимальное значение добротности обычно принимают $Q_{v, \min} = 1$. Использование варикапа в параметрических системах при $Q_{v, \min} = 1$ нецелесообразно. Поэтому в этих случаях принимают $Q_{v, \min} > 1$, например $Q_{v, \min} = 10$. Значение частоты ω_v , соответствующее $Q_{v, \min} = 1$, в литературе часто называют *критической частотой*:

$$\omega_{кр} = 1/r_6 C_{бар}. \quad (11-49)$$

Параметры варикапов существенно зависят от температуры, хотя емкость $C_{бар}$ изменяется с температурой незначительно. С повышением температуры резко уменьшается сопротивление $r_{пер}$ вследствие роста обратного тока. Ввиду этого на низких частотах заметно снижается добротность $Q_{v, н. ч.}$ Варикапы удовлетворительно работают лишь при относительно невысоких температурах: для приборов на арсениде галлия $T_{раб} \leq 150^\circ\text{C}$ (а для германиевых варикапов $T_{раб} \approx 50 \div 60^\circ\text{C}$).

Зависимость параметров варикапа от температуры принято характеризовать *температурным коэффициентом емкости варикапа*

$$\alpha_{C_v} = \frac{\Delta C_v}{C_v \Delta T} \quad (11-50)$$

и *температурным коэффициентом добротности варикапа*

$$\alpha_{Q_v} = \frac{\Delta Q_v}{Q_v \Delta T}. \quad (11-51)$$

В этих выражениях ΔT — интервал изменения температуры окружающей среды.

Глава двенадцатая

БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

12-1. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Определение. Транзистором¹ называют электропреобразовательный полупроводниковый прибор с одним или несколькими электрическими переходами, пригодный для усиления мощности, имеющий три или более выводов.

¹ Термин «транзистор» происходит от английских слов transfer of resistor (преобразователь сопротивления).

Группа транзисторов объединяет ряд разновидностей этих приборов, среди которых следует выделить два типа наиболее распространенных транзисторов, отличающихся друг от друга принципом действия, основными характеристиками и параметрами. Это — *биполярные* и *полевые* транзисторы.

Биполярным называют транзистор, в котором используются заряды носителей обеих полярностей. Эти транзисторы, которые рассматриваются в настоящей главе, мы будем далее для краткости называть просто транзисторами.

Полевые транзисторы рассматриваются в гл. 13.

Устройство транзисторов схематически показано на рис. 12-1. Основанием сплавного транзистора (рис. 12-1, *а*) служит пластина *n*-германия, которую называют базой. С двух сторон в базу вплавлены таблетки индия, на границах которых с базой в процессе вплавления образуются слой с дырочной проводимостью, эмиттерная область (эмиттер) и коллекторная область (коллектор). По границам вплавления образуются электронно-дырочные переходы: эмиттерный и коллекторный. К базе, эмиттеру и коллектору припаяны выводы. Таким образом, транзистор в простейшем случае представляет собой трехслойную структуру, в которой крайние области образованы полупроводниками с проводимостью, отличной по виду от проводимости средней области. Эти области отделены друг от друга электронно-дырочными переходами.

Транзистор, изображенный на рис. 12-1, *б*, изготовлен по *планарной технологии*, название которой (от англ. planar) обусловлено расположением электродов прибора и их выводов в одной плоскости — на поверхности кристалла. В пластине *n*—Si, служащей коллектором, методом локальной диффузии (введением атомов легирующего вещества в кристалл полупроводника через некоторую часть его поверхности) образована базовая область (*p*—Si). В этой области также методом локальной диффузии образована эмиттерная область (*n*⁺—Si) с высокой концентрацией донорной примеси.

На границе эмиттерной области с базовой, а также на границе базовой области с коллекторной образуются электронно-дырочные переходы. Нижняя поверхность транзистора покрывается металлической пленкой и к ней приваривается вывод коллектора. Металлические пленки наносятся также на часть поверхности эмиттера и базы, а к ним привариваются выводы этих электродов.

Транзистор укрепляют на специальном кристаллодержателе и помещают в герметизированный металлический, пластмассовый или стеклянный корпус (рис. 12-1, *в*); выводы электродов через изоляторы в дне корпуса выходят наружу.

В реальных приборах степень легирования эмиттера, базы и коллектора различны. Обычно концентрация примесей в эмиттере на несколько порядков выше концентрации примесей в базе. Степени легирования базы и коллектора в планарном транзисторе примерно одинаковы. На рис. 12-1, *г* показан типичный закон из-

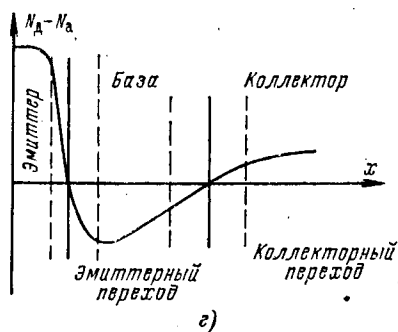
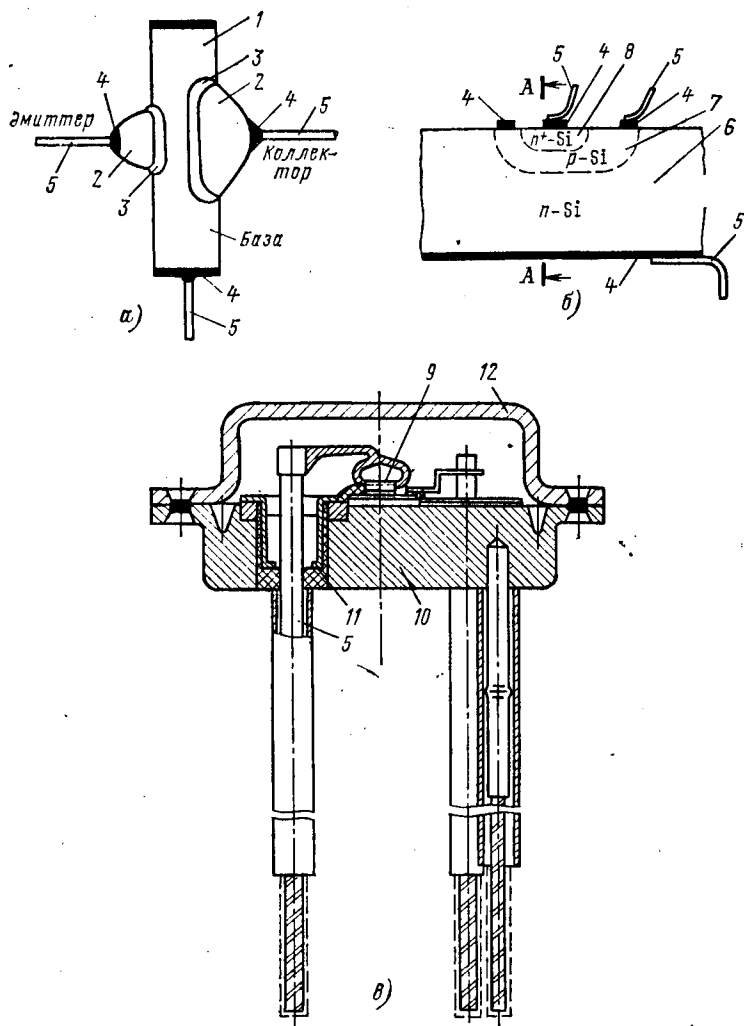


Рис. 12-1. Устройство транзисторов.

а — сплавной; б — планарный; в — транзистор в металлическом корпусе; г — изменение концентрации примесей в планарном транзисторе; 1 — пластина $n - Ge$ (база); 2 — индий; 3 — слой $p - Ge$ (эмиттер и коллектор); 4 — омический контакт; 5 — выводы; 6 — кристалл $n - Si$ (коллектор); 7 — $p - Si$ (база); 8 — высоколегированный $n^+ - Si$ (эмиттер); 9 — кристалл полупроводника; 10 — основание; 11 — изолятор; 12 — корпус.

менения концентраций примесей в планарном транзисторе по сечению $A-A$.

В сплавном транзисторе концентрация примесей в коллекторе примерно такая же, как и в эмиттере.

Классификация и условные обозначения. Транзисторы различают прежде всего по материалу: *германиевые и кремниевые*. Различаются транзисторы также и по виду проводимости областей. Так, сплавной транзистор, изображенный на рис. 12-1, *а*, называют *p-n-p* транзистором, а транзистор, показанный на рис. 12-1, *б*, *n-p-n* транзистором.

Транзисторы различают также по методу изготовления (*сплавные, микросплавные, меза, диффузионные, планарные* и т. д.); по мощности (малой, средней и большой мощности); по диапазону рабочих частот (низкой, средней и высокой частоты); по основным процессам в базе (*дрейфовые и бездрейфовые*) и т. п.

Условные и графические обозначения транзисторов устанавливаются ГОСТ 2.728-68, 2.730-68 и 10862-72.

Схемы включения. Постоянные напряжения к электродам транзистора подводятся, как и в других электронных приборах, от внешних источников. Напряжение на одном из трех электродов принимают равным нулю, а напряжения на двух других электродах отсчитывают от этого начального уровня. Возможны, таким образом, три схемы подключения к транзистору источников питания (рис. 12-2).

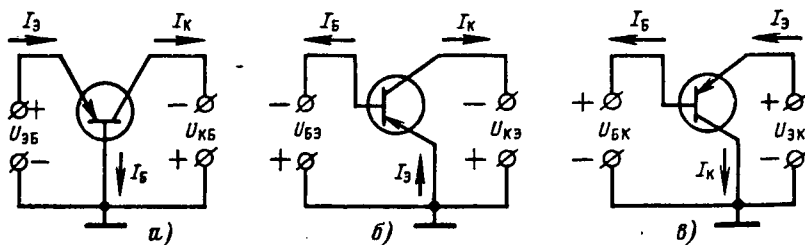


Рис. 12-2. Три схемы включения *p-n-p* транзистора.

а — схема с общей базой; *б* — схема с общим эмиттером; *в* — схема с общим коллектором.

Схема, показанная на рис. 12-2, *а*, называется *схемой с общей базой (ОБ)*; напряжения на эмиттере и коллекторе отсчитываются в этом случае от напряжения на базе, принимаемого равным нулю. Отсчет напряжений в *схемах с общим эмиттером (ОЭ)* и *общим коллектором (ОК)* ведется соответственно от нулевых напряжений на эмиттере и коллекторе.

В подавляющем большинстве случаев цепи эмиттера или базы являются входными цепями, так как к ним подводятся сигналы, подлежащие преобразованию, а цепь коллектора — выходной, в нее обычно включают резистор нагрузки. В схеме ОК выходной цепью служит цепь эмиттера.

Режимы включения. При любой схеме питания электродов транзистора источники напряжений можно подключить плюсом или минусом к общему электроду. Таким образом, каждый из двух электронно-дырочных переходов транзистора может быть

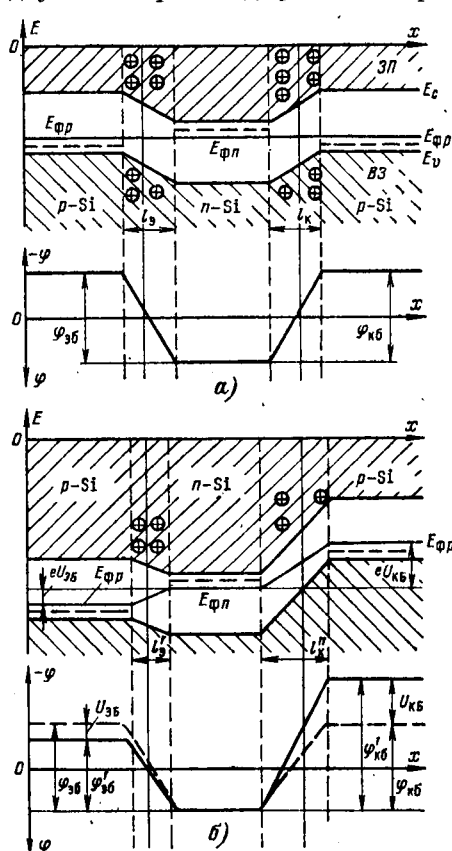


Рис. 12-3. Энергетические диаграммы и распределение потенциала в $p-n-p$ транзисторе.

а — без внешних напряжений; б — при внешних рабочих напряжениях.

тальной и коллекторной областях примерно одинаковы ($N_{a,э} \approx N_{a,к}$), а концентрация примесей в базовой области значительно ниже ($N_{д,б} \ll N_{a,э}$).

Энергетическая диаграмма сплавного $p-n-p$ транзистора в отсутствие напряжений на электродах показана на рис. 12-3, а. Вся система находится в состоянии равновесия и характеризуется единым уровнем Ферми. При комнатной температуре практически все примесные атомы ионизированы и поэтому уровень Ферми вне границ запирающих слоев лежит в p -полупроводниках выше

смещен либо в прямом, либо в обратном направлении. В соответствии с этим различают четыре основных режима включения транзистора.

В **активном режиме** напряжение на эмиттерном переходе прямое, а на коллекторном — обратное. Этот основной режим включения транзистора показан на рис. 12-2. **Режим насыщения** соответствует прямым напряжениям на обоих переходах. В режиме отсечки напряжения на обоих переходах обратные. И наконец, **инверсный режим** характеризуется прямым напряжением на коллекторном и обратным напряжением на эмиттерном переходе.

Принцип работы. Рассмотрим в общих чертах принцип работы транзистора на его упрощенной модели. В качестве такой модели изберем сплавной $p-n-p$ транзистор, включенный по схеме с общей базой. Будем считать, что плоскости, соответствующие металлургическим границам на переходах транзистора, параллельны, концентрации примесей в эмит-

локальных уровней акцепторов, а в n -полупроводнике — ниже локального уровня доноров на несколько kT .

Поскольку степень легирования эмиттера и коллектора весьма высока, большая часть запирающего слоя в эмиттерном и коллекторном переходах находится в базовой области, удельное сопротивление которой выше.

При подключении к транзистору внешних источников напряжения по схеме с общей базой диаграмма изменяется. В активном режиме напряжение $U_{эб}$ подводится плюсом к эмиттеру; энергетическая диаграмма эмиттера смещается вниз, в сторону положительных потенциалов и потенциальный барьер в эмиттерном переходе снижается до величины $\varphi'_{эб} = \varphi_{эб} - U_{эб}$. Ширина запирающего слоя уменьшается.

Напряжение $U_{кб}$ подводится в активном режиме минусом к коллектору; его энергетическая диаграмма смещается вверх, в сторону отрицательных потенциалов, потенциальный барьер в коллекторном переходе возрастает до величины $\varphi'_{кб} = \varphi_{кб} + |U_{кб}|$, а ширина запирающего слоя увеличивается.

В результате снижения потенциального барьера на эмиттерном переходе из эмиттера в базу начинается диффузионное движение основных носителей. Поскольку концентрация дырок в эмиттере выше концентрации электронов в базе ($p_{эб} \gg n_{кб}$), коэффициент инжекции γ весьма высок.

Вследствие инжекции дырок из эмиттера в базу концентрация их в базе повышается. Появившийся вблизи перехода в базе объемный положительный заряд дырок почти мгновенно за время диэлектрической релаксации компенсируется зарядом электронов, входящих в базу от источника $U_{эб}$. Цепь тока эмиттер — база оказывается замкнутой (рис. 12-4, а). Электроны, пришедшие в базу, устремляясь к эмиттерному переходу, создают вблизи него отрицательный объемный заряд, почти полностью компенсирующий заряд, образованный дырками. Вблизи эмиттерного перехода, таким образом, имеется область повышенной концентрации электронов и дырок. Вследствие разности концентраций возникает диффузионное движение дырок и электронов по направлению к коллектору. В транзисторах ширина базы выбирается такой, чтобы время жизни неосновных носителей заряда — дырок было бы значительно больше времени их движения в базе. Таким образом, подавляющее большинство дырок (практически около 99% и более), инжектированных из эмиттера, не успевает рекомбинировать с электронами в базе. Вблизи коллекторного перехода дырки попадают в ускоряющее поле коллекторного перехода и втягиваются в коллектор. Происходит экстракция дырок из базы в коллектор. Электроны же, число которых равно числу ушедших в коллектор дырок, устремляются в базовый вывод. Цепь тока коллектор — база замыкается.

Таким образом, ток, I_z , текущий через эмиттерный переход, является управляющим током, от которого зависит ток I_k в цепи кол-

лктора — управляемый ток. Ток базы I_B представляет собой разность управляющего и управляемого токов (ток рекомбинации дырок в базе); основные носители базы — электроны при компенсации движения дырок через эмиттерный и коллекторный переходы движутся в выводе базы в различных направлениях.

Иначе говоря, в рассмотренном режиме через транзистор протекает сквозной ток: от эмиттера через базу к коллектору. Неко-

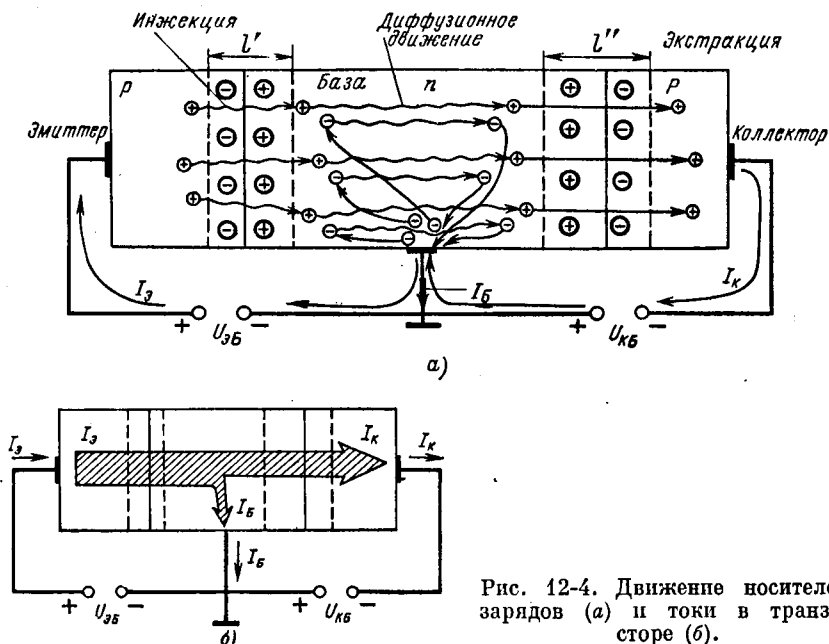


Рис. 12-4. Движение носителей зарядов (а) и токи в транзисторе (б).

торая, незначительная часть этого тока вследствие рекомбинации в толще базы ответвляется в цепь базы (рис. 12-4, б).

Вообще говоря, током текущим через транзистор, можно управлять, изменяя напряжение на любом из двух электронно-дырочных переходов. Однако, степень зависимости эмиттерного, а следовательно, и коллекторного тока от напряжений $U_{ЭБ}$ и $U_{КБ}$ в активном режиме различна.

К эмиттерному переходу приложено прямое напряжение, и поэтому ток через этот переход, а значит и коллекторный ток сильно зависит от напряжения $U_{ЭБ}$; возрастаая с увеличением этого напряжения по экспоненциальному закону. Таким образом, изменяя напряжение на эмиттерном переходе, можно легко и в значительных пределах управлять током, текущим в транзисторе.

Иным образом зависит значение этого тока об обратного напряжения на коллекторном переходе. Даже если напряжение $U_{КБ} =$

$= 0$, дырки, прошедшие через базу и приблизившиеся к коллекторному переходу, увлекаются контактным полем $\mathcal{E}_k$ перехода в коллекторную область. Подключение обратного напряжения U_{KB} приводит к увеличению поля в коллекторном переходе до величины $\mathcal{E}_\sigma = \mathcal{E}_k + \mathcal{E}_{вн}$, где $\mathcal{E}_{вн}$ — поле за счет подключения напряжения U_{KB} . Однако при этом коллекторный ток практически не изменяется, так как независимо от величины ускоряющего поля, в коллектор переходят все дырки, которые приходят к коллекторному переходу и число которых определяется лишь числом инжектированных из эмиттера в базу дырок и их рекомбинацией в базе.

Таким образом, транзистор отвечает требованиям, которые предъявляются к электронным приборам — преобразователям электрических сигналов: легкостью управления током в приборе сигналом в его входной цепи и по возможности меньшим влиянием напряжения в выходной цепи на значение этого тока.

Как уже отмечалось в гл. 4, среди электровакуумных приборов этим требованиям наилучшим образом удовлетворяет пентод, в котором величиной анодного тока можно легко управлять, изменяя напряжение в его входной цепи (управляющая сетка — катод), и в котором влияние выходного (анодного) напряжения на этот ток минимально.

Отличие транзистора от пентода, с этой точки зрения, заключается в иной характеристике входной цепи. В пентоде входное сопротивление $R_{вх} = dU_{c1}/dI_{c1}$ при отрицательном напряжении на управляющей сетке, когда отсутствует сеточный ток ($I_{c1} = 0$), бесконечно велико. В транзисторе ввиду сильной зависимости входного (эмиттерного) тока от входного напряжения $U_{ЭБ}$ при прямом включении эмиттерного перехода входное сопротивление $R_{вх} = dU_{ЭБ}/dI_{Э}$ весьма мало. Следовательно, в пентоде выходной — анодный ток зависит от входного напряжения, приложенного между управляющей сеткой и катодом. В транзисторе входное напряжение $U_{ЭБ}$ управляет входным током $I_{Э}$, от которого зависит выходной ток I_K . Поэтому транзистор иногда называют прибором, *управляемым током*, в отличие от электронных ламп — приборов, управляемых напряжением.

Рассмотренные свойства транзистора позволяют использовать его в схеме усилителя сигналов, а при введении положительной обратной связи — и в схеме генератора колебаний. Работу транзистора с нагрузкой в выходной цепи как усилителя мы рассмотрим ниже (§ 12-6).

12-2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ТРАНЗИСТОРЕ И ЕГО ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Многие физические процессы, протекающие в транзисторе, и параметры, их характеризующие, были рассмотрены в гл. 11 применительно к полупроводниковым диодам. Это — процесс инжекции неосновных носителей в базу, коэффициент инжекции γ

и уровень инжекции δ ; некоторые физические процессы в базе (модуляция сопротивления базы, поле в базе и др.); составляющие прямого и обратного токов в переходе, а также емкости переходов.

Однако транзистор в отличие от полупроводникового диода содержит два взаимосвязанных электронно-дырочных перехода и поэтому процессы в транзисторе характеризуются кроме указанных выше рядом других физических параметров. Эти параметры используются для характеристики таких процессов, как разветвление эмиттерного тока на токи I_B и I_K (взаимосвязь между этими токами) влияние напряжения на одном из переходах на процессы в базе транзистора и на ток в другом переходе, и др.

Токи в транзисторе. При рассмотрении принципа работы транзистора мы установили, что в активном режиме дырки, инжектированные из эмиттера, движутся затем в базе и втягиваются полем коллекторного перехода, образуя коллекторный ток I_K . Вследствие рекомбинации в базе и других причин $I_K < I_E$. На основании закона Кирхгофа для токов в цепях электродов транзистора можно записать:

$$I_E = I_K + I_B. \quad (12-1)$$

В активном режиме к эмиттерному переходу приложено прямое напряжение и через переход течет ток I_E , который содержит составляющие I_{Ep} и I_{En} — токов инжекции дырок из эмиттера в базу и электронов из базы в эмиттер, а также составляющую I_{Er} — тока рекомбинации в эмиттерном переходе (током утечки I_{Ey} пренебрежем):

$$I_E = I_{Ep} + I_{En} + I_{Er}. \quad (12-2)$$

Обычно концентрация дырок в эмиттере значительно выше концентрации электронов в базе $p_{p\delta} \gg n_{\delta}$ и $I_{Ep} \gg I_{En}$ (коэффициент инжекции $\gamma \approx 1$). Ток рекомбинации I_{Er} составляет заметную долю в общем токе только при малых прямых напряжениях (для кремниевых транзисторов при $U < 0,2$ В). При более высоких напряжениях $I_{Ep} \gg I_{Er}$. Поэтому для тока эмиттера можно записать:

$$I_E \approx I_{Ep}. \quad (12-3)$$

Ток коллектора — это ток через переход, к которому в активном режиме приложено обратное напряжение. Помимо обратного тока, который в общем случае согласно (11-11) равен $I_{обp} = I_0 + I_g + I_y$, через коллекторный переход протекает ток экстракции дырок из базы в коллектор

$$I_{Kp} = I_{Ep} - I_{Br}, \quad (12-4)$$

равный дырочной составляющей эмиттерного тока за вычетом тока, обусловленного рекомбинацией дырок в базе.

При достаточно высоких обратных напряжениях $U_{КБ}$ в коллекторном переходе возможно размножение носителей за счет ударной или полевой генерации.

Таким образом, если пренебречь током I_y , ток коллектора равен:

$$I_K \approx M(I_{Kp} + I_{Kg} + I_{K0}), \quad (12-5)$$

где M — коэффициент размножения носителей в запирающем слое, определяемый соотношением (10-59).

Для кремниевых приборов, как это отмечалось в § 11-2, ток $I_{Kg} \gg I_{K0}$ и последним слагаемым в скобках (12-5) можно пренебречь.

При обычных режимах работы транзистора, когда напряжение $U_{КБ}$ значительно меньше напряжения пробоя, $M \approx 1$ и для тока коллектора можно записать:

$$I_K \approx I_{Kp} + I_{Kg}. \quad (12-6)$$

Ток базы может быть определен как разность токов эмиттера и коллектора.

Обратные токи переходов. Обратным током коллектора (или эмиттера) называют ток при заданном обратном напряжении на коллекторном (или эмиттерном) переходе при условии, что цепь другого перехода разомкнута: $I_D = 0$ (или $I_K = 0$).

Поскольку в этих условиях $I_{Эр} = 0$ и, следовательно, $I_{Kp} = 0$, то обратный ток коллектора

$$I_{КБО} = I_{Kg} + I_{K0}, \quad (12-7)$$

определяемый процессами генерации носителей в коллекторе, базе и коллекторном переходе, представляет собой не управляемую процессами в эмиттерном переходе часть коллекторного тока¹. Ток $I_{КБО}$ играет важную роль в работе транзистора в активном режиме, когда коллекторный переход находится под обратным напряжением.

Соответственно обратный ток эмиттера $I_{ЭБО}$ представляет собой составляющую эмиттерного тока, значение которого определяется процессами генерации носителей в эмиттере, базе и в области эмиттерного перехода. Этот ток имеет важное значение при работе транзистора в инверсном режиме (эмиттерный переход включен в обратном направлении).

Помимо токов $I_{КБО}$ и $I_{ЭБО}$, измеряемых в режиме холостого хода в цепи эмиттера или коллектора соответственно, в транзисторе различают также обратные токи $I_{КБК}$ и $I_{ЭБК}$.

¹ Индексы в обозначениях токов имеют следующий смысл. Первая буква обозначает электрод, в цепи которого течет ток; вторая буква обозначает общий электрод; третья буква характеризует режим цепи между двумя другими электродами: О — разомкнутая цепь, К — короткозамкнутая цепь, R — заданная величина сопротивления в цепи, X — заданное напряжение между электродами.

Ток $I_{КБК}$, текущий через коллекторный переход при обратном напряжении на этом переходе, измеряется в условиях короткого замыкания цепи эмиттер — база. Аналогично ток $I_{ЭБК}$ — это ток в эмиттерном переходе при обратном напряжении на этом переходе и при условии, что цепь коллектор — база замкнута коротко.

Ток $I_{КБК} > I_{КБО}$ и ток $I_{ЭБК} > I_{ЭБО}$, так как в режимах холостого хода и короткого замыкания цепи эмиттера или коллектора законы распределения неосновных носителей в базе различны. Этот вопрос мы рассмотрим ниже, при обсуждении процессов в базе транзистора.

Коэффициенты передачи тока. С учетом понятия обратного тока коллектора ток I_K для активного режима работы следует представить как сумму двух составляющих: тока $I_{КБО}$ и части эмиттерного тока, который определяется потоком носителей, инжектированных в базу и дошедших (за вычетом рекомбинировавших в базе) до коллекторного перехода.

Следовательно,

$$I_K = \alpha I_E + I_{КБО}. \quad (12-8)$$

Величина

$$\alpha = \frac{I_K - I_{КБО}}{I_E}. \quad (12-9)$$

называется *коэффициентом передачи эмиттерного тока*. Обычно $\alpha < 1$. В инверсном режиме (коллекторный переход включен в прямом, а эмиттерный — в обратном направлении) ток эмиттера равен:

$$I_E = \alpha_I I_K + I_{ЭБО}. \quad (12-10)$$

Величина

$$\alpha_I = \frac{I_E - I_{ЭБО}}{I_K} \quad (12-11)$$

называется *инверсным коэффициентом передачи коллекторного тока*. Как правило, $\alpha_I < \alpha$.

С помощью коэффициентов α и α_I можно установить связь между обратными токами:

$$I_{КБО} = I_{КБК} (1 - \alpha \alpha_I); \quad (12-12)$$

$$I_{ЭБО} = I_{ЭБК} (1 - \alpha \alpha_I). \quad (12-13)$$

Для анализа работы транзистора на переменном токе (с сигналами малых амплитуд) вводят дифференциальный коэффициент передачи эмиттерного тока

$$\alpha_d = \left. \frac{dI_K}{dI_E} \right|_{U_{КБ} = \text{const}}. \quad (12-14)$$

Связь между α и α_d легко установить, дифференцируя (12-8) по I_{∂} :

$$\alpha_d = \alpha + I_{\partial} \frac{d\alpha}{dI_{\partial}}. \quad (12-15)$$

Практически в активном режиме при не слишком больших уровнях инжекции α мало меняется при изменении эмиттерного тока. Тогда без большой погрешности можно полагать:

$$\alpha_d \approx \alpha. \quad (12-16)$$

Коэффициент передачи эмиттерного тока определяется не только характером движения носителей в базе и вероятностью их рекомбинации, но также процессами в эмиттерном и коллекторном переходах. Поэтому коэффициент α обычно представляют в виде произведения коэффициентов, характеризующих процессы в базе и в обоих переходах:

$$\alpha = \gamma \alpha_n \alpha^*. \quad (12-17)$$

Здесь

$$\gamma = \frac{I_{\partial p}}{I_{\partial}} \quad (12-18)$$

— коэффициент инжекции;

$$\alpha_n = \frac{I_{Kp}}{I_{\partial p}} \quad (12-19)$$

— коэффициент переноса дырок через базу к коллектору;

$$\alpha^* = \frac{I_K}{I_{Kp}} \quad (12-20)$$

— коэффициент, характеризующий эффективность коллектора, т. е. долю дырочного тока в общем токе коллектора. В соотношениях (12-18)–(12-20) $I_{\partial p}$ и I_{Kp} — соответственно дырочные составляющие эмиттерного и коллекторного токов.

Коэффициент инжекции γ уже рассматривался в гл. 11.

В транзисторах при $N_{a, \partial} \gg N_{d, б}$ величина γ близка к единице.

Коэффициент α_n переноса дырок через базу, естественно, зависит от соотношения ширины базы и диффузионной длины. Его величина определяется соотношением [24].

$$\alpha_n \approx 1 - \frac{w^2}{2L_p^2}. \quad (12-21)$$

Обычно в транзисторе $w/L_p \leq 0,2 \div 0,3$ и, следовательно, $\alpha_n \approx 0,95 \div 0,98$.

Коэффициент α^* может увеличиться за счет эффекта лавинной ионизации в коллекторном переходе. Однако при не слишком высоких значениях $U_{КБ}$, соответствующих нормальным условиям работы транзистора вдали от области пробоя, этот эффект пре-

небрежимо мал ($M \approx 1$). Электронная составляющая тока через коллекторный переход также незначительна вследствие низкого значения n_p в коллекторе. Поэтому коэффициент α^* можно считать равным единице.

Таким образом, для коэффициента α можно записать:

$$\alpha \approx \gamma \alpha_n. \quad (12-22)$$

В сплавных транзисторах база не может быть сделана очень тонкой ($w > 20$ мкм) и коэффициент α определяется в основном коэффициентом α_n . В транзисторах с более тонкой базой главную роль играет коэффициент инжекции γ .

В транзисторе, включенном по схеме с общим эмиттером, входным током служит ток базы I_B , а выходным, как и в схеме ОБ, ток коллектора I_K . Для схемы ОЭ, широко применяемой в радиотехнических устройствах на транзисторах, используется коэффициент передачи базового тока β . Выражение для β можно получить, подставляя в (12-8) соотношение (12-1) и решая его относительно тока I_K :

$$I_K = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_B + \frac{I_{КЭО}}{1-\alpha}. \quad (12-23)$$

Запишем это выражение в виде

$$I_K = \beta I_B + I_{КЭО}. \quad (12-24)$$

Здесь

$$\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha} \quad (12-25)$$

и

$$I_{КЭО} = \frac{I_{КЭО}}{1-\alpha} = (1 + \beta) I_{КЭО}. \quad (12-26)$$

— обратный ток коллекторного перехода в схеме ОЭ при $I_B = 0$.

Выражение (12-25) определяет связь между коэффициентами α и β .

Выражение для коэффициента передачи базового тока β легко получить, комбинируя соотношения (12-24) и (12-26):

$$\beta = \frac{I_K - I_{КЭО}}{I_B + I_{КЭО}}. \quad (12-27)$$

Для анализа работы транзистора на переменном токе (с сигналами малых амплитуд) используют понятие дифференциального коэффициента передачи базового тока

$$\beta_d = \left. \frac{dI_K}{dI_B} \right|_{U_{КЭ} = \text{const}}. \quad (12-28)$$

Дифференциальный коэффициент β_d связан с интегральным коэффициентом следующим соотношением:

$$\beta_d = \beta + (I_B + I_{КЭО}) \frac{d\beta}{dI_B}. \quad (12-29)$$

Зависимость β (I_B) более существенна, чем зависимость α (I_E). Если же этой зависимостью без большой погрешности можно пренебречь, полагая $d\beta/dI_B = 0$, то

$$\beta_d \approx \beta. \quad (12-30)$$

Поскольку $\alpha \approx 0,95 \div 0,99$, величина β составляет несколько десятков или даже сотен.

Здесь уместно напомнить, что рассматриваемые физические процессы характеризуют работу транзистора в стационарном активном режиме. Переходные процессы, связанные с быстрыми скачкообразными изменениями напряжений и токов, или же с воздействиями напряжений высокой частоты, пока не учитываются. Вообще же процессы движения носителей в базе — процессы инерционные и поэтому коэффициенты α и β зависят от частоты. Эти вопросы будут рассмотрены в § 12-7.

Итак, токи в транзисторе определяются рядом физических процессов в электронно-дырочных переходах и в объеме базы, характеризуемых соответствующими параметрами. Физические параметры играют важную роль при анализе работы транзистора на переменном токе с сигналами малых амплитуд. Большинство этих параметров являются дифференциальными величинами и используются в качестве так называемых малосигнальных параметров транзистора, которые рассматриваются в § 12-6.

Рассмотрим основные процессы и физические параметры на модели сплавного транзистора, работающего в активном режиме.

Процессы в эмиттерном переходе. Под воздействием прямого напряжения $U_{ЭБ}$ через эмиттерный переход происходит инжекция неосновных носителей — процесс, характеризуемый коэффициентом инжекции γ (11-14) и величиной уровня инжекции δ (10-32). В результате инжекции через переход течет ток, компоненты которого были рассмотрены выше (§ 12-2).

Важным параметром, характеризующим зависимость $I_E = f(U_{ЭБ})$, служит величина *дифференциального сопротивления эмиттерного перехода* $r_{э, \text{диф}}$.

Полагая $U_{КБ} = \text{const}$ и пренебрегая пока влиянием этого напряжения на процессы в эмиттерном переходе, запишем для эмиттерного тока:

$$I_E = I_{ЭБХ} \left(e^{\frac{eU_{ЭБ}}{kT}} - 1 \right), \quad (12-31)$$

или

$$U_{ЭБ} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_E}{I_{ЭБХ}} + 1 \right), \quad (12-32)$$

где $I_{ЭБХ}$ — обратный ток в эмиттерном переходе при заданном обратном напряжении $U_{КБ}$.

Сопротивление $r_{э, \text{диф}}$ можно определить, дифференцируя выражение (12-32), в котором единицей можно пренебречь, так как при не слишком малых напряжениях $U_{эб}$ ток $I_{э} > I_{эбх}$:

$$r_{э, \text{диф}} = \frac{\partial U_{эб}}{\partial I_{э}} \approx \frac{kT}{eI_{э}} \Big|_{U_{КБ} = \text{const}}. \quad (12-33)$$

Емкость эмиттерного перехода $C_{э}$, как и вообще электронно-дырочного перехода, содержит в качестве составляющих барьерную $C_{э, \text{бар}}$ и диффузионную $C_{эд}$ емкости. Физический смысл этих емкостей рассмотрен в § 10-6. Там же приведены соотношения, определяющие их величины. Используя (10-70) для диффузионной емкости эмиттерного перехода, можно записать:

$$C_{эд} \approx \frac{e}{kT} \frac{w^2}{2D_p} I_{э}. \quad (12-34)$$

Барьерная емкость может быть определена по соотношению (10-66):

$$C_{э, \text{бар}} \approx \frac{e\epsilon_0 s_{э}}{l_{э}} \sqrt{\frac{\Phi_K}{\Phi_K + |U_{эб}|}},$$

где $l_{э}$ — ширина запирающего слоя в эмиттерном переходе при $U_{эб} = 0$; $s_{э}$ — площадь эмиттерного перехода.

Процессы в базе транзистора. В результате инжекции в базе на границе эмиттерного перехода, так же как и в диоде, образуется избыточная концентрация дырок. Процесс компенсации образовавшегося объемного заряда дырок электронами был рассмотрен в § 11-2 при обсуждении аналогичного процесса в диоде.

В транзисторе в отличие от диода база заключена между эмиттерным и коллекторным переходами и поэтому закон изменения концентрации неосновных носителей в базе отличается от закона (10-35), характерного для диода с тонкой базой.

Закон изменения концентрации неосновных носителей в базе транзистора можно получить, решая уравнение (9-113) и полагая при этом, что граничные условия определяются заданным дырочным током $I_{эp} = \gamma I_{э}$ на границе эмиттерного перехода (при $x = 0$) и обратным напряжением $U_{КБ}$ на коллекторном переходе (при $x = w$).

Решение уравнения (9-113) для этого случая имеет вид:

$$p(x) = \Delta p \frac{\text{sh}\left(\frac{w-x}{L_p}\right)}{\text{ch}\left(\frac{w}{L_p}\right)} + p_{n0} \left[\left(e^{\frac{e|U_{КБ}|}{kT}} - 1 \right) \frac{\text{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right)}{\text{ch}\left(\frac{w}{L_p}\right)} + 1 \right], \quad (12-35)$$

где

$$\Delta p = \frac{I_{эp} L_p}{e D_p s_{э}}. \quad (12-36)$$

При условии, что $U_{КБ} < 0$, $|U_{КБ}| \gg \frac{kT}{e}$ и $w \ll L_p$, что справедливо для транзистора в активном режиме, выражение (12-35) упрощается:

$$p(x) = \frac{I_{ЭР} w}{e D_p s_3} \left(1 - \frac{x}{w}\right). \quad (12-37)$$

Отсюда следует, что закон распределения неосновных носителей в базе транзистора в активном режиме и режиме насыщения линейный.

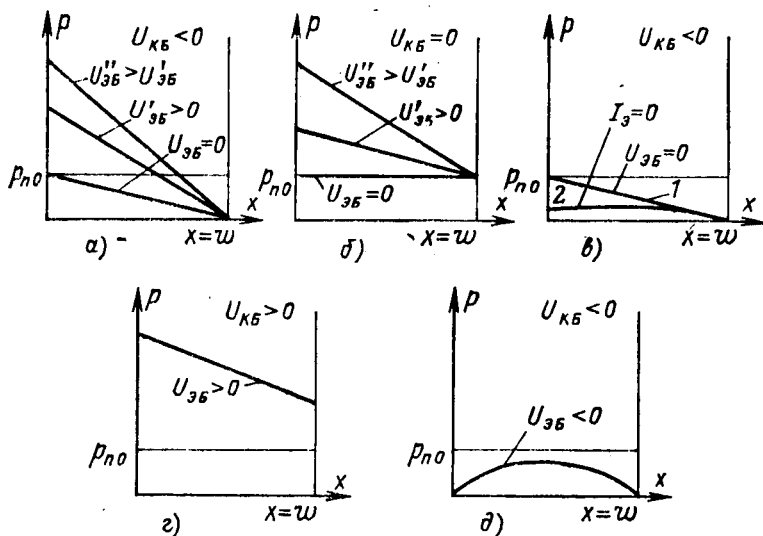


Рис. 12-5. Распределение неосновных носителей (дырок) в базе транзистора

а — активный режим; б — на границе активного режима и режима насыщения; в — при измерении токов $I_{КБК}$ (1) и $I_{КБО}$ (2); г — режим насыщения; д — режим отсечки.

Пользуясь полученными соотношениями, можно показать распределение неосновных носителей в базе для различных режимов работы транзистора (рис. 12-5). На этом рисунке протяженность базы ($0 - w$), соответствующая границам эмиттерного и коллекторного переходов, показана без учета изменения ширины запирающего слоя при различных напряжениях $U_{ЭБ}$ и $U_{КБ}$. Из рис. 12-5 видно, что концентрация $p(w) = p_{n0}$ только при $U_{КБ} = 0$; при $U_{КБ} < 0$ в результате экстракции неосновных носителей $p(w) = 0$, а при $U_{КБ} > 0$ (режим насыщения) $p(w) > p_{n0}$. График рис. 12-5, в иллюстрирует различие в значениях $I_{КБО}$ и $I_{КБК}$: при $U_{ЭБ} = 0$ градиент концентрации дырок в базе выше, чем в случае $I_3 = 0$, и, следовательно, $I_{КБК} > I_{КБО}$.

Дифференцируя по x соотношение (12-35), можно определить градиент концентрации дырок в базе, а значит и значение диффузионного тока. В частности, таким путем можно получить выражение (12-21) для коэффициента α_n переноса дырок через базу к коллектору. Величина дырочной составляющей коллекторного тока I_{Kp} определяется только первым слагаемым (12-35), так как второе слагаемое не содержит тока $I_{Эр}$. Дифференцируя (12-35) без второго слагаемого в правой части, умножая левую и правую части полученного выражения на величину $eD_p s_b$, получаем выражение для тока I_{Kp} , а поделив это выражение на $I_{Эр}$, запишем соотношение для коэффициента переноса дырок через базу:

$$\alpha_n = \operatorname{sech}\left(\frac{w}{L_p}\right). \quad (12-38)$$

Поскольку в транзисторе $w \ll L_p$, разложим $\operatorname{sech}\left(\frac{w}{L_p}\right)$ в ряд и, ограничившись первыми двумя членами разложения, получим выражение (12-21):

$$\alpha_n \approx 1 - \frac{w^2}{2L_p^2}.$$

Объемное сопротивление базы. База транзистора выполняется обычно из относительно высокоомного материала, поэтому ее объемное сопротивление r_b заметно влияет на работу транзистора. Так, при большом токе падение напряжения на сопротивлении r_b уменьшает величину смещения эмиттерного перехода. Сопротивление r_b определяется в основном сопротивлением ее активного участка, т. е. той части базы, которая заключена непосредственно между эмиттерным и коллекторным переходами (см. рис. 12-1). Сопротивление этой части базы можно подсчитать по формуле [24].

$$r_b \approx \frac{\rho_b}{4\pi w}. \quad (12-39)$$

Вследствие растекания зарядов при их движении от эмиттера к коллектору сопротивление базы увеличивается на 30—50 % (сказывается сопротивление пассивных участков базы, прилегающих по периметру к эмиттерному и коллекторному переходам).

Модуляция ширины базы. В активном режиме коллекторный переход смещен в обратном направлении и его ширина зависит от напряжения $|U_{КБ}|$ в соответствии с формулой (10-37). В сплавном транзисторе концентрация примесей в коллекторе значительно выше, чем в базе ($N_{a,к} \gg N_{д,б}$). Кроме того, в активном режиме обычно $|U_{КБ}| > \varphi_k$ и выражение (10-37) принимает вид:

$$l_k \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 |U_{КБ}|}{eN_d}}. \quad (12-40)$$

При увеличении отрицательного напряжения $U_{КБ}$ коллекторный переход расширяется и соответственно уменьшается ширина

базы w . Это явление носит наименование *эффекта модуляции ширины базы*¹.

Изменение ширины базы легко определять, дифференцируя по U выражение (12-40):

$$|dw| = |dl_k| = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{2eN_d}} \frac{dU_{KB}}{\sqrt{|U_{KB}|}}. \quad (12-41)$$

Изменение ширины базы существенно влияет на физические процессы в базе. С изменением w изменяется градиент концентрации неосновных носителей в базе (рис. 12-6), что приводит (при $U_{ЭБ} = \text{const}$) к увеличению плотности диффузионного дырочного тока $I_{Эр}$.

Обратная связь по напряжению. Этот термин применяется для определения только что рассмотренного влияния напряжения U_{KB} на процессы в эмиттерном переходе. Если в результате увеличения $|U_{KB}|$ ширина базы уменьшилась на величину $dw = w - w'$, а градиент концентрации и с ним плотность дырочного диффузионного тока соответственно возросли, то это означает, что от эмиттерного перехода в единицу времени уходит большее число дырок и увеличивается ток $I_{Э}$.

Для уменьшения тока $I_{Э}$ до прежнего значения можно снизить прямое напряжение $U_{ЭБ}$ на эмиттерном переходе. При этом уменьшится концентрация дырок в базе до значения p'_n и градиент концентрации дырок в базе снизится до прежнего значения (рис. 12-6).

Таким образом, ток $I_{Э}$ зависит не только от напряжения $U_{ЭБ}$, но и в некоторой степени от напряжения U_{KB} . Для сравнения степени влияния этих напряжений на ток $I_{Э}$ используют коэффициент обратной связи по напряжению

$$\mu_{кэ} = - \frac{dU_{KB}}{dU_{ЭБ}} \Big|_{I_{Э} = \text{const}}. \quad (12-42)$$

Определить зависимость коэффициента $\mu_{кэ}$ от физических параметров транзистора можно на основании следующих соображений.

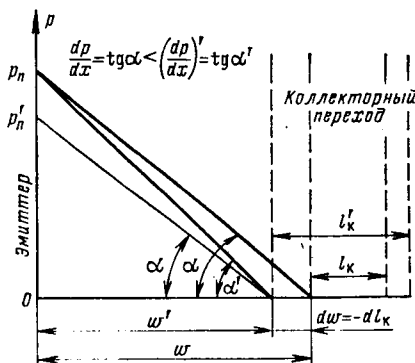


Рис. 12-6. Влияние модуляции ширины базы на градиент концентрации неосновных носителей в базе.

¹ В литературе это явление иногда называют эффектом Эрли.

Изменение концентрации p_n в зависимости от приложенного напряжения определяется выражением (10-30):

$$p_n = p_{n0} e^{U/kT}.$$

Дифференцируя это выражение по U , принимая для нашего случая $p_{n0} = p'_n$ и $U = U_{ЭБ}$, получаем:

$$\frac{p_n - p'_n}{p_n} = \frac{e}{kT} dU_{ЭБ}. \quad (12-43)$$

Из рис. 12-6 видно, что отношение в левой части (12-43) равно dw/w . Подставляя dw/w в (12-43) и используя (12-41), получаем:

$$\begin{aligned} \mu_{кз} &= - \left. \frac{dU_{КБ}}{dU_{ЭБ}} \right|_{I_{Э} = \text{const}} = \\ &= \sqrt{\frac{2eN_d}{\epsilon\epsilon_0}} \frac{ew}{kT} \sqrt{U_{КБ}} \quad (\text{при } I_{Э} = \text{const}). \end{aligned} \quad (12-44)$$

Коэффициент $\mu_{кз}$ по смыслу аналогичен статическому коэффициенту усиления μ электронных ламп. Отличие заключается лишь в том, что $\mu_{кз}$ оценивает сравнительное воздействие напряжений $U_{ЭБ}$ (на входе транзистора) и $U_{КБ}$ (на его выходе) на входной ток $I_{Э}$, а не на выходной I_a , как это имеет место для электронных ламп. Однако, если иметь в виду, что $I_K \approx I_{Э}$, это отличие становится несущественным.

Знак минус в выражении (12-42), как и в случае статического коэффициента усиления электронных ламп, свидетельствует о том, что для поддержания тока $I_{Э}$ постоянным приращению $dU_{ЭБ}$ и $dU_{КБ}$ должны быть противоположны по знаку, т. е. при увеличении отрицательного напряжения $U_{КБ}$ необходимо уменьшать напряжение $U_{ЭБ}$.

Коэффициент $\mu_{кз}$, составляющий для транзисторов примерно 10^4 , свидетельствует о незначительном воздействии выходного напряжения $U_{КБ}$ на ток $I_{Э}$ и, следовательно, на ток I_K .

Процессы в коллекторном переходе. Ток коллектора, согласно (12-8), равен:

$$I_K = \alpha I_{Э} + I_{КБО}.$$

Все величины в правой части этого выражения, как было показано выше, зависят от напряжения $U_{КБ}$; ток $I_{КБО}$ незначительно, но все же зависит от $U_{КБ}$, так как с изменением этого напряжения меняется ширина запирающего слоя в коллекторном переходе и, следовательно, ток $I_{Кг}$. В результате модуляции ширины базы изменяется согласно (12-21) коэффициент α_n , а также ток $I_{Э}$.

В качестве параметра, характеризующего зависимость $I_K = f(U_{КБ})$, служит дифференциальное сопротивление коллекторного перехода:

$$r_{к, \text{диф}} = \left. \frac{dU_{КБ}}{dI_K} \right|_{I_{Э} = \text{const}}. \quad (12-45)$$

Его значение в зависимости от физических параметров, тока I_3 и напряжения U_{KB} можно определить, дифференцируя (12-8), предварительно подставив туда (12-17), положив $\alpha^* = 1$ и воспользовавшись соотношениями (12-21) и (12-41):

$$r_{к, \text{диф}} = \sqrt{\frac{2eN_A U_{KB}}{\epsilon \epsilon_0}} \frac{L_D^2}{\gamma w I_3}. \quad (12-46)$$

Емкость коллекторного перехода C_K , так же как и эмиттерного, содержит барьерную и диффузионную емкости. Емкость $C_{к, \text{бар}}$ можно определить, воспользовавшись выражением (10-66):

$$C_{к, \text{бар}} \approx \frac{\epsilon \epsilon_0 s_K}{l_K} \sqrt{\frac{\Phi_K}{\Phi_K + |U_{KB}|}}, \quad (12-47)$$

где l_K — ширина запирающего слоя в коллекторном переходе при $U_{KB} = 0$. В качестве величины s_K принимают обычно не всю площадь коллекторного перехода, а только ее часть, ограниченную активной частью базы: $s_K \approx s_3$, где s_3 — площадь эмиттерного перехода.

Емкость $C_{к, \text{бар}}$ в большинстве транзисторов относительно невелика (единицы или десятки пикофард), однако ее сопротивление (конечное на не слишком низких частотах) шунтирует высокоомное сопротивление коллекторного перехода и поэтому влияние емкости $C_{к, \text{бар}}$ может быть весьма существенным.

Диффузионная емкость коллекторного перехода C_{KD} , определяемая как отношение приращения заряда дырок в базе к приращению напряжения U_{KB} , приложенного к переходу, имеет существенное значение при работе транзистора в инверсном режиме или в режиме насыщения. В активном режиме емкость C_{KD} значительно меньше диффузионной емкости эмиттерного перехода, так как изменение напряжения U_{KB} не приводит к изменению заряда инжектируемых носителей, как это происходит в эмиттерном переходе. Величина заряда в базе вблизи коллекторного перехода изменяется лишь вследствие модуляции ширины базы.

Итак, мы рассмотрели основные физические процессы в транзисторе. Величины, характеризующие эти процессы, часто называют *физическими параметрами транзистора*. Эти параметры используются в качестве элементов физических эквивалентных схем транзисторов. Кроме того, как будет показано далее, системы других параметров транзистора, характеризующие его работу в статическом режиме, в режимах малого или большого сигнала и др., тесным образом связаны с физическими параметрами. Эта связь позволяет при анализе работы транзистора в той или иной схеме основываться на физических явлениях в приборе и, таким образом, грамотно решать задачи о рациональном построении радиотехнических устройств.

12-3. ТРАНЗИСТОР КАК ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИК

Транзистор является электропреобразовательным прибором, физические процессы в котором используются для преобразования энергии внешних источников постоянных напряжений в энергию преобразуемого сигнала. Токи и напряжения в транзисторе

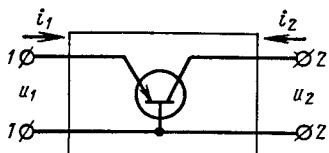


Рис. 12-7. Транзистор как четырехполюсник.

в общем случае связаны нелинейными функциональными зависимостями. Поэтому четырехполюсник, эквивалентный транзистору (рис. 12-7), следует рассматривать как активный нелинейный четырехполюсник.

Как известно из теории цепей, связь между токами и напряжениями в четырехполюснике может быть представлена двумя функциональными зависимостями, причем в качестве аргументов могут быть выбраны любые две из четырех величин: i_1 , i_2 , u_1 и u_2 . Таким образом можно получить шесть пар функциональных зависимостей. Для описания транзистора — четырехполюсника принято использовать лишь две из них:

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= f_1(u_1; u_2); \\ i_2 &= f_2(u_1; u_2); \end{aligned} \right\} \quad (12-48)$$

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= \varphi_1(i_1; i_2); \\ i_2 &= \varphi_2(i_1; u_2). \end{aligned} \right\} \quad (12-49)$$

Эти функции можно записать в виде полных дифференциалов:

$$\left. \begin{aligned} di_1 &= \frac{\partial i_1}{\partial u_1} du_1 + \frac{\partial i_1}{\partial u_2} du_2; \\ di_2 &= \frac{\partial i_2}{\partial u_1} du_1 + \frac{\partial i_2}{\partial u_2} du_2; \end{aligned} \right\} \quad (12-50)$$

$$\left. \begin{aligned} du_1 &= \frac{\partial u_1}{\partial i_1} di_1 + \frac{\partial u_1}{\partial i_2} di_2; \\ di_2 &= \frac{\partial i_2}{\partial i_1} di_1 + \frac{\partial i_2}{\partial i_2} di_2. \end{aligned} \right\} \quad (12-51)$$

Система y -параметров. Уравнения (12-50) уже использовались нами в гл. 3 при рассмотрении электронной лампы как четырехполюсника. Коэффициенты в виде частных производных в уравнениях (12-50) имеют размерность проводимостей, и эти уравнения можно записать в виде¹

$$\left. \begin{aligned} di_1 &= y_{11} du_1 + y_{12} du_2; \\ di_2 &= y_{21} du_1 + y_{22} du_2. \end{aligned} \right\} \quad (12-52)$$

¹ Индексы при величинах y составлены из индексов соответствующих частных производных в уравнениях (12-50) при чтении сверху вниз.

Коэффициенты y_{11} , y_{12} , y_{21} и y_{22} составляют систему y -параметров транзистора, которую мы рассмотрим ниже, в § 12-6.

Система h -параметров. Наиболее употребительна, однако, система уравнений со смешанными h -параметрами, получаемая на основании (12-51):

$$\left. \begin{aligned} du_1 &= h_{11} di_1 + h_{12} du_2; \\ di_2 &= h_{21} di_1 + h_{22} du_2. \end{aligned} \right\} \quad (12-53)$$

В этой системе два коэффициента (h_{12} и h_{21}) безразмерны, h_{11} имеет размерность сопротивления, а h_{22} — размерность проводимости. Физический смысл этих коэффициентов можно уяснить, полагая поочередно в уравнениях (12-53) $di_1 = 0$ и $du_2 = 0$, что соответствует режиму холостого хода на входе четырехполюсника и режиму короткого замыкания на его выходе:

$$h_{11} = \left. \frac{du_1}{di_1} \right|_{du_2=0} \quad (12-54)$$

— входное сопротивление;

$$h_{12} = \left. \frac{du_1}{du_2} \right|_{di_1=0} \quad (12-55)$$

— коэффициент обратной связи по напряжению;

$$h_{21} = \left. \frac{di_2}{di_1} \right|_{du_2=0} \quad (12-56)$$

— коэффициент передачи тока;

$$h_{22} = \left. \frac{di_2}{du_2} \right|_{di_1=0} \quad (12-57)$$

— выходная проводимость.

Таким образом, система уравнений с h -параметрами содержит в качестве коэффициентов величины, характеризующие наиболее важные физические процессы в транзисторе как приборе, управляемом током.

В активном режиме к эмиттерному переходу подключено прямое напряжение и, следовательно, входное сопротивление транзистора мало, напряжение на коллекторном переходе обратное и выходное сопротивление транзистора велико. Таким образом, осуществление режима холостого хода на входе транзистора и режима короткого замыкания на его выходе, что требуется для измерения h -параметров, наиболее удобно.

Связь между системами параметров. Поскольку наряду с системой h -параметров используют также систему y -параметров, полезно знать соотношения между h - и y -параметрами. Удобней всего воспользоваться для этого матричной формой записи уравнений четырехполюсника. Если, например, токи и напряжения рассматривать как составляющие в прямоугольной системе координат

некоторых обобщенных векторов i и u , то система уравнений с y -параметрами запишется в матричной форме:

$$[i] = [y][u], \quad (12-58)$$

где

$$[y] = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} \\ y_{21} & y_{22} \end{bmatrix} \quad (12-59)$$

— матрица полной проводимости четырехполюсника.

Для системы с h -параметрами (обобщенные векторы w_1 и w_2) запишем:

$$[w_1] = [h][w_2], \quad (12-60)$$

где

$$[h] = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{bmatrix}. \quad (12-61)$$

Матрицы $[y]$ и $[h]$ связаны между собой соотношениями

$$[y] = \frac{1}{h_{11}} \begin{bmatrix} 1 & -h_{12} \\ h_{21} & |h| \end{bmatrix}; \quad (12-62)$$

$$[h] = \frac{1}{y_{11}} \begin{bmatrix} 1 & -y_{21} \\ y_{21} & |y| \end{bmatrix}. \quad (12-63)$$

Здесь $|y|$ и $|h|$ — определители соответствующих матриц.

В табл. 12-1 сведены формулы пересчета для отдельных параметров каждой из систем.

Таблица 12-1

Неизвестный параметр	Известный параметр	
	y	h
y	—	$y_{11} = \frac{1}{h_{11}}$ $y_{12} = -\frac{h_{12}}{h_{11}}$ $y_{21} = \frac{h_{21}}{h_{11}}$ $y_{22} = \frac{h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21}}{h_{11}}$
h	$h_{11} = \frac{1}{y_{11}}$ $h_{12} = -\frac{y_{12}}{y_{11}}$ $h_{21} = \frac{y_{21}}{y_{11}}$ $h_{22} = \frac{y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21}}{y_{11}}$	—

12-4. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНЗИСТОРА

Как и для электронных ламп, основными зависимостями между напряжениями и токами, используемыми при инженерных расчетах схем на транзисторах, служат статические характеристики прибора. Если в качестве статических характеристик транзистора избрать функциональные зависимости между любыми двумя величинами из четырех при условии, что одна из двух других будет поддерживаться постоянной, то можно получить двенадцать различных семейств характеристик для каждой из трех схем включения. На практике, естественно, нецелесообразно пользоваться таким количеством взаимосвязанных кривых. Связь между токами и напряжениями в транзисторе принято представлять четырьмя семействами характеристик, выбор которых определен практической рациональностью и связан с наиболее употребительной системой h -параметров.

В качестве статических характеристик транзистора используются:

$$U_1 = f_1(I_1) \text{ при } U_2 = \text{const} \quad (12-64)$$

— семейство *входных характеристик*;

$$U_1 = f_2(U_2) \text{ при } I_1 = \text{const} \quad (12-65)$$

— семейство *характеристик обратной связи по напряжению*;

$$I_2 = \varphi_1(I_1) \text{ при } U_2 = \text{const} \quad (12-66)$$

— семейство *характеристик передачи тока*;

$$I_2 = \varphi_2(U_2) \text{ при } I_1 = \text{const} \quad (12-67)$$

— семейство *выходных характеристик*.

В зависимости от схемы включения транзистора в качестве входных (I_1 и U_1) и выходных (I_2 и U_2) токов и напряжений используются токи и напряжения того или иного электрода.

Наибольшее применение в инженерной практике находят входные и выходные характеристики транзистора. Два других семейства используются значительно реже и, если они не приводятся в справочнике, можно в случае необходимости построить их, используя семейства входных и выходных характеристик.

Статические характеристики идеализированного транзистора. В качестве основы для определения характера аналитических зависимостей (12-64) и (12-67) можно использовать модель транзистора (рис. 12-8, а), включенного по схеме с общей базой. В этой схеме электронно-дырочные переходы изображены в виде двух диодов, включенных навстречу друг другу. Это позволяет рассматривать работу транзистора в активном и инверсном режимах. Коллектирование носителей зарядов, инжектируемых через эмит-

терный переход в активном режиме, отображается генератором $\alpha_1 I_1$. В инверсном режиме носители зарядов инжектируются коллекторным переходом и коллектируются эмиттером. Эти процессы отображаются генератором $\alpha_1 I_2$.

При рассмотрении процессов в этой модели транзистора эффектом модуляции ширины базы, объемными сопротивлениями электродов, влиянием емкостей переходов и т. д. пренебрегают. Таким образом, модель (рис. 12-8, а) представляет собой некоторый идеализированный транзистор.

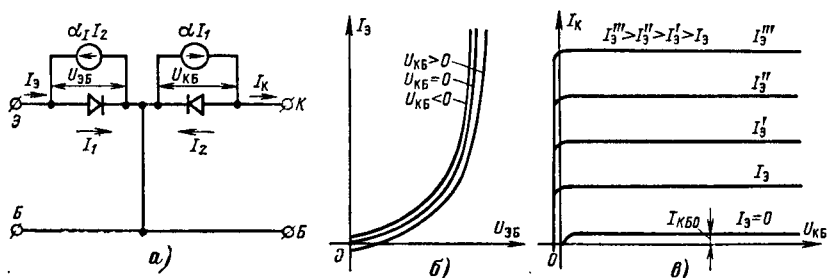


Рис. 12-8. Модель идеализированного транзистора, включенного по схеме ОБ (а) и его входные (б) и выходные (в) характеристики.

Инжектируемый ток в любом из переходов можно представить, используя зависимость (10-52) тока от напряжения на электронно-дырочном переходе при условии короткого замыкания цепи другого перехода. Ток, инжектируемый через эмиттерный переход при замыкании цепи коллектор—база, равен:

$$I_1 = I_{ЭБК} \left(e^{\frac{eU_{ЭБ}}{kT}} - 1 \right). \quad (12-68)$$

При замыкании цепи эмиттер—база ток, инжектируемый через коллекторный переход,

$$I_2 = I_{КБК} \left(e^{\frac{eU_{КБ}}{kT}} - 1 \right). \quad (12-69)$$

Токи в цепях коллектора и эмиттера представляют собой алгебраическую сумму инжектируемого и коллектируемого токов:

$$I_3 = I_1 - \alpha_1 I_2; \quad (12-70)$$

$$I_4 = \alpha_1 I_1 - I_2. \quad (12-71)$$

Подставляя сюда соотношения (12-68) и (12-69), получаем:

$$I_3 = I_{ЭБК} \left(e^{\frac{eU_{ЭБ}}{kT}} - 1 \right) - \alpha_1 I_{КБК} \left(e^{\frac{eU_{КБ}}{kT}} - 1 \right); \quad (12-72)$$

$$I_4 = \alpha_1 I_{ЭБК} \left(e^{\frac{eU_{ЭБ}}{kT}} - 1 \right) - I_{КБК} \left(e^{\frac{eU_{КБ}}{kT}} - 1 \right). \quad (12-73)$$

Решая (12-72) относительно $U_{ЭБ}$, получаем выражение для идеализированных входных характеристик транзистора:

$$U_{ЭБ} = \frac{kT}{e} \ln \left[\frac{I_{Э}}{I_{ЭБК}} + 1 + \alpha \left(e^{\frac{eU_{КБ}}{kT}} - 1 \right) \right]. \quad (12-74)$$

Переписав (12-72) относительно величины $\left(e^{\frac{eU_{ЭБ}}{kT}} - 1 \right)$ и подставив его в (12-73), получим:

$$I_K = \alpha I_{Э} - I_{КБО} \left(e^{\frac{eU_{КБ}}{kT}} - 1 \right). \quad (12-75)$$

В решениях (12-74) и (12-75) использованы выражения (12-12) и (12-13), а также соотношение

$$\alpha I_{ЭБО} = \alpha_I I_{КБО}, \quad (12-76)$$

связывающее между собой четыре независимых параметра и полученное авторами рассматриваемой модели на основании более углубленного анализа.

Выражения (12-74) и (12-75) описывают входные и выходные характеристики идеализированного транзистора (рис. 12-8, б и в).

При $U_{КБ} = 0$ выражение (12-74) принимает вид:

$$U_{ЭБ} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{Э}}{I_{ЭБК}} + 1 \right). \quad (12-77)$$

В активном режиме при $U_{КБ} < 0$ и $|U_{КБ}| \gg \frac{kT}{e}$ выражение в круглых скобках в (12-74) стремится к -1 . Полагая далее $1 - \alpha \approx 0$, запишем (12-74) в следующем виде:

$$U_{ЭБ} \approx \frac{kT}{e} \ln \frac{I_{Э}}{I_{ЭБК}}. \quad (12-78)$$

Следовательно, характеристики в активном режиме ($U_{КБ} < 0$) должны лежать выше кривой, соответствующей значению $U_{КБ} = 0$.

В режиме насыщения ($U_{КБ} > 0$) характеристика смещается вниз и вправо относительно кривой при $U_{КБ} = 0$.

Иначе говоря, при некотором заданном напряжении $U_{ЭБ}$ ток $I_{Э}$ в активном режиме больше, а в режиме насыщения меньше этого тока при $U_{КБ} = 0$. Это объясняется различными значениями градиента концентрации неосновных носителей в базе при этих режимах (см. рис. 12-5).

Выходные характеристики при $U_{КБ} < 0$ соответствуют активному режиму. В этом случае при $|U_{КБ}| \gg kT/e$ величина в скобках в выражении (12-75) стремится к -1 , и это соотношение принимает вид, тождественный (12-8):

$$I_K = \alpha I_{Э} + I_{КБО}. \quad (12-79)$$

При нулевом токе эмиттера в коллекторной цепи протекает ток $I_{КБО}$, величина которого для модели транзистора не зависит

от напряжения U_{KB} и определяется только концентрацией неосновных носителей в базе и коллекторе. С увеличением тока эмиттера возрастает и ток I_K . Поскольку в рассмотренной модели принята независимость величины α от тока I_E , равные приращения тока I_E ($I_E'' - I_E' = I_E' - I_E' \dots$) вызывают и равные приращения коллекторного тока.

В режиме насыщения ($U_{KB} > 0$) развивается инжекция дырок из коллектора в базу, навстречу потоку дырок, движущихся от эмиттера через базу к коллектору. Ток коллектора при этом резко уменьшается.

Реальные характеристики транзистора из-за влияния ряда причин, не учтенных в рассмотренной модели, несколько отличаются от идеализированных, хотя общий характер зависимостей, представленных на рис. 12-8, б и в, сохраняется.

Статические характеристики реального транзистора в схеме ОБ показаны на рис. 12-9 *.

Входные характеристики. При $U_{KB} = 0$ входная характеристика $U_{ЭБ} = f_1(I_E)$ (рис. 12-9, а) практически близка к вольт-амперной характеристике реального диода, отличия которой от характеристики идеализированного диода были рассмотрены в § 11-3. При $U_{ЭБ} < 0$ ток $I_E = I_{ЭБК}$. Этот ток и его зависимость от напряжения $U_{ЭБ}$ определяются рядом физических параметров материала (сравнительные величины составляющих теплового тока, тока генерации и тока утечки), площадью перехода и т. д. При $U_{ЭБ} > 0$ характеристика отличается от характеристики идеализированного транзистора вследствие влияния процессов рекомбинации в эмиттерном переходе, а также за счет падения напряжения на объемном сопротивлении базы.

В активном режиме ($U_{KB} < 0$) реальная характеристика значительно более, чем характеристика идеализированного транзистора, смещается в сторону больших токов I_E . К причине, рассмотренной для идеализированного транзистора, добавляется влияние эффекта модуляции ширины базы. При увеличении отрицательных напряжений U_{KB} коллекторный переход расширяется, протяженность базы уменьшается и при постоянном напряжении $U_{ЭБ}$ ток I_E возрастает в силу растущего градиента концентрации неосновных носителей в базе (см. рис. 12-6).

В режиме насыщения ($U_{KB} > 0$) на величину смещения реальной характеристики в сторону меньших токов I_E также влияет эффект модуляции ширины базы.

Выходные характеристики $I_K = f_2(U_{KB})$ (рис. 12-9, б) в активном режиме при отрицательных напряжениях U_{KB} незначи-

* На характеристиках здесь и далее полярность напряжений указана применительно к транзистору типа $p-n-p$. Для транзистора типа $n-p-n$ полярность напряжений обратная. В качестве положительных направлений токов приняты: ток I_E , текущий во внешней цепи к эмиттеру; ток I_K , текущий во внешней цепи от коллектора; ток I_B , текущий во внешней цепи от базы.

тельно отличаются от характеристик идеализированного транзистора. Отличие прежде всего заключается в некотором росте тока I_K с увеличением отрицательного напряжения U_{KB} (характеристики не параллельны оси абсцисс). Этот наклон характеристик обусловлен влиянием эффекта модуляции ширины базы.

С ростом отрицательного напряжения U_{KB} ширина базы уменьшается, увеличивается градиент концентрации дырок в базе

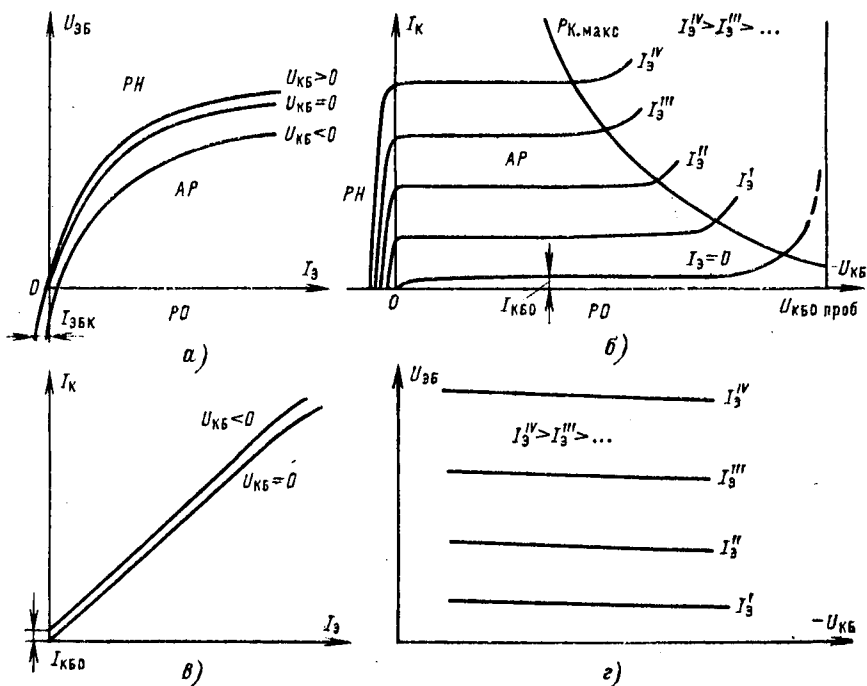


Рис. 12-9. Статические характеристики транзистора, включенного по схеме ОБ.

а — входные; б — выходные; в — передачи тока; г — обратной связи.

и ток $I_{Э}$ должен увеличиться. Для поддержания тока $I_{Э}$ постоянным необходимо уменьшить напряжение $U_{ЭБ}$, обеспечивая условие $dp/dx = \text{const}$ (см. рис. 12-6). При неизменном токе $I_{Э}$, но при более узкой базе уменьшается вероятность рекомбинации дырок в базе, растет коэффициент α и, следовательно, ток I_K .

Этот эффект может быть учтен добавлением в (12-79) дополнительного слагаемого:

$$I_K = \alpha I_{Э} + I_{КБО} + \frac{|U_{KB}|}{r_{к. \text{ диф}}}, \quad (12-80)$$

где $r_{к. \text{ диф}}$ — усредненное дифференциальное сопротивление коллекторного перехода, определяемое выражениями (12-45) и (12-46).

Второе отличие заключается в не всегда равных приращениях тока I_K при одинаковых изменениях тока эмиттера ($I_3'' - I_3' = I_3' - I_3 \dots$). Это объясняется уменьшением коэффициента α при увеличении тока I_3 по причинам, которые мы обсудим ниже.

При больших отрицательных напряжениях U_{KB} наблюдается рост коллекторного тока, обусловленный приближением к области пробоя коллекторного перехода. С увеличением напряжения $|U_{KB}|$ коэффициент лавинного размножения M становится заметно больше единицы [см. выражение (10-60)], а при $|U_{KB}| = U_{\text{проб. лав}}$ коэффициент $M \rightarrow \infty$. С ростом M увеличивается соответственно и ток I_K .

Напряжение U_{KB} , при котором ток $I_K = MI_{KBO}$ ($I_3 = 0$) стремится к бесконечно большой величине, обозначают для транзисторов символом $U_{KBO \text{ проб.}}$. При больших токах I_K лавинный пробой может перейти в тепловой пробой, при котором транзистор выйдет из строя.

На семействе выходных характеристик нанесена кривая максимально допустимой рассеиваемой мощности коллектора $P_{K \text{ макс.}}$, ограничивающая ток I_K и напряжения U_{KB} областью характеристик, лежащих ниже этой кривой.

В области насыщения ($U_{KB} > 0$) коллекторный переход открывается, возникает встречный поток дырок из коллектора в базу и ток I_K резко уменьшается. В этой области реальные характеристики несущественно отличаются от характеристик идеализированного транзистора.

Характеристики передачи тока $I_K = \varphi_1(I_3)$ при $U_{KB} = \text{const}$ (рис. 12-9, в) представляют собой практически почти прямые линии с углом наклона к оси абсцисс, несколько меньшим $\pi/4$, так как $\alpha \approx 0,95 \div 0,99$. При отрицательном напряжении U_{KB} угол наклона характеристики к оси абсцисс несколько увеличивается, что объясняется ростом коэффициента α , обусловленным уменьшением ширины базы за счет расширения коллекторного перехода, при этом, как следует из (12-21) увеличивается коэффициент α_n . При $I_3 = 0$ ток $I_K = I_{KBO}$ и характеристика начинается не из начала координат.

С ростом I_3 характеристики несколько отклоняются от прямолинейных и коэффициент α уменьшается. Это объясняется уменьшением коэффициента инжекции γ , что обусловлено модуляцией сопротивления базы за счет инжектированных из эмиттера в базу носителей.

Характеристики обратной связи $U_{ЭБ} = f_2(U_{KB})$ при $I_3 = \text{const}$ (рис. 12-9, г) отображают сравнительное воздействие напряжений на эмиттере и коллекторе на ток I_3 . Из этих характеристик хорошо видно значительное влияние напряжения $U_{ЭБ}$, воздействующего на высоту потенциального барьера в эмиттерном переходе, на ток I_3 и слабое влияние на этот ток (за счет модуляции ширины базы) напряжения U_{KB} . Последнее отображается незначительным наклоном характеристик к оси абсцисс, так как

при увеличении $|U_{КБ}|$ и для выполнения условия $I_Э = \text{const}$ напряжение $U_{ЭБ}$ необходимо уменьшить. Увеличение расстояний между соседними характеристиками при равных приращениях тока $I_Э$ происходит в соответствии с экспоненциальным законом роста $I_Э$ при увеличении $U_{ЭБ}$.

Статические характеристики в схеме с общим эмиттером. Входные характеристики $U_{БЭ} = f_3(I_Б)$ (рис. 12-10, а) внешние сходны с входными характеристиками в схеме ОБ. Однако ток

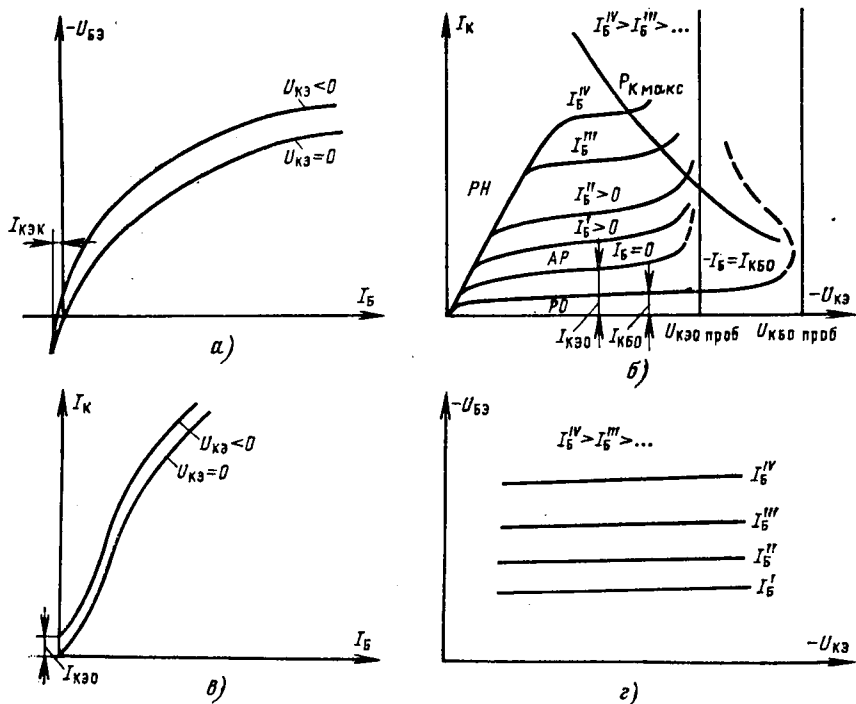


Рис. 12-10. Статические характеристики транзистора, включенного по схеме ОЭ.

а — входные; б — выходные; в — передачи тока; г — обратной связи.

$I_Б \ll I_Э$ и его приращение на единицу напряжения $U_{БЭ}$ значительно меньше. Масштаб по оси токов для кривых на рис. 12-10, а крушней масштаба на рис. 12-9, а. Иное влияние оказывает на кривые и напряжение $U_{КЭ}$. С увеличением отрицательного напряжения $U_{КЭ}$ при $U_{БЭ} = \text{const}$ ток $I_Б$ уменьшается, так как уменьшение ширины базы при этом, естественно, снижает вероятность рекомбинации в базе неосновных носителей.

При $U_{БЭ} = 0$ и $U_{КЭ} < 0$ в базовой цепи течет ток, равный обратному току эмиттер — коллектор — $I_Б = I_{КЭК}$. В соответствии с ранее принятым условием относительно направления

токов (см. споску на с. 304) отрицательный ток базы течет во внешней цепи к базе. При включении положительного напряжения $U_{БЭ}$ отрицательный ток базы несколько увеличивается. Причину этого мы обсудим ниже при рассмотрении выходных характеристик.

Выходные характеристики $I_K = \Phi_4(U_{KЭ})$ при $I_B = \text{const}$ (рис. 12-10, б) отличаются от соответствующих характеристик в схеме ОБ. При $U_{БЭ} = 0$ и $U_{KЭ} = 0$ разность потенциалов между любой парой электродов равна нулю и токи в приборе не текут. Если по-прежнему сохранять условие $U_{БЭ} = 0$ (короткое замыкание цепи база — эмиттер, рис. 12-11), но подать на коллектор относительно эмиттера отрицательное напряжение $-U_{KЭ}$, то в коллекторной цепи потечет обратный ток $I_{КЭК} = I_{КБК}$, так как в режиме короткого замыкания цепи эмиттер—база схемы ОБ и ОЭ ничем не отличаются друг от друга. В базе транзистора ток $I_{КЭК}$ складывается из двух компонентов: тока, текущего от эмиттерного перехода к коллекторному в результате существующего в базе градиента концентрации дырок (см. рис. 12-5, в, кривая 1), тока $-I_B$, втекающего в базу из короткозамкнутой цепи эмиттер—база. Ток $-I_B$ зависит только от напряжения $U_{KЭ}$ и сопротивления коллекторного перехода. Если разорвать цепь эмиттера, то ток в цепи

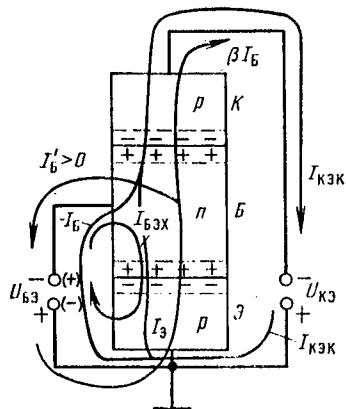


Рис. 12-11. Токи в транзисторе, включенном по схеме ОЭ.

базы не изменится, первый компонент коллекторного тока будет равен нулю; распределение дырок в базе будет соответствовать кривой 2 на рис. 12-5, в, а схема будет тождественна схеме ОБ с разомкнутой цепью эмиттер—база. В цепи коллектора ток уменьшится, следовательно, до значения $I_{КЭО}$, а поскольку цепь тока неразветвленная, то $-I_B = I_{КЭО}$. Рассмотренный случай ($U_{БЭ} = 0$) соответствует границе между режимом отсечки и активным режимом (нижняя кривая на рис. 12-10, б).

Если подать на базу положительное напряжение ($U_{БЭ} > 0$), то эмиттерный переход будет включен в обратном направлении, в базе потечет обратный ток базы $I_{БЭХ}$ (рис. 12-11), часть дырок — неосновных носителей базы, ушедших при $U_{БЭ} = 0$ через коллекторный переход, теперь устремится через эмиттерный переход и ток в цепи коллектора уменьшится.

Область выходных характеристик, лежащая ниже кривой $-I_B = I_{КЭО}$, соответствует режиму отсечки.

При подаче на базу отрицательного напряжения ($U_{БЭ} < 0$) эмиттерный переход открывается и транзистор переходит в актив-

ный режим в том случае, если $|U_{кз}| > |U_{бэ}|$ (коллекторный переход закрыт). В противном случае ($|U_{кз}| < |U_{бэ}|$) разность потенциалов коллектор — база положительна, коллекторный переход оказывается включенным в прямом направлении и транзистор работает в режиме насыщения.

Таким образом, активному режиму соответствует не вся область характеристик, лежащая выше кривой при $-I_B = I_{кбо}$, а лишь та ее часть, где выполняется условие $|U_{кз}| > |U_{бэ}|$. На семействе выходных характеристик (рис. 12-10, б) граница между режимом насыщения и активным режимом отчетливо видна, она проходит через точки излома характеристик. В области режима насыщения ток I_K резко падает с уменьшением отрицательного напряжения $U_{кз}$; в области активного режима кривые $I_K = \varphi_4(U_{кз})$ более пологие.

Рассмотрим вначале характеристики в активном режиме. С подачей на базу отрицательного относительно эмиттера напряжения через эмиттерный переход течет ток, обусловленный инжекцией неосновных носителей в базу. Большая часть этих носителей проходит через базу и собирается коллекторным переходом; меньшая часть этого потока создает в выводе базы за счет рекомбинации положительный ток I'_B , вытекающий из базы и вычитаемый из тока $-I_B$, втекающего в базу (рис. 12-11). С увеличением отрицательного напряжения $U_{бэ}$ ток $I'_B > 0$ растет и при некотором значении этого напряжения результирующий ток в базе оказывается равным нулю ($I_B = 0$), что эквивалентно размыканию цепи базы. При этом ток коллектора возрастает, так как к току $I_{кбо}$ добавляется ток коллектирования βI_B . Поскольку в этом случае $|I_B| = |I_{кбо}|$, то суммарный ток коллектора, обозначаемый $I_{кзо}$, равен:

$$I_{кзо} = I_{кбо} + \beta I_B = I_{кбо}(1 + \beta). \quad (12-81)$$

Это выражение тождественно ранее полученному выражению (12-26).

Рассмотренному случаю соответствует характеристика при $I_B = 0$ на рис. 12-10, б.

Дальнейшее увеличение отрицательного напряжения $U_{бэ}$ сопровождается ростом тока через эмиттерный переход, а значит увеличением положительного тока I_B и тока βI_B , собираемого коллектором. Вследствие этого кривые при больших токах I_B соответствуют возрастающим значениям тока I_K . Однако равные приращения тока I_B ($I''_B - I'_B = I'''_B - I''_B \dots$) вызывают различные по мере роста I_B приращения ΔI_K коллекторного тока. Это объясняется зависимостью коэффициента β от тока I_B , причины которой мы обсудим ниже, при рассмотрении характеристики $I_K = \varphi_3(I_B)$.

Выходные характеристики в схеме ОЭ в активном режиме отличаются большей зависимостью выходного тока I_K от выходного напряжения $U_{кз}$, нежели в активном режиме в схеме ОБ.

Это объясняется следующими причинами. С увеличением отрицательного напряжения $U_{КЭ}$ коллекторный переход расширяется, а база становится уже. Уменьшается при этом вероятность рекомбинации в базе, а следовательно, и базовый ток. Для поддержания тока I_B постоянным необходимо увеличить напряжение $U_{БЭ}$, в результате чего растет инжекция носителей из эмиттера в базу, а следовательно, и коллекторный ток. Поскольку, однако, ток I_B не сильно зависит от напряжения $U_{БЭ}$, то для поддержания тока I_B постоянным требуется существенное изменение $U_{БЭ}$. Таким образом, в схеме ОЭ рост тока I_K при увеличении $U_{КЭ}$ происходит в результате вынужденного для выполнения условия $I_B = \text{const}$ увеличения тока I_B .

Для аналитического описания зависимостей $I_K = \varphi_4(U_{КЭ})$ в активном режиме можно воспользоваться соотношением (12-24), добавив в него по аналогии с (12-80) дополнительное слагаемое, характеризующее зависимость тока I_K от напряжения $U_{КЭ}$:

$$I_K = \beta I_B + I_{КЭ0} + \frac{U_{КЭ}}{r_{К. \text{ днф}}^*}, \quad (12-82)$$

где

$$\bar{r}_{К. \text{ днф}}^* = \frac{\bar{r}_{К. \text{ днф}}}{1 + \beta}. \quad (12-83)$$

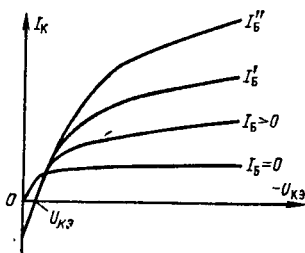


Рис. 12-12. Начальная область выходных характеристик транзистора в схеме ОЭ.

Рассмотрим теперь характеристики в режиме насыщения. Как уже отмечалось, режиму насыщения соответствует часть выходных характеристик, отличающихся резким падением тока I_K с уменьшением отрицательного напряжения $U_{КЭ}$. В точках излома характеристик $|U_{КЭ}| = |U_{БЭ}|$. При дальнейшем уменьшении напряжения $|U_{КЭ}|$ разность потенциалов коллектор — база становится положительной, коллекторный переход оказывается включенным в прямом направлении и поток дырок из базы в коллектор компенсируется встречным диффузионным потоком дырок из коллектора. Ток коллектора быстро падает с уменьшением $|U_{КЭ}|$. Характеристикам с меньшим значением тока $I_B = \text{const}$ соответствуют менее отрицательные значения напряжения $U_{БЭ}$, поэтому переход в режим насыщения происходит при меньших величинах $U_{КЭ}$.

На рис. 12-12 в укрупненном масштабе показана начальная область выходных характеристик в схеме ОЭ. Ток коллектора равен нулю при некотором отрицательном напряжении $U'_{КЭ}$. Это напряжение невелико: для кремниевых транзисторов оно равно нескольким десятым долям вольта. Используя соотношение (12-74) и (12-75) для модели идеализированного транзистора, можно показать, что $U'_{КЭ} \approx \frac{kT}{e} \ln \alpha_I$. Анализ физических причин, объяс-

няющих это явление, выходит за рамки настоящего курса, однако сам факт имеет существенное значение для микромощных, главным образом интегральных, транзисторов.

Как и в схеме ОБ, значительное увеличение отрицательного напряжения на коллекторе приводит к пробое транзистора в схеме с общим эмиттером. Однако напряжение $U_{КЭО \text{ проб}}$, при котором развивается пробой, в этой схеме ($I_B = 0$) меньше напряжения $U_{КБО \text{ проб}}$ для схемы ОБ. В самом деле, в результате лавинного размножения носителей в коллекторном переходе коэффициент α возрастает примерно в M раз, где M — коэффициент лавинного размножения (10-59).

Следовательно,

$$\beta = \frac{M\alpha}{1-M\alpha} \quad (12-84)$$

и лавинный пробой ($\beta \rightarrow \infty$) возникает при $M\alpha \rightarrow 1$.

Напряжение $U_{КЭО \text{ проб}}$ можно определить, используя выражение (10-60) и подставляя туда значение $M = 1/\alpha$:

$$U_{КЭО \text{ проб}} = U_{КБО \text{ проб}} \sqrt[b]{1-\alpha}. \quad (12-85)$$

При $b = 3$ и $\alpha \approx 0,98$ напряжение пробоя в схеме ОЭ оказывается примерно в три раза меньше $U_{КБО \text{ проб}}$.

Напряжение пробоя в схеме ОЭ зависит от тока I_B . С ростом положительного тока базы величина напряжения пробоя уменьшается, и наоборот, при $I_B < 0$ пробой наступает при напряжениях $|U_{КЭ}| > |U_{КЭО \text{ проб}}|$.

Важную роль в развитии пробоя транзистора играют величины сопротивлений резисторов, включенных в цепи базы и коллектора, R_B и R_K . При $R_B = 0$ пробой возникает при напряжениях, равных $U_{КБО \text{ проб}}$; с увеличением R_B напряжение пробоя уменьшается и в случае $R_B \rightarrow \infty$ (обрыв базы) равно $U_{КЭО \text{ проб}}$. Поэтому при включении транзистора в схему необходимо прежде всего подключать вывод базы, чтобы избежать пробоя.

Резистор R_K ограничивает ток в коллекторной цепи. Поэтому при достаточно малом R_K лавинный пробой может перейти в необратимый тепловой пробой.

В транзисторах с высоким удельным сопротивлением базы наблюдается так называемый *эффект смыкания переходов*, при котором часть коллекторного перехода, лежащая в базе, при больших отрицательных напряжениях $U_{КЭ}$ расширяется настолько, что области объемных зарядов эмиттерного и коллекторного перехода смыкаются. Ширина базы w оказывается равной нулю, согласно (12-21) коэффициент $\alpha_n = 1$, коэффициент $\beta \rightarrow \infty$ и наступает пробой.

Характеристики передачи тока $I_K = \Phi_3(I_B)$ (рис. 12-10, в) составляют с осью входного тока значительно больший угол, нежели в схеме ОБ (на рис. 12-10, в масштаб оси I_B крупнее масштаба

оси I_3 на рис. 12-9, в). Это и понятно, так как ток I_B составляет лишь незначительную долю (0,01—0,05) тока эмиттера и, следовательно, во много раз меньше тока I_K . Отклонение характеристик от прямолинейного закона, т. е. зависимость β (I_B), объясняется теми же причинами, что и зависимость α (I_3), но следует иметь в виду, что при изменении α всего лишь на 5% (от 0,9 до 0,95) коэффициент β увеличивается более чем в два раза. Поэтому на характеристике $I_K = f_3(I_B)$ заметно уменьшение β не только в области больших токов I_B , что соответствует уменьшению α при больших токах I_3 , но и снижение коэффициента β при очень малых токах базы. Уменьшение коэффициентов α и β в области малых токов происходит по причине возрастающего относительного влияния тока рекомбинации в эмиттерном переходе и, следовательно, уменьшения коэффициента инжекции γ . В соответствии с этим характером зависимости β (I_B) изменяется и интервал между выходными характеристиками (рис. 12-10, б).

Смещение характеристики при $U_{KЭ} < 0$ в сторону оси коллекторного тока является следствием увеличения тока I_3 , а следовательно, и тока I_K при $I_B = \text{const}$ (подробно это явление рассматривалось при обсуждении выходных характеристик). Как уже отмечалось, ток коллектора при $I_B = 0$ и $U_{KЭ} < 0$ равен $I_{KЭ0}$.

Характеристики обратной связи $U_{БЭ} = f_4(U_{KЭ})$ при $I_B = \text{const}$ (рис. 12-10, в) отличаются от аналогичных характеристик для схемы ОБ иным наклоном к оси абсцисс. Причина этого отличия уже упоминалась при обсуждении влияния напряжения $U_{KЭ}$ на входные характеристики. Она заключается в уменьшении тока I_B при увеличении $|U_{KЭ}|$ за счет модуляции ширины базы в отличие от характерного роста тока I_3 при увеличении напряжения $U_{КБ}$ в схеме ОБ.

12-5. СТАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРА

Статические параметры транзистора характеризуют свойства прибора в статическом режиме, т. е. в том случае, когда к его электродам подключены лишь источники постоянных напряжений.

Система статических параметров транзистора выбирается таким образом, чтобы с помощью минимального числа этих параметров можно было бы наиболее полно отобразить особенности статических характеристик транзистора в различных режимах. Можно выделить статические параметры режима отсечки, активного режима и режима насыщения. К статическим параметрам относятся также величины, отображающие характеристики вблизи пробоя.

Статические параметры в активном режиме. Статическим параметром для этого режима служит *статический коэффициент передачи тока в схеме ОЭ*:

$$h_{21Э} = \frac{I_K - I_{КБ0}}{I_B + I_{КБ0}}. \quad (12-86)$$

Это соотношение совпадает с уже известным соотношением (12-27), и, таким образом, коэффициент $h_{21Э}$ по сути дела является интегральным коэффициентом передачи базового тока β .

В большинстве случаев, однако, статический коэффициент определяют как

$$h_{21Э} = \frac{I_K}{I_E}, \quad (12-87)$$

пренебрегая током $I_{КБ0}$, что вполне допустимо при условии, что $I_E \geq 20I_{КБ0}$. Это неравенство выполняется в большинстве применений транзисторов, исключая лишь случаи так называемых микрорежимов, а также работы при высоких температурах.

Как правило, при инженерных расчетах схем на транзисторах пренебрегают зависимостью тока I_K от напряжений $U_{КБ}$ или $U_{КЭ}$. В этих условиях коэффициент $h_{21Э}$ однозначно определяет положение рабочей точки на статических характеристиках транзистора, если только при этом задан ток I_E или же ток I_E .

В качестве статического параметра активного режима используется также *статическая крутизна прямой передачи в схеме ОЭ*:

$$Y_{21Э} = \frac{I_K}{U_{БЭ}} \Big|_{U_{КЭ} = \text{const}}. \quad (12-88)$$

Статические параметры в режиме отсечки. В качестве этих параметров используются обратные токи в транзисторе, т. е. токи через эмиттерный или коллекторный переход, находящийся под обратным напряжением.

Статические параметры режима отсечки в значительной мере определяют температурную нестабильность работы транзистора и обязательно используются во всех расчетах схем на транзисторах. К числу этих параметров относятся следующие токи, уже обсуждавшиеся в предыдущих параграфах.

Обратный ток коллектора $I_{КБ0}$ — это ток через коллекторный переход при заданном обратном напряжении коллектор — база и разомкнутом выводе эмиттера.

Обратный ток эмиттера $I_{ЭБ0}$ — это ток через эмиттерный переход при заданном обратном напряжении эмиттер — база и разомкнутом выводе коллектора.

Обратный ток коллектора $I_{КБК}$ — это ток через коллекторный переход при заданном обратном напряжении коллектор — база и при замкнутых накоротко выводах эмиттера и базы.

Обратный ток $I_{ЭБК}$ — это ток через эмиттерный переход при заданном обратном напряжении эмиттер — база и при замкнутых накоротко выводах коллектора и базы.

Обратный ток коллектор — эмиттер — ток в цепи коллектор — эмиттер при заданном обратном напряжении $U_{КЭ}$. Этот ток обозначается: $I_{КЭ0}$ — при разомкнутом выводе базы; $I_{КЭК}$ — при коротко замкнутых выводах эмиттера и базы; $I_{КЭБ}$ — при за-

данном сопротивлении в цепи база—эмиттер; $I_{КЭХ}$ — при заданном обратном напряжении $U_{БЭ}$.

Физическая природа обратных токов, используемых в качестве статических параметров, обсуждалась в § 12-2. Связь между токами $I_{КБ0}$, $I_{ЭБ0}$, $I_{КБК}$ и $I_{ЭБК}$ дана соотношениями (12-12) и (12-13).

Статические параметры в режиме насыщения. В качестве параметров в этом режиме используются величины напряжений между электродами транзистора, включенного по схеме ОЭ.

Напряжение насыщения коллектор-эмиттер $U_{КЭ\text{ нас}}$ — это напряжение между выводами коллектора и эмиттера в режиме насыщения при заданных токах базы и коллектора.

Напряжение насыщения база — эмиттер $U_{БЭ\text{ нас}}$ — напряжение между выводами базы и эмиттера в режиме насыщения при заданных токах базы и коллектора.

При измерениях $U_{КЭ\text{ нас}}$ и $U_{БЭ\text{ нас}}$ ток коллектора задается чаще всего равным номинальному значению, а ток базы задается в соответствии с соотношением

$$I_B = K_{\text{нас}} I'_B, \quad (12-89)$$

где $K_{\text{нас}}$ коэффициент насыщения; I'_B — ток на границе насыщения.

В качестве параметра в режиме насыщения иногда используется величина *сопротивления насыщения*

$$r_{\text{нас}} = \frac{U_{КЭ\text{ нас}}}{I_{К\text{ нас}}}, \quad (12-90)$$

где $I_{К\text{ нас}}$ — постоянный ток коллектора в режиме насыщения.

Статические параметры в области пробоя. Основными параметрами в этом режиме служат уже известные нам величины.

Пробивное напряжение коллектор — база $U_{КБ0\text{ проб}}$ — это пробивное напряжение между выводами коллектора и базы при заданном обратном токе коллектора $I_{КБ0}$ и токе $I_Э = 0$.

Пробивное напряжение коллектор — эмиттер — пробивное напряжение между выводами коллектора и эмиттера при заданном токе I_K .

Напряжение $U_{КЭ0\text{ проб}}$ определяется соотношением (12-85):

$$U_{КЭ0\text{ проб}} = U_{КБ0\text{ проб}} \sqrt[1-\alpha]{1-\alpha}.$$

12-6. РАБОТА ТРАНЗИСТОРА С СИГНАЛАМИ МАЛЫХ АМПЛИТУД

При работе транзистора в схемах, как и в случае использования электронных ламп, в цепи его электродов подключаются не только источники постоянных напряжений, но и источники сигналов, подлежащих преобразованию, а также элементы нагрузки (резисторы, обмотки трансформаторов и др.).

Сигналы, преобразуемые в радиотехнических схемах на транзисторах, могут иметь различную форму (гармонические, сложным

образом модулированные, импульсные и др.), а также отличаться по частоте.

Один из простейших случаев — работа транзистора в качестве усилителя низкочастотного (не выше единиц мегагерц) синусоидального сигнала малой амплитуды (малого сигнала). Под термином «*малый сигнал*» понимают такое, например, синусоидальное напряжение $u_c = U_{cm} \sin \omega t$, амплитуда U_{cm} которого достаточно мала, так что в пределах изменения напряжения малого сигнала статические характеристики можно считать (без большой погрешности) линейными, а сам транзистор рассматривать как линейный четырехполюсник.

Работа транзистора в схемах преобразования сигналов более высоких частот, сигналов импульсной формы с малым временем нарастания и спада напряжения или тока либо сигналов с большой амплитудой отличается в каждом из этих случаев специфическими особенностями, которые мы рассмотрим в последующих параграфах.

Транзистор — усилитель малого сигнала. Упрощенная схема одной ступени усилителя на транзисторе, включенном по схеме ОБ, показана на рис. 12-13. Резистор R_3 во входной

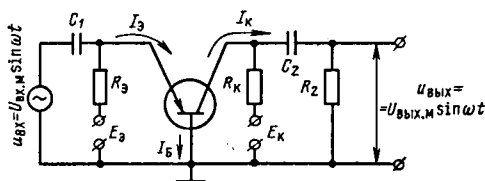


Рис. 12-13. Упрощенная схема усилителя на транзисторе, включенном по схеме ОБ.

цепи транзистора задает постоянный ток эмиттера, в цепи которого включена батарея постоянного напряжения $E_э$. Во входную цепь включают также источник усиливаемого сигнала. Конденсатор C_1 отделяет цепь входного сигнала от цепи $E_э$. В цепи коллектора включен источник постоянного напряжения $E_к$, питающий коллектор через резистор $R_к$, служащий нагрузкой в выходной цепи.

Построение нагрузочной линии основывается на тех же принципах, как и для усилителя на электронной лампе (§ 3-4).

Для коллекторной (выходной) цепи можно записать на основании закона Кирхгофа:

$$E_к = I_к R_к + U_{КБ}, \quad (12-91)$$

или

$$I_к = \frac{E_к}{R_к} - \frac{U_{КБ}}{R_к}. \quad (12-92)$$

В координатах выходных характеристик $I_к = f(U_{КБ})$ выражение (12-92) — это уравнение прямой линии, которую легко построить, вычислив отрезки, отсекаемые этой прямой на осях ординат: при $I_к = 0$ $U_{КБ} = E_к$ и при $U_{КБ} = 0$ $I_к = E_к/R_к$ (рис. 12-14, в). Поскольку ток $I_э$ задан батареей $E_э$ и резистором $R_э$, рабочая точка A' на выходных характеристиках определяется однозначно: в точке пересечения нагрузочной линии с выходной характеристикой, соответствующей заданному току $I_э = I_{э(0)}$.

Как и в случае усилителя на электронной лампе, нагрузочная линия является геометрическим местом точек, соответствующих условию $E_K = \text{const}$ и $R_K = \text{const}$.

Отметив точки пересечения нагрузочной линии с выходными статическими характеристиками, можно построить нагрузочную характеристику и на семействе входных статических характеристик. Однако, как известно, влияние напряжения $U_{КБ}$ на входной ток I_3 очень мало и входные характеристики при различных значениях $U_{КБ}$ очень слабо отличаются друг от друга, образуя узкий пучок близко расположенных кривых (рис. 12-14, а).

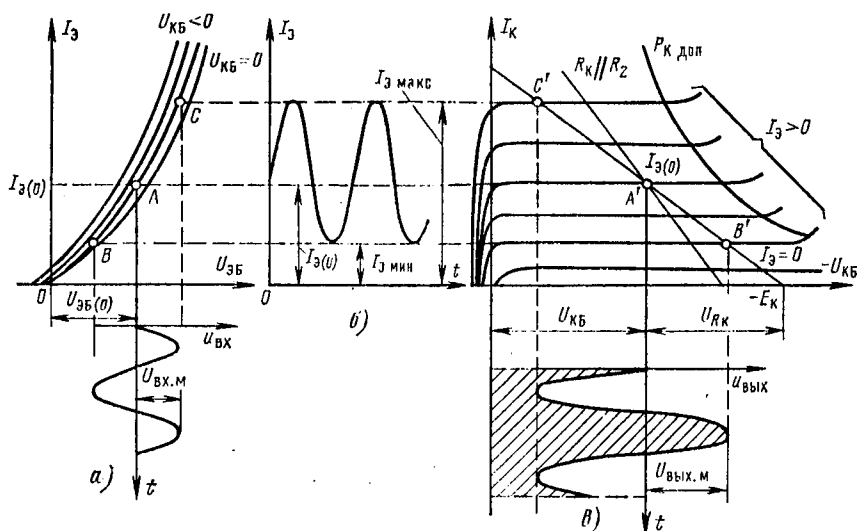


Рис. 12-14. Работа транзистора как усилителя.

а — входные характеристики; б — эиоры тока I_3 ; в — построение нагрузочной прямой на семействе выходных характеристик.

Поэтому для транзистора, как и для пентода, в справочниках и паспортах приводится обычно одна входная характеристика, соответствующая номинальному значению $U_{КБ}$.

Таким образом, нагрузочную входную характеристику можно без большой погрешности заменить статической входной характеристикой, как и сделано на рис. 12-14, а.

Принцип работы усилителя может быть объяснен с помощью построений, выполненных на рис. 12-14. В отсутствие сигнала ($u_{вх} = 0$) напряжение на эмиттерном переходе $U_{ЭБ(0)}$ и ток $I_{3(0)}$ (рабочая точка А на рис. 12-14, а) задаются батареей E_3 и резистором R_3 . При включении генератора сигнала синусоидальное напряжение, показанное на рис. 12-14, а в виде графика $u_{вх}(t)$, алгебраически суммируется с напряжением $U_{ЭБ(0)}$ и рабочая точка перемещается по входной характеристике, описывая траекторию между точками В и С, соответствующими экстремальным

значениям напряжения $u_{\text{вх}}$. Если амплитуда сигнала мала, то участок входной характеристики между точками B и C можно без большой погрешности заменить отрезком прямой линии.

В соответствии с изменением мгновенного значения напряжения $U_{\text{ЭБ}(0)} + u_{\text{вх}}$, в фазе с ним меняется и ток эмиттера (рис. 12-14, б). Поскольку $I_{\text{Э}} \approx I_{\text{К}}$ ($\alpha \approx 0,98$ и более), изменения тока $I_{\text{К}}$ в выходной цепи следуют за изменениями входного тока $I_{\text{Э}}$. Рабочая точка A' на выходных характеристиках при этом перемещается по нагрузочной линии между точками B' и C' .

Протекая через резистор $R_{\text{К}}$, ток $I_{\text{К}}$ создает на нем падение напряжения, причем с увеличением тока $I_{\text{К}}$ (при положительном полупериоде напряжения $u_{\text{вх}}$) возрастает напряжение $U_{\text{РК}} = I_{\text{К}} R_{\text{К}}$, а напряжение между коллектором и базой в соответствии с (12-91) уменьшается. И наоборот, при уменьшении тока $I_{\text{К}}$ напряжение $U_{\text{КБ}}$ растет. Выходным напряжением служит напряжение между коллектором и базой, следовательно, $u_{\text{вых}}$ изменяется в противофазе с током $I_{\text{К}}$, а значит и с напряжением $u_{\text{вх}}$.

Противофазное изменение напряжения $U_{\text{КБ}}$ создает так называемую реакцию выходной цепи: с ростом $u_{\text{вх}}$, $I_{\text{Э}}$ и $I_{\text{К}}$ напряжение $U_{\text{КБ}}$ падает, вследствие чего оно должно противодействовать увеличению выходного тока $I_{\text{К}}$. Однако, поскольку ток $I_{\text{К}}$ практически очень мало зависит от напряжения $U_{\text{КБ}}$ (выходные характеристики идут почти параллельно оси абсцисс), эта реакция, как и в пентоде, весьма незначительна.

Итак, если в цепь коллектора включено большое сопротивление, то амплитуда переменного напряжения, выделяемого на нем ($U_{\text{вых. м}}$ на рис. 12-14, в), во много раз превышает амплитуду $U_{\text{вх. м}}$ входного напряжения. Усилительная ступень обеспечивает усиление напряжения сигнала в $K_{\text{УУ}}$ раз, где

$$K_{\text{УУ}} = \frac{U_{\text{вых. м}}}{U_{\text{вх. м}}} \quad (12-93)$$

— коэффициент усиления по напряжению.

Важнейшими факторами, обеспечивающими работу транзистора в качестве усилителя, впрочем, как и других электронных приборов, являются: возможность легкого управления выходным током в приборе за счет входного сигнала (в транзисторе это осуществляется с помощью входного тока), а также минимальная реакция выходной цепи.

В отличие от электронных ламп, входное сопротивление которых в отсутствие тока в цепи управляющей сетки близко к бесконечности, входное сопротивление транзистора $r_{\text{э. диф}}$ достаточно мало, поэтому при подключении к выходу рассмотренного усилителя следующей ступени следует учитывать влияние ее входного сопротивления на выходную цепь первой ступени. В схеме на рис. 12-13 это обстоятельство учтено включением резистора R_2 , равного по величине входному сопротивлению следующей ступени. Емкость C_2 разделяет по постоянному току выходную

цепь первой ступени от входной цепи последующей ступени. Однако по переменной составляющей резистор R_2 оказывается включенным параллельно резистору нагрузки R_K . Это обстоятельство приводит к изменению угла наклона нагрузочной линии (прямая $R_K // R_2$ на рис. 12-14, в).

Проведенное выше рассмотрение схемы транзисторного усилителя и его работы носит упрощенный характер. Более подробное изложение этого вопроса, выходящее за рамки настоящей книги, служит предметом курса «Усилительные устройства».

Параметры малого сигнала. Для характеристики работы транзистора с сигналами малых амплитуд и при расчете и анализе соответствующих устройств используются так называемые *малосигнальные параметры*. Такими параметрами служат коэффициенты в уравнениях (12-52) и (12-53) линейного четырехполюсника, который был рассмотрен в § 12-3. Малосигнальные параметры являются дифференциальными параметрами.

Как отмечалось выше, при работе транзистора с сигналами малых амплитуд участок характеристики, соответствующий траектории рабочей точки, можно без большой погрешности заменить отрезком прямой линии. В этом случае транзистор эквивалентен линейному четырехполюснику и дифференциалы в выражениях для y - и h -параметров можно заменить абсолютными значениями малых приращений постоянных напряжений и токов в транзисторе или амплитудными значениями переменных напряжений и токов.

Как уже отмечалось, наиболее употребительна система h -параметров. Физический смысл h -параметров применительно к линейному четырехполюснику был вкратце раскрыт в § 12-3 в выражениях (12-54) — (12-57). Применительно к транзистору индексы h -параметров дополняются буквенным обозначением заземленного электрода, а сами h -параметры выражаются отношением абсолютных значений приращений напряжений и токов.

Система h -параметров для схемы с общей базой. Рассмотрим эти параметры, пользуясь выражениями (12-54) — (12-57) и имея в виду, что для схемы ОБ $i_1 = I_Э$; $i_2 = I_K$; $u_1 = U_{ЭБ}$ и $u_2 = U_{КБ}$, а также учитывая связь h -параметров с физическими параметрами транзистора.

Входное сопротивление транзистора

$$h_{11б} = \left. \frac{\Delta U_{ЭБ}}{\Delta I_Э} \right|_{U_{КБ} = \text{const}} \quad (12-94)$$

характеризуется отношением изменения напряжения на входе к вызвавшему его изменению входного тока в режиме короткого замыкания по переменному току на выходе транзистора.

Зависимость величины $h_{11б} = r_{э, \text{диф}}$ от тока $I_Э$ определяется соотношением (12-33). При токе $I_Э \approx 0,1 \div 0,2$ мА. Значение параметра $h_{11б}$ составляет единицы килоом, а при $I_Э \approx 1$ мА — несколько десятков ом.

Коэффициент обратной связи по напряжению

$$h_{126} = \left. \frac{\Delta U_{ЭБ}}{\Delta U_{КБ}} \right|_{I_Э = \text{const}} \quad (12-95)$$

характеризуется отношением изменения напряжения на входе к необходимому изменению напряжения на выходе в режиме холостого хода во входной цепи по переменному току. Иными словами, параметр h_{126} оценивает сравнительное воздействие входного и выходного напряжений на входной ток транзистора.

Зависимость параметра $h_{126} = -\frac{1}{\mu_{КЭ}}$ от физических величин и напряжения $U_{КБ}$ показывает выражение (12-44). Значение h_{126} равно примерно $10^{-3} - 10^{-4}$.

Коэффициент передачи тока

$$h_{216} = \left. \frac{\Delta I_К}{\Delta I_Э} \right|_{U_{КБ} = \text{const}} \quad (12-96)$$

представляет собой отношение приращения выходного тока к вызвавшему его приращению входного тока в режиме короткого замыкания выходной цепи по переменному току.

Параметр $h_{216} = \alpha_d$. Физические процессы в транзисторе, определяющие его значение подробно рассматривались в § 12-2, а зависимость коэффициента α от тока $I_Э$ и напряжения $U_{КБ}$ — в § 12-4.

Для большинства транзисторов $h_{216} = 0,95 \div 0,99$.

Выходная проводимость

$$h_{226} = \left. \frac{\Delta I_К}{\Delta U_{КБ}} \right|_{I_Э = \text{const}} \quad (12-97)$$

— это отношение изменения выходного тока к вызвавшему его изменению выходного напряжения в режиме холостого хода входной цепи по переменному току.

Зависимость параметра $h_{226} = \frac{1}{r_{К. \text{диф}}}$ от физических величин, тока $I_Э$ и напряжения $U_{КБ}$ показывает соотношение (12-46).

Выходная проводимость имеет значение около $10^{-8} - 10^{-7}$ См.

Система h -параметров для схемы с общим эмиттером. В этой схеме $i_1 = I_Б$; $i_2 = I_К$; $u_1 = U_{БЭ}$ и $u_2 = U_{КЭ}$ — входные и выходные токи и напряжения иные, чем в схеме ОБ, но определения всех четырех h -параметров, приведенные для схемы ОБ, сохраняют полностью смысл и для другой схемы включения.

Входное сопротивление

$$h_{11э} = \left. \frac{\Delta U_{БЭ}}{\Delta I_Б} \right|_{U_{КЭ} = \text{const}} \quad (12-98)$$

отличается по величине от параметра h_{116} , так как в отличие от (12-94) в знаменателе (12-98) стоит $\Delta I_Б$ — приращение тока базы, которое значительно меньше, чем $\Delta I_Э$ при том же значении $\Delta U_{ЭБ}$.

При рассмотрении входной характеристики в схеме ОЭ мы уже отмечали более пологий характер кривых $I_B = f(U_{БЭ})$, что и свидетельствует о более высоком входном сопротивлении транзистора в этой схеме. Входное сопротивление $h_{11э}$ в $(1 + \beta)$ раз больше $h_{11б}$, т. е. составляет сотни килоом на начальном участке и единицы килоом при токе I_K около 1 мА.

Коэффициент обратной связи по напряжению

$$h_{12э} = \frac{\Delta U_{БЭ}}{\Delta U_{КЭ}} \bigg|_{I_B = \text{const}} \quad (12-99)$$

аналогичен по смыслу параметру $h_{12б}$ для схемы ОБ. Величина $h_{12э}$ составляет примерно 10^{-3} .

Коэффициент передачи тока базы

$$h_{21э} = \frac{\Delta I_K}{\Delta I_B} \bigg|_{U_{КЭ} = \text{const}} \quad (12-100)$$

— один из важнейших параметров, характеризующих работу транзистора в схеме ОЭ: $h_{21э} \approx \beta_d$. Связь этого параметра с α_d и физические процессы, влияющие на его значение, обсуждались в § 12-2 и 12-4.

Поскольку обычно $\alpha_d = 0,95 \div 0,99$ и более значение $h_{21э}$ составляет несколько десятков или даже сотен.

Выходная проводимость

$$h_{22э} = \frac{\Delta I_K}{\Delta U_{КЭ}} \bigg|_{I_B = \text{const}} \quad (12-101)$$

аналогична по смыслу параметру $h_{22б}$ для схемы ОБ: $1/h_{21б} = r_{K, \text{диф}}^*$ — дифференциальному сопротивлению коллекторного перехода в схеме ОЭ. Вследствие большей зависимости тока I_K от выходного напряжения, нежели в схеме ОБ, величина $h_{22э}$ в десятки раз больше параметра $h_{22б}$ и составляет примерно $5 \cdot 10^{-5}$ См.

Система h -параметров в схеме с общим коллектором. В этой схеме $i_1 = I_B$; $i_2 = I_Э$; $u_1 = U_{БК}$; $u_2 = U_{ЭК}$.

Входное сопротивление

$$h_{11к} = \frac{\Delta U_{БК}}{\Delta I_B} \bigg|_{U_{ЭК} = \text{const.}} \quad (12-102)$$

Значение $h_{11к} \approx h_{11б}$.

Коэффициент обратной связи по напряжению

$$h_{12к} = \frac{\Delta U_{БК}}{\Delta U_{ЭК}} \bigg|_{I_B = \text{const.}} \quad (12-103)$$

В этой схеме $h_{12к} = 1$.

Коэффициент передачи тока

$$h_{21к} = \frac{\Delta I_Э}{\Delta I_B} \bigg|_{U_{ЭК} = \text{const.}} \quad (12-104)$$

Значение этого параметра примерно такое же, как и в схеме ОЭ, так как $I_{\text{Э}} \approx I_{\text{К}}$ и, следовательно, $\Delta I_{\text{Э}} \approx \Delta I_{\text{К}}$.

Выходная проводимость

$$h_{22\text{К}} = \frac{\Delta I_{\text{Э}}}{\Delta U_{\text{ЭК}}} \bigg|_{I_{\text{Б}} = \text{const}} \quad (12-105)$$

Значение $h_{22\text{К}}$ то же, что и в схеме ОЭ: $h_{22\text{К}} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ См.

Формулы, связывающие h -параметры для всех трех схем включения транзистора, определяются выбранными направлениями токов в четырехполюснике. В табл. 12-2 даны формулы для случая, когда токи $I_{\text{Э}}$ и $I_{\text{К}}$ втекают в прибор. При этом $h_{21\text{Б}} = -\alpha_{\text{д}}$.

Т а б л и ц а 12-2

Схема ОБ	Схема ОЭ	Схема ОК
$h_{11\text{Б}}$	$h_{11\text{Э}} \approx \frac{h_{11\text{Б}}}{1 + h_{21\text{Б}}}$	$h_{11\text{К}} \approx \frac{h_{11\text{Б}}}{1 + h_{21\text{Б}}}$
$h_{12\text{Б}}$	$h_{12\text{Э}} \approx \frac{h_{11\text{Б}} h_{22\text{Б}}}{1 + h_{21\text{Б}}} - h_{12\text{Б}}$	$h_{12\text{К}} \approx 1$
$h_{21\text{Б}}$	$h_{21\text{Э}} \approx -\frac{h_{21\text{Б}}}{1 + h_{21\text{Б}}}$	$h_{21\text{К}} \approx -\frac{1}{1 + h_{21\text{Б}}}$
$h_{22\text{Б}}$	$h_{22\text{Э}} \approx \frac{h_{22\text{Б}}}{1 + h_{21\text{Б}}}$	$h_{22\text{К}} \approx \frac{h_{22\text{Б}}}{1 + h_{21\text{Б}}}$

Система y -параметров содержит коэффициенты в виде частных производных в уравнениях (12-50) для четырехполюсника. Эти параметры, имеющие размерность проводимостей, являются дифференциальными проводимостями транзистора.

Система y -параметров часто используется при работе транзистора с малыми сигналами высокой частоты, когда токи и напряжения в транзисторе становятся комплексными величинами (см. далее § 12-7). Поэтому в качестве y -параметров используются полные проводимости транзистора в режиме малого сигнала.

Так же как и для h -параметров, к цифровому индексу y -параметров добавляется буквенный индекс б, э или к соответственно для схем ОБ, ОЭ и ОК.

Входная полная проводимость

$$Y_{11} = \frac{\Delta i_1}{\Delta \dot{U}_1} \bigg|_{U_2 = \text{const}} \quad (12-106)$$

определяется отношением изменений комплексных величин входного тока к вызванному им изменению напряжения на входе при коротком замыкании по переменному току на выходе.

$$Y_{12} = \frac{\Delta i_1}{\Delta \dot{U}_2} \Big|_{U_1 = \text{const}} \quad (12-107)$$

характеризуется отношением изменений комплексных величин входного тока к вызвавшему его изменению выходного напряжения в режиме короткого замыкания по переменному току на входе.

Полная проводимость прямой передачи

$$Y_{21} = \frac{\Delta i_2}{\Delta \dot{U}_1} \Big|_{U_2 = \text{const}} \quad (12-108)$$

— это отношение изменений комплексных величин выходного тока к вызвавшему его изменению входного напряжения при коротком замыкании по переменному току на выходе.

Выходная полная проводимость

$$Y_{22} = \frac{\Delta i_2}{\Delta \dot{U}_2} \Big|_{U_1 = \text{const}} \quad (12-109)$$

определяется отношением изменений комплексных величин выходного тока к вызвавшему его изменению напряжения на выходе в режиме короткого замыкания по переменному току на входе.

Смысл величин и выходных токов и напряжений для схем ОБ, ОЭ и ОК был определен при рассмотрении h -параметров.

Из четырех y -параметров только модуль проводимости Y_{11} , являясь величиной взаимобратной h_{11} (в обоих случаях осуществляется короткое замыкание по переменному току на выходе), совпадает по смыслу с соответствующей величиной в системе h -параметров и ее физическим эквивалентом — дифференциальным сопротивлением $r_{э, \text{диф}}$ в схеме ОБ.

Модуль выходной проводимости Y_{22} , определяемой при условии $U_1 = \text{const}$, отличается по смыслу от выходной проводимости h_{22} , для которой требуется условие $I_1 = \text{const}$.

Формулы пересчета от y -параметров к h -параметрам были даны в табл. 12-1.

Определение малосигнальных параметров по статическим характеристикам транзистора осуществляется наиболее просто для системы h -параметров. Все четыре параметра этой системы могут быть определены по двум семействам характеристик: обратной связи и передачи тока или же по семействам входных и выходных характеристик (рис. 12-15). Для этого необходимо прежде всего выполнить графически условия, при которых определяются параметры: провести через заданную рабочую точку линии, параллельные осям координат и соответствующие, таким образом, условию постоянства тех или иных токов и напряжений. Второму условию постоянства тока или напряжения отвечает сама характеристика. Так, например, на входных характеристиках в схеме ОБ (рис. 12-15, а) мы получаем условия: $I_э = \text{const}$ и $U_{кб} = \text{const}$. Точки пересечения проведенных линий с двумя

характеристиками являются границами отрезков, величины которых определяют соответствующие приращения напряжений и токов. Для входных характеристик (рис. 12-15, а) соответственно определяются: $\Delta I_3 = I_3' - I_3''$; $\Delta U_{3Б} = U_{3Б}' - U_{3Б}''$ и $\Delta U_{КБ} = |U_{КБ}'| - |U_{КБ}''|$. Последнее приращение определяется как разность постоянных напряжений $U_{КБ}$ для двух соседних характеристик.

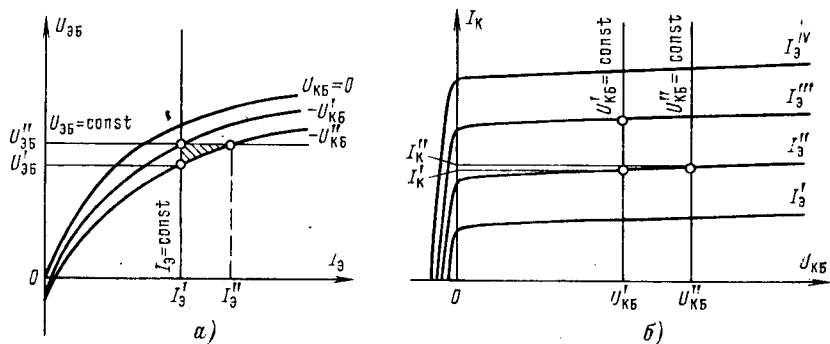


Рис. 12-15. Определение h -параметров по статическим характеристикам. а — определение параметров h_{11} и h_{12} по семейству входных характеристик; б — определение параметров h_{21} и h_{22} по семейству выходных характеристик.

Значения h -параметров подсчитываются по формулам (12-94) — (12-97). Используя измеренные на входных характеристиках приращения, можно определить, следовательно, $h_{11} = \Delta U_{3Б} / \Delta I_3$ и $h_{12} = \Delta U_{3Б} / \Delta U_{КБ}$.

Легко усмотреть, что два других h -параметра могут быть подсчитаны с использованием приращений, измеренных по выходным характеристикам (рис. 12-15, б). Используя аналогичную методику, можно определить h -параметры по семействам двух других характеристик.

12-7. РАБОТА ТРАНЗИСТОРА С ВЫСОКОЧАСТОТНЫМИ И ИМПУЛЬСНЫМИ СИГНАЛАМИ

До сих пор мы рассматривали работу транзистора либо в статическом режиме при постоянных напряжениях и токах, либо при воздействии переменных напряжениях низкой частоты, когда время периода колебаний T подводимого к транзистору сигнала значительно больше времени протекания физических процессов в приборе (времени диффузии или дрейфа носителей, заряда или разряда диффузионной и барьерной емкостей и др.).

Однако знакомство с основными физическими процессами в транзисторе в статическом режиме не оставляет сомнения в их инерционности. Эта инерционность проявляется, например, в диффузионном движении носителей в базе. Влияние на работу прибора в области высоких частот оказывают емкости C_3 и $C_К$ эмиттер-

ного и коллекторного переходов. Эти емкости включены параллельно сопротивлениям переходов $r_{э, пер}$ и $r_{к, пер}$. На низких частотах реактивные сопротивления емкостей $C_э$ и $C_к$ очень велики и их шунтирующим действием можно пренебречь. С увеличением частоты реактивные сопротивления емкостей уменьшаются и их шунтирующее действие становится весьма существенным. Кроме того, на высоких частотах постоянные времена заряда и разряда емкостей $C_э$ и $C_к$ становятся соизмеримыми с периодом колебаний.

В общем случае емкости $C_э$ и $C_к$ включают как барьерные, так и диффузионные емкости переходов. В зависимости от режима работы транзистора (прямого или обратного напряжения на переходе) определяется степень влияния той или иной емкости.

Таким образом, в области высоких частот или при работе с импульсными сигналами период колебаний или же время нарастания и спада импульсного напряжения (длительность фронтов импульса) могут быть весьма малы, так что их величины будут соизмеримы с временем протекания физических процессов в транзисторе. В этих условиях появляются фазовые сдвиги между напряжениями и токами в приборе, характеристические проводимости транзистора становятся комплексными величинами, изменяются по величине другие параметры прибора и, что особенно важно, коэффициент передачи тока. Уменьшение с ростом частоты коэффициента передачи тока α обусловлено в основном уменьшением двух его компонентов: коэффициента инжекции γ и коэффициента α_n переноса дырок через базу.

Так, например, емкость $C_э$ эмиттерного перехода включена параллельно сопротивлению эмиттерного перехода $r_{э, пер}$, и, следовательно, входная проводимость транзистора — комплексная величина:

$$Y_{116} = \frac{1}{r_{э, пер}} + i\omega (C_{эD} + C_{э, бар}). \quad (12-110)$$

Емкости $C_{эD}$ и $C_{э, бар}$ определяют инерционность процессов в эмиттерном переходе, но роль их в этих процессах различна. Напомним, что емкость $C_{эD}$ определяется величиной заряда ΔQ , накопленного в базе в результате инжекции неосновных носителей заряда (10-68). Следовательно, диффузионная емкость как бы заряжается неосновными носителями зарядов, а время ее заряда соответствует времени установления стационарного закона распределения неосновных носителей в базе.

Барьерная же емкость обусловлена в основном неподвижными зарядами ионизированных атомов примеси, оставшихся некомпенсированными в запирающем слое перехода в результате ухода оттуда основных носителей заряда. Или, иначе говоря, барьерная емкость заряжается основными носителями зарядов, и ток ее заряда не связан с процессом инжекции, а значит и не передается в коллектор.

Таким образом, ток инжекции через эмиттерный переход обусловлен не полной проводимостью $Y_{11б}$, а лишь ее частью: двумя первыми слагаемыми. Часть тока, текущего через эмиттерный переход, обусловлена реактивной проводимостью $i\omega C_{э. бар}$. Вследствие этого отношение тока инжекции к полному току в эмиттерном переходе уменьшается; снижается, следовательно, и коэффициент инжекции γ , а с ним в соответствии с (12-17) и коэффициент передачи тока α . Отставание тока инжекции от тока, питающего транзистор, характеризуют некоторым временем:

$$t_{ад\gamma} \approx r_{э, пер} C_{э. бар}. \quad (12-114)$$

Комплексный характер проводимости $Y_{11б}$ свидетельствует также о наличии фазового сдвига между током через эмиттерный переход и напряжением на переходе. При подаче в цепь эмиттера импульса тока, напряжение на эмиттерном переходе нарастает не мгновенно, а в течение времени заряда емкости $C_{э}$ через сопротивление эмиттера и часть объемного сопротивления базы $r'_б$ — сопротивление между эмиттерным переходом и выводом базы. Появляется сдвиг фаз не только между напряжением на переходе и полным током через эмиттерный переход, но также между этим током и током инжекции, так как величина последнего обусловлена напряжением на переходе.

Не менее важную роль играют процессы в базе транзистора. Предположим, например, что процессы в эмиттерном переходе безынерционны и при подаче в цепь эмиттера импульса тока ток инжекции скачком изменяется от нуля до некоторого значения $I_{эр}$.

Инжектированные дырки достигают коллекторного перехода не мгновенно, так как время их диффузии в базе конечно. В течение интервала $t_{ад\alpha}$ времени движения фронта инжектированных дырок через базу к коллектору его ток вообще не меняется. Ток I_K начинает расти по мере прихода инжектированных дырок, диффундирующих в базе, к коллекторному переходу. Поскольку распределение тепловых скоростей дырок описывается законами статистики, время их движения к коллектору различно. Проходит некоторое время $t_{нр}$, в течение которого ток I_K нарастает до значения, близкого к стационарному.

Инерционность движения дырок в базе сказывается и в случае работы транзистора, например, в качестве усилителя синусоидального напряжения высокой частоты. Если время движения инжектированных носителей от эмиттера к коллектору сравнимо с периодом усиливаемого сигнала, то закон изменения концентрации дырок в базе, инжектированных эмиттером, не будет описываться кривой, монотонно убывающей от эмиттера к коллектору. Предположим, например, что в какой-то момент времени полярность переменного напряжения сигнала такова, что высота по-

тенциального барьера эмиттер — база уменьшилась. Поток дырок, следовательно, увеличился. Если в течение половины периода дырки успеют пройти только часть расстояния от эмиттера до коллектора, то кривая изменения концентрации дырок в базе достигнет максимума где-то в середине базы, так как в этот момент барьер эмиттер — база увеличится и число инжектируемых дырок значительно уменьшится. Вследствие этого в базе наряду с диффузионным движением дырок в прямом направлении возникнет диффузионное движение дырок в обратном направлении. Коллекторный ток уменьшится, а следовательно, упадет и коэффициент α . Инерционные процессы в базе приводит также к фазовому сдвигу между токами $I_{Эр}$ и $I_{Кр}$, и, следовательно, коэффициент α становится комплексной величиной.

Отличаются инерционностью и процессы в базе, сопровождающие выключение импульса тока в цепи эмиттера. Накопившиеся в базе в результате инжекции неосновные носители покидают базу при падении тока $I_{Эр}$ до нуля не мгновенно, а в течение некоторого времени рассасывания $t_{рас}$. За это время неосновные носители рассасываются, уходя из базы через оба перехода, а также рекомбинируя в самой базе.

Итак, на основании изложенного можно прийти к выводу, что при работе транзистора с высокочастотными или импульсными сигналами изменение претерпевает главным образом коэффициент передачи тока. Коэффициенты $\alpha \approx h_{21б}$ в схеме ОБ и $\beta \approx h_{21э}$ в схеме ОЭ становятся комплексными, причем одновременно с частотой изменяются как модули коэффициентов передачи тока $|h_{21б}|$ и $|h_{21э}|$, так и фазовый угол между входным и выходным токами.

Для характеристики работы транзисторов с высокочастотными и импульсными сигналами используется ряд параметров. Одна группа параметров представляет собой временные интервалы, характеризующие форму импульса тока в коллекторной цепи при подаче на вход транзистора переключающего импульса прямоугольной формы. Эти параметры мы обсудим ниже, после рассмотрения работы транзистора в схеме ключа.

Другая группа параметров — это значения частот, при которых коэффициенты передачи тока уменьшаются до определенной величины.

Высокочастотные параметры. В общем случае зависимость коэффициента $h_{21б}$ от времени можно представить функцией [24]

$$h_{21б}(t) = h_{21б} (1 - e^{-t/t_{нр}}). \quad (12-112)$$

Это выражение не учитывает времени задержки $t_{зд} = t_{зд\gamma} + t_{зд\alpha}$. При учете времени $t_{зд}$ функция (12-112) справедлива при $t \geq t_{зд}$; при $t < t_{зд}$ функция $h_{21б}(t) = 0$.

Частотная характеристика, соответствующая (12-112), имеет вид:

$$\dot{h}_{216} = \frac{h_{2160} e^{-ic(f/f_{h216})}}{1 + i \frac{f}{f_{h216}}}. \quad (12-113)$$

Здесь c — безразмерный коэффициент, зависящий от $t_{зд\gamma}$ и изменяющийся от 0,25, когда время $t_{зд\gamma} \gg t_{пр}$, и до 0,65, когда $t_{зд\gamma} \approx t_{пр}$.

Амплитудно-частотная и фазо-частотная характеристики, соответствующие (12-112), имеют следующий вид:

$$|\dot{h}_{216}| = \frac{h_{2160}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{h216}}\right)^2}}; \quad (12-114)$$

$$\varphi_{h_{216}} = \text{arctg} \left(\frac{f}{f_{h216}} \right). \quad (12-115)$$

В выражениях (12-113) — (12-115) h_{2160} — коэффициент передачи тока на низкой частоте.

Величина f_{h216} называется *предельной частотой коэффициента передачи тока в схеме ОБ*. Как это следует из (12-114), f_{h216} — это частота, на которой коэффициент h_{216} — уменьшается по модулю в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с его значением на низкой частоте.

Частотные характеристики коэффициента h_{213} в схеме ОЭ имеют вид, аналогичный (12-113) — (12-115):

$$\dot{h}_{213} = \frac{h_{2130} e^{-i(f/f_{h213})}}{1 + i \frac{f}{f_{h213}}}; \quad (12-116)$$

$$|\dot{h}_{213}| = \frac{h_{2130}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{h213}}\right)^2}}; \quad (12-117)$$

$$\varphi_{h_{213}} = \text{arctg} \left(\frac{f}{f_{h213}} \right). \quad (12-118)$$

В этих выражениях f_{h213} — предельная частота коэффициента передачи тока в схеме ОЭ — частота, при которой коэффициент передачи тока h_{213} уменьшается по модулю в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с его значением на низкой частоте.

Частота f_{h213} значительно меньше f_{h216} и связана с последней соотношением

$$f_{h213} = (1 - h_{2160}) f_{h216} = \frac{f_{h216}}{1 + h_{2130}}. \quad (12-119)$$

Отсюда, в частности, видно, что модуль $|h_{213}|$ быстрее убывает с частотой, нежели модуль $|h_{216}|$, а фазовый сдвиг φ_{h213} между

токами $\dot{I}_B$ и $\dot{I}_K$ значительно больше фазового сдвига между токами $\dot{I}_B$ и $\dot{I}_K$. Эти выводы иллюстрируются векторной диаграммой токов в транзисторе (рис. 12-16). С ростом частоты увеличивается угол $\varphi_{h21б}$, снижается ток $|\dot{I}_K|$, а значит и модуль $|h_{21б}|$, но еще быстрее растет модуль тока $|\dot{I}_B|$, а следовательно, столь же быстро уменьшается и модуль $|h_{21а}|$.

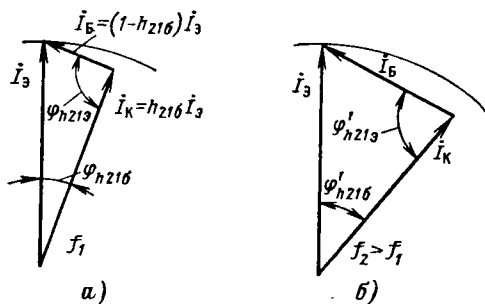


Рис. 12-16. Векторная диаграмма токов в транзисторе на высокой частоте (а) и на более высокой частоте (б).

Зависимости величин $|h_{21б}|$, $|h_{21а}|$ и $\varphi_{h21б}$ от частоты даны на рис. 12-17.

При весьма высоких частотах, превышающих в несколько раз частоту $f_{h21а}$, единиц в знаменателе (12-117) можно пренебречь и это соотношение записать в виде

$$f = \frac{h_{21а0} f_{h21а}}{|h_{21а}|}. \quad (12-120)$$

Частоту $f = f_{гр}$, при которой модуль коэффициента передачи тока в схеме ОЭ $|h_{21а}|$ экстраполируется к единице, называют *граничной частотой коэффициента передачи тока в схеме ОЭ*:

$$f_{гр} = h_{21а0} f_{h21а}. \quad (12-121)$$

Частота $f_{гр}$ легче поддается измерению, чем предельная частота. Поэтому в справочниках обычно и приводится значение $f_{гр}$. Как это видно из (12-121) и рис. 12-17, различие между $f_{гр}$ и $f_{h21а}$ весьма существенно.

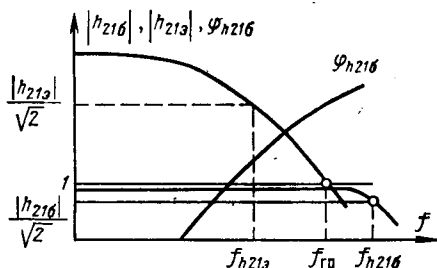


Рис. 12-17. Зависимость параметров $h_{21б}$, $h_{21а}$, $\varphi_{h21б}$ от частоты и определение высокочастотных параметров транзистора (величины по осям ординат отложены в логарифмическом масштабе).

Еще один параметр — максимальная частота генерации, характеризует частотные свойства транзистора при его работе в схеме автогенератора. В этом случае важную роль играет коэффициент усиления по мощности

$$K_{yP} = \frac{P_{вых}}{P_{вх}}, \quad (12-122)$$

так как в режиме автогенерации часть мощности с выхода транзистора отводится через цепь положительной обратной связи к его входу.

В общем случае, рассматривая транзистор как активный линейный четырехполюсник, можно K_{yP} представить в виде

$$K_{yP} = \frac{u_2 i_2}{u_1 i_1}. \quad (12-123)$$

Используя систему уравнений с h -параметрами и имея в виду, что выходное напряжение сигнала выделяется на резисторе нагрузки R_H , включенном в выходную цепь ($u_2 = -i_2 R_H$), можно выражение (12-123) записать в виде

$$K_{yP} \approx \frac{h_{21}^2}{h_{11}} R_H. \quad (12-124)$$

Отсюда следует, что с увеличением частоты сигнала и при соответствующем уменьшении коэффициентов $h_{21\beta}$ (или $h_{21\alpha}$) снижается и коэффициент усиления по мощности K_{yP} . При условии $K_{yP} = 1$ транзистор уже не может быть использован в схеме генератора.

Частота $f_{\text{макс}}$, при которой $K_{yP} = 1$, называется *максимальной частотой генерации транзистора*.

Снижение коэффициента K_{yP} с ростом частоты объясняется не только уменьшением коэффициента $h_{21\beta}$ (или $h_{21\alpha}$). Наиболее серьезное влияние оказывает барьерная емкость коллекторного перехода, которая через часть объемного сопротивления базы r'_b оказывается включенной параллельно резистору нагрузки R_H . На высоких частотах сопротивление цепи $r'_b + 1/j\omega C_{к.бар}$ снижается и через нее ответвляется значительная часть выходного тока. Поэтому частота $f_{\text{макс}}$ существенным образом зависит от r'_b и $C_{к.бар}$.

Как следует из проведенного рассмотрения, высокочастотные параметры обусловлены допустимым уменьшением коэффициента передачи тока до того или иного значения. В свою очередь уменьшение коэффициента передачи тока с повышением частоты — следствие инерционности ряда физических процессов в транзисторе, среди которых одну из важных ролей играет величина t_D — среднего времени диффузии инжектированных носителей — дырок в базе, при условии, что $\omega \ll L_p$ [см. (9-121)]. Поэтому в литературе высокочастотные параметры часто выражают через время t_D :

$$f_{h21\beta} \approx \frac{1}{t_D} \approx \frac{2D}{w^2}; \quad (12-125)$$

$$f_{h21\alpha} \approx \frac{1}{(1 + h_{21\beta 0}) t_D} \approx \frac{2D}{w^2 (1 + h_{21\beta 0})}; \quad (12-126)$$

$$f_{гp} \approx \frac{f_{h21\beta 0}}{t_D} \approx \frac{2D f_{h21\beta 0}}{w^2}. \quad (12-127)$$

Работа транзистора с импульсным сигналом большой амплитуды. Этот случай, называемый часто в литературе *режимом большого сигнала*, характерен для работы транзистора в логических схемах, широко используемых в цифровых вычислительных устройствах и машинах. Простейшим примером схем такого класса может служить схема транзисторного ключа (рис. 12-18, а).

Работу транзистора в этой схеме легко уяснить, пользуясь рис. 12-18, б, где на выходных характеристиках построена нагрузочная прямая. Методика ее построения рассматривалась ранее (§ 12-6).

Если на вход транзистора между базой и эмиттером подано положительное, а на коллектор относительно эмиттера — отрицательное напряжение, то транзистор работает в режиме отсечки,

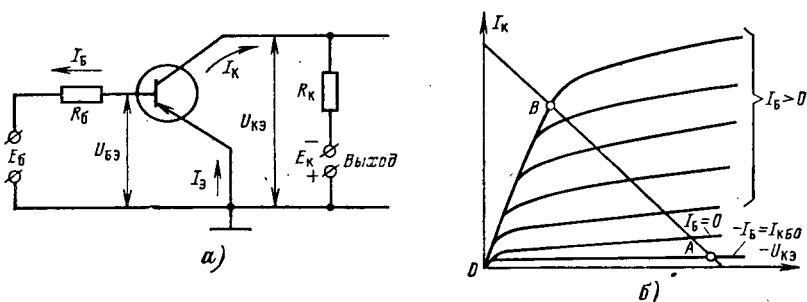


Рис. 12-18. Схема транзисторного ключа (а) и положение рабочей точки на семействе выходных характеристик (б).

или, как говорят, «ключ закрыт». Рабочая точка *A* находится на пересечении нагрузочной прямой с характеристикой $-I_B = I_{KB0}$. Ток в цепи коллектора мал, а напряжение $U_{кэ}$ близко к величине E_k .

При резком изменении полярности напряжения во входной цепи эмиттерный переход включается в прямом направлении и ток базы становится положительным. Если ток I_B , определяемый э. д. с. $E_б$ и сопротивлением $R_б$, достаточно большой, то рабочая точка, перемещаясь по нагрузочной прямой, может оказаться в точке *B*. Транзистор, таким образом, переходит вначале в активный режим, а затем в режим насыщения. Рабочая точка *B* соответствует положению «ключ открыт», при котором ток коллектора велик, а напряжение $U_{кэ}$ мало.

Таким образом, меняя полярность входного напряжения или тока, можно переключать транзистор из открытого состояния (I_k велик) в закрытое ($I_k \rightarrow 0$), используя схему транзисторного ключа в качестве бесконтактного прерывателя тока в цепи нагрузки. Для переключения транзистора обычно используют ступенчато изменяющееся напряжение или ток, так что время изменения их полярности может быть много меньше времени

протекания физических процессов в приборе. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

На рис. 12-19, а показаны эюры токов в цепях базы и коллектора при переключении транзистора из закрытого состояния в открытое и обратно, а на рис. 12-19, б кривые распределения неосновных носителей в базе в различные моменты времени.

В течение времени $0 - t_1$ транзистор находится в режиме отсечки и ток $I_K = I_{KBO}$. Распределение неосновных носителей в базе описывается кривой 1. В момент t_1 скачкообразно изме-

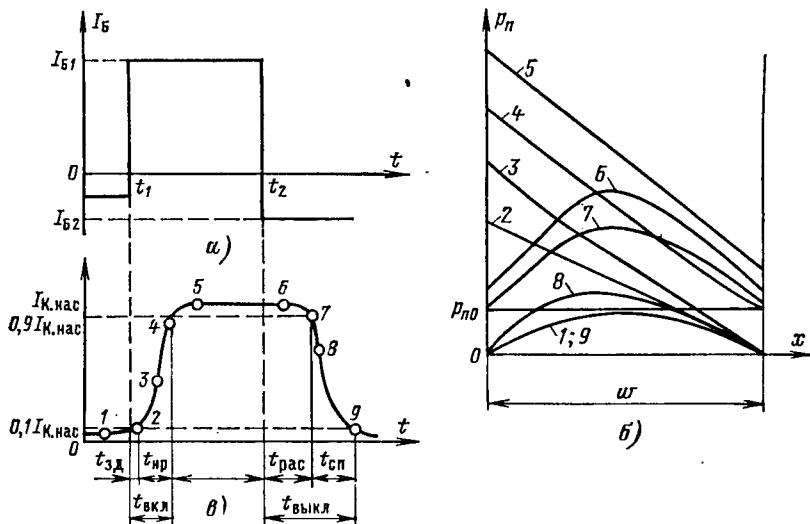


Рис. 12-19. Эюры токов в цепях базы (а) и коллектора (а) и кривые распределения неосновных носителей в базе транзистора (б).

няется полярность тока I_B , однако ток коллектора начинает заметно расти лишь по прошествии интервала времени $t_{зд} = t_{зд\gamma} + t_{зд\alpha}$. Время $t_{нр}$, как отмечалось выше, определяется статистическим разбросом скоростей диффундирующих в базе дырок.

По мере заряда емкости C_z эмиттерного перехода он открывается все больше, концентрация дырок в базе у эмиттерного перехода растет (кривые 2, 3, 4 на рис. 12-19, б), увеличивается и ток коллектора. В течение времени $t_{нр}$ в базе накапливается заряд дырок, концентрация которых у коллекторного перехода достигает равновесного значения p_{n0} (кривая 4).

Однако рост тока I_K ограничен резистором R_K в цепи коллектора. Поэтому число дырок, уходящих из коллектора во внешнюю цепь, меньше числа дырок, приходящих в коллектор из базы. В результате в коллекторе накапливаются дырки, которые компенсируют отрицательный объемный заряд у коллекторного

перехода, потенциальный барьер снижается, коллекторный переход открывается, и транзистор переходит в режим насыщения. Концентрация дырок в базе у коллекторного перехода превышает при этом равновесное значение p_{n0} (кривая 5 на рис. 12-19, б), а в цепи коллектора течет ток насыщения, значение которого определяется э.д.с. E_K и сопротивлением R_K , так как сопротивление коллекторного перехода в открытом состоянии много меньше R_K : $I_{K, \text{нас}} \approx E_K / R_K$.

Напряжение на коллекторе в режиме насыщения уменьшается до $U_{KЭ \text{ нас.}}$.

Таким образом, в режиме насыщения ток $I_{K \text{ нас}}$ остается неизменным, хотя в базе еще продолжается накопление заряда дырок.

В момент t_2 скачкообразно изменяется полярность тока I_B и начинается процесс рассасывания дырок, накопленных в базе. Однако концентрация дырок в базе у эмиттерного и коллекторного переходов не может так же скачкообразно уменьшиться до нулевого значения. Это вызвало бы бесконечно большие токи в цепях эмиттера и коллектора, так как потребовалось бы переместить весьма значительный заряд из базы в эмиттер и коллектор за бесконечно малый интервал времени. В действительности токи через переходы ограничены резисторами R_B и R_K , поэтому концентрация дырок у эмиттерного и коллекторного перехода снижается постепенно (кривая 6) в течение времени $t_{\text{рас.}}$. До тех пор, пока концентрация дырок у переходов не достигнет равновесного значения, транзистор продолжает работать в режиме насыщения и ток I_K практически не изменяется (градиент концентрации дырок у коллекторного перехода для кривых 6 и 7 практически остается неизменным).

После того как концентрация p_n достигнет равновесного значения у эмиттерного или коллекторного перехода или же у обоих переходов одновременно, один из переходов или оба перехода оказываются включенными в обратном направлении. Транзистор переходит в режим отсечки, и концентрация дырок у переходов приближается к нулю (кривая 8). Градиент концентрации у переходов уменьшается, процесс рассасывания дырок ускоряется, и ток I_K в течение времени $t_{\text{сп}}$ быстро уменьшается.

Из проведенного рассмотрения следует, что на работу транзистора в переключающих схемах влияют те же физические величины, которые определяют его инерционность при работе с сигналами высокой частоты: емкости переходов C_a , C_K , коэффициент диффузии дырок в базе D_p , их время жизни в базе τ_p и др.

Импульсные параметры. Для характеристики работы транзистора в режиме переключения используются величины временных интервалов, показанных на рис. 12-19, а.

Время задержки $t_{\text{зд}}$ — интервал времени между моментом включения открывающего тока базы и тем моментом, когда ток I_K достигает $0,1 I_{K \text{ нас.}}$

Время нарастания $t_{\text{нр}}$ — интервал времени, в течение которого ток I_K растет от $0,1 I_{K \text{ нас}}$ до $0,9 I_{K \text{ нас}}$.

Время рассасывания $t_{\text{рас}}$ — интервал времени от момента переключения полярности тока I_B до того момента, при котором напряжение на коллекторе достигает заданного уровня.

Время спада $t_{\text{сп}}$ — интервал времени, в течение которого ток I_K уменьшается от $0,9 I_{K \text{ нас}}$ до $0,1 I_{K \text{ нас}}$.

В качестве импульсных параметров используются также время включения $t_{\text{вкл}} = t_{\text{зд}} + t_{\text{нр}}$ и время выключения $t_{\text{выкл}} = t_{\text{рас}} + t_{\text{сп}}$.

12-8. ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК И ПАРАМЕТРОВ ТРАНЗИСТОРА ОТ РЕЖИМА РАБОТЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ

Влияние режима работы. При обсуждении физических процессов в транзисторе и рассмотрении их физических параметров (§ 12-2) были приведены выражения, характеризующие зависимость этих параметров от токов и напряжений на электродах транзистора. В § 12-6 были приведены соотношения между физическими параметрами транзистора и h -параметрами. Таким образом, при-

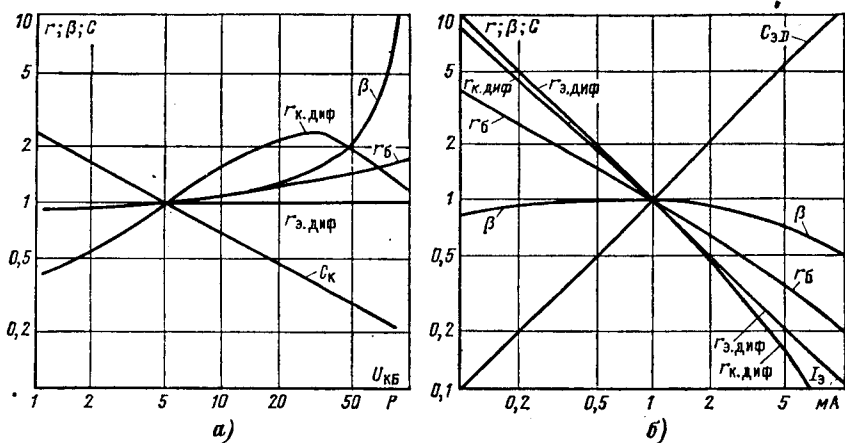


Рис. 12-20. Зависимость физических параметров транзистора от напряжения U_{KB} (а) и тока эмиттера (б).

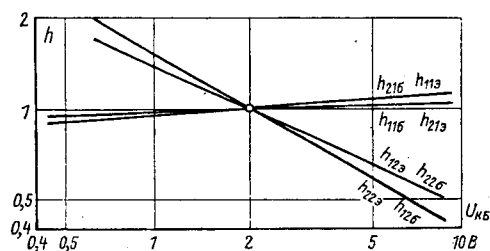
веденные ранее соотношения позволяют установить степень и характер зависимости физических и h -параметров от режима работы. На рис. 12-20 и 12-21 показаны на графиках усредненные зависимости основных параметров от U_{KB} и $I_э$. По оси ординат отложены относительные значения этих параметров по сравнению с их значениями при $U_{KB} = 5 \text{ В}$ и 2 В и $I_э = 1 \text{ мА}$. Ход этих кривых можно объяснить, пользуясь соответствующими зависимостями, приведенными в § 12-2.

Влияние температуры. Изменение температуры окружающей среды весьма существенно влияет на статические характеристики

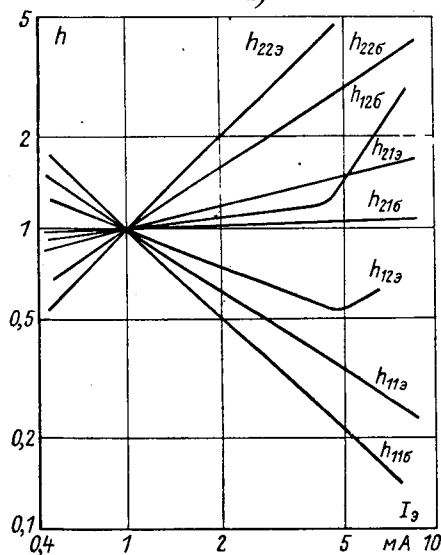
и параметры транзистора. Это и понятно, так как с изменением температуры меняются такие важнейшие величины, как концентрация свободных носителей, подвижность частиц, коэффициенты диффузии, вероятность рекомбинации и др. Зависимости этих величин видны из соответствующих выражений, приведенных

в гл. 9. Температурная зависимость основных физических параметров транзистора может быть установлена из соотношений, полученных в § 12-2. Пользуясь этими зависимостями, можно объяснить и характер изменения h -параметров или статических характеристик транзистора вследствие изменения температуры.

Статические входная и выходная характеристики в схеме ОБ (при $U_{КБ} = 0$ и $I_3 = 0$ соответственно) подобны прямой и обратной ветвям статической характеристики диода. Поэтому все рассуждения, приведенные в § 11-3, могут быть использованы для объяснения температурной зависимости статических характеристик транзистора. Из этого рассмотрения следует прежде всего вывод о том, что основным источником неустойчивости характеристик служит обратный ток $I_{обр}$ или (для транзисторов) коллекторный



а)



б)

Рис. 12-21. Зависимость h -параметров от напряжения $U_{КБ}$ (а) и тока эмиттера (б).

ток $I_{КБ}$. Его зависимость от температуры описывается соотношением, подобным (11-6). В германиевых транзисторах основную долю в токе $I_{КБ}$ составляет тепловой ток, значение которого удваивается на каждые 8—10 °С. В кремниевых транзисторах основным компонентом тока $I_{КБ}$ является ток генерации I_g . Значение этого тока удваивается при изменении температуры примерно на 10 °С.

Согласно (12-33) прямо пропорционально T изменяется и дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода. В связи

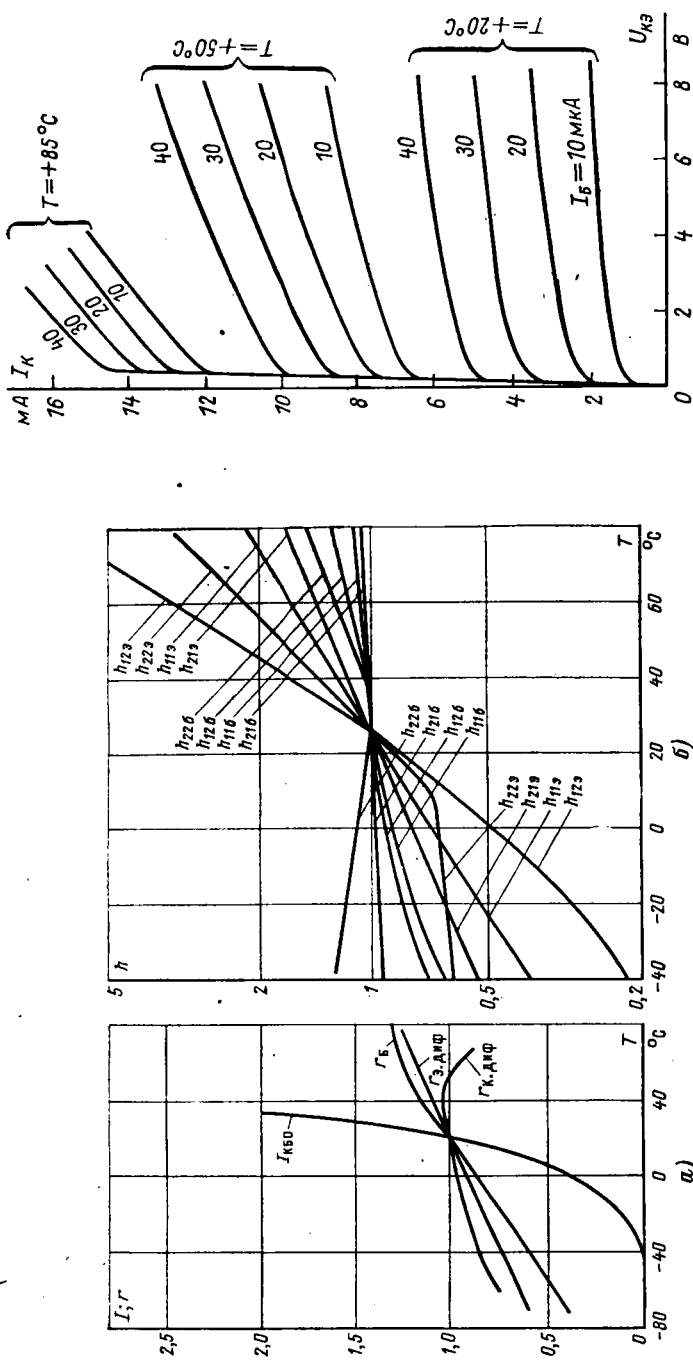


Рис. 12-22. Зависимость физических (а) и h -параметров (б) от температуры при неизменном режиме работы.

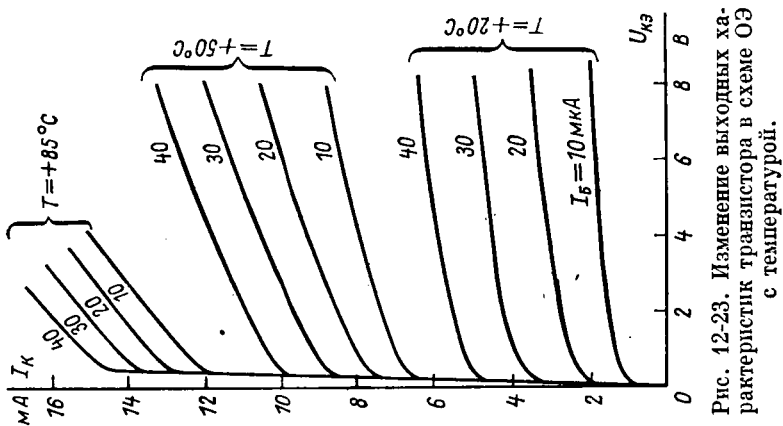


Рис. 12-23. Изменение выходных характеристик транзистора в схеме ОЭ с температурой.

с изменением концентрации носителей при повышении температуры меняется объемное сопротивление базы r_b . Вследствие процессов в базе и изменения концентрации носителей в области коллекторного перехода изменяются с температурой коэффициенты передачи тока α , β и дифференциальное сопротивление коллекторного перехода $r_{к, \text{диф}}$. Характер изменения этих параметров иллюстрируется рис. 12-22, а, а связанных с ними h -параметров — рис. 12-22, б.

Влияние температуры на выходные характеристики транзистора в схеме ОЭ показано в качестве примера на рис. 12-23.

12-9. ОСОБЕННОСТИ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Группа биполярных транзисторов объединяет большое число приборов различных типов, различающихся назначением, основными параметрами, материалом, технологическими методами их изготовления и т. д.

Большинство транзисторов изготавливается из кремния и германия; используется также для изготовления транзисторов арсенид галлия.

Промышленностью выпускаются транзисторы $p-n-p$ и $n-p-n$ типа.

Наиболее часто в литературе и справочниках транзисторы классифицируются по значениям рассеиваемой мощности коллектора, и предельной частоте.

По мощности транзисторы принято подразделять на три группы. К транзисторам малой мощности относятся приборы с рассеиваемой мощностью в коллекторе $P_k \leq 0,3$ Вт. Для транзисторов средней мощности $0,3 < P_k \leq 5$ Вт, а для транзисторов большой мощности $P_k > 5$ Вт. Транзисторы двух последних групп отличаются от маломощных транзисторов конструктивными особенностями, обеспечивающими прохождение больших токов и рассеяние значительной выделяемой тепловой мощности.

В каждой из трех групп транзисторы могут подразделяться по частотному диапазону или методам технологического процесса их изготовления.

По диапазону рабочих частот транзисторы подразделяют на четыре группы: транзисторы низкой частоты с предельной частотой $f_{h21б} \leq 3$ МГц; транзисторы средней частоты ($3 \text{ МГц} < f_{h21б} \leq 30 \text{ МГц}$), высокочастотные транзисторы ($30 \text{ МГц} < f_{h21б} \leq 120 \text{ МГц}$) и транзисторы диапазона СВЧ ($f_{\text{макс}} > 120 \text{ МГц}$).

Рассмотрим особенности транзисторов различных групп и основные методы, позволяющие получить требуемые параметры.

Низкочастотные транзисторы малой мощности. Маломощные транзисторы изготавливаются, как правило, методом сплавления навесок (дозированных шариков) легирующего вещества в плас-

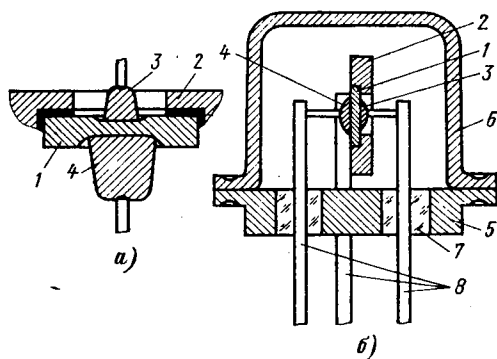
тину полупроводника (германия или кремния), служащую базой. Такие транзисторы называют *сплавленными*.

В качестве вплавляемых навесок для образования эмиттерного и коллекторного переходов используют для германиевых транзисторов индий с добавлением галлия (для *p-n-p* структур) и сплав сурьмы с цинком (для структур типа *n-p-n*). При изготовлении кремниевых *p-n-p* транзисторов материалом при сплавлении служит алюминий, а для *n-p-n* транзисторов — сплав фосфора с цинком.

В результате сплавления — нагревания пластины с укрепленными навесками в атмосфере водорода при $T \approx 500 \div 600^\circ\text{C}$ — образуется структура, показанная на рис. 12-24, а. Затем полученная структура с помощью кристаллодержателя укрепляется

Рис. 12-24. Устройство низкочастотного сплавного транзистора.

а — кристалл полупроводника с вплавленными навесками; б — транзистор в корпусе; 1 — пластина полупроводника; 2 — кристаллодержатель; 3 — эмиттер; 4 — коллектор; 5 — ножка транзистора; 6 — корпус; 7 — изолятор; 8 — выводы.



на траверсах — выводах, впрессованных в ножку — дно прибора, и герметизируется в металлическом корпусе (рис. 12-24, б). Недостаток метода сплавления заключается в трудности контроля толщины самой базы.

Низкочастотные транзисторы обладают значительными емкостями переходов ($C_{к. бар} \approx 10 \div 200$ пФ) и относительно большими токами $I_{кбо}$, достигающими в некоторых типах транзисторов 10—15 мкА.

Высокочастотные транзисторы малой мощности. Как следует из анализа работы транзистора с высокочастотными сигналами (§ 12-7), предельная частота зависит от ряда физических параметров прибора. Для увеличения этой частоты и, следовательно, расширения частотного диапазона в сторону высоких частот необходимо уменьшать емкости переходов, а значит и площади переходов, снижать объемные сопротивления областей эмиттера, базы и коллектора, уменьшать толщину базы или принимать другие меры для ускорения движения носителей в базе.

Сплавная технология не позволяет значительно уменьшить протяженность базы, так как в процессе сплавления глубину залегания эмиттерного и коллекторного переходов не удается

контролировать с необходимой точностью. Не удастся также при этой технологии существенно уменьшить площади эмиттерного и коллекторного переходов.

В производстве высокочастотных транзисторов используются другие технологические приемы, среди которых наибольшее применение находят сплавно-диффузионная и планарная технологии.

При сплавно-диффузионной технологии сочетаются методы сплавления и диффузии примесных атомов из навески в исходную пластину, которая служит коллектором.

В качестве навески при изготовлении, например, германиевого сплавного диффузионного транзистора используется капля германия, содержащая как донорные (сурьма), так и акцепторные (индий) примеси. При сплавлении навески с исходной пластиной p -германия в эту пластину диффундируют атомы той и другой примеси, но длина диффузии и растворимость для сурьмы и индия различны. В результате атомы сурьмы за время сплавления проникают на большую глубину, образуя n -область базы, концентрация примесей в которой уменьшается по мере удаления от поверхности.

Атомы индия проникают за то же время на меньшую глубину, но так как растворимость индия в германии значительно выше, то концентрация акцепторных примесей вблизи поверхности

оказывается значительно выше концентрации в этой области донорных примесей. Иначе говоря, вблизи поверхности сплавления формируется высоколегированная p -область эмиттера.

Кривые изменения концентрации акцепторных и донорных примесей в таком транзисторе показаны на рис. 12-25, а; на рис. 12-25, б показана кривая разности концентраций $N_a - N_d$, а на рис. 12-25, в — энергетическая диаграмма транзистора.

Один из важных результатов использования такой технологии заключается в том, что база транзистора оказывается неравномерно легированной: концентрация донорных примесей, достаточно высокая у эмиттерного перехода, постепенно снижается по направлению к коллектору. В базе с таким распределением

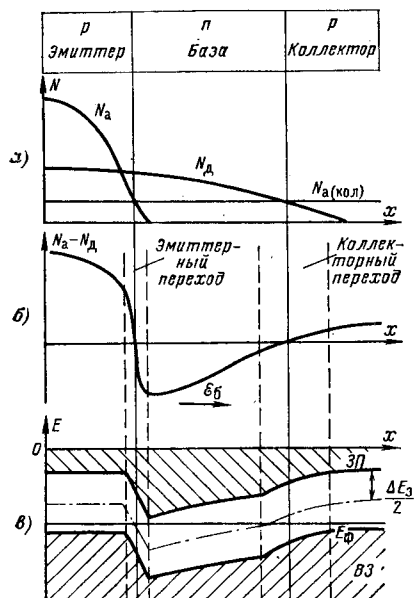


Рис. 12-25. Концентрация примесей в дрейфовом транзисторе (а и б) и его энергетическая диаграмма (в).

примесей концентрация основных носителей — электронов — получается неравномерной: у эмиттерного перехода она значительно выше. В результате возникающего градиента концентраций электроны в базе диффундируют к коллекторному переходу, обнажая вблизи эмиттерного перехода положительные заряды ионизированных атомов — доноров. В базе создается поле $\mathcal{E}_b$, вектор напряженности которого направлен от эмиттера к коллектору (рис. 12-25, б). Под действием этого поля движение неосновных носителей заряда — дырок, инжектированных из эмиттера в базу, носит не только диффузионный, как в обычном сплавном транзисторе с равномерно легированной базой, но и дрейфовый характер.

Такие транзисторы называют *дрейфовыми*. Термин *дрейфовый* не следует противопоставлять термину *диффузионный*, который характеризует технологический метод изготовления транзисторов путем диффузии примесей в исходную пластину. Транзисторы с равномерно легированной базой, в которых движение неосновных носителей в базе носит диффузионный характер, называют *бездрейфовыми*.

Для изготовления дрейфовых транзисторов используется также планарная технология. Устройство планарного транзистора показано на рис. 12-1, б. В планарной технологии, широко применяемой при производстве интегральных схем, области базы и эмиттера в исходной пластине создают методом локальной диффузии. Исходная пластина n -кремния предварительно окисляется; на ее поверхности формируется тонкая пленка двуокиси кремния SiO_2 , обладающая свойствами диэлектрика и стойкая к воздействиям окружающей среды и многих химических веществ.

Специальными технологическими методами (фотолитография) пленку SiO_2 удаляют с небольшого участка поверхности там, где должна быть сформирована область базы (p — Si). Эти технологические методы позволяют удалять пленку с очень малых участков (порядка десятых долей квадратных микрометров) при соблюдении высокой точности. Затем через освобожденный участок (окно) в специальных печах производят диффузию акцепторной примеси, в результате чего формируется базовая область. Процесс окисления затем повторяют, вскрывают меньшее по площади окно, через которое ведут диффузию донорной примеси для формирования эмиттерной области.

В результате получается закон изменения примесей, подобный показанному на рис. 12-25, б.

Описанные выше технологические методы позволяют получить не только неравномерную концентрацию примесей в базе. При этом улучшается и ряд других параметров транзистора, важных для увеличения высокочастотного предела его рабочих частот.

При использовании этих технологических методов удается за счет точного контроля процесса диффузии получить базу, протяженность которой (доли микрометра) меньше, чем в сплав-

ных транзисторах, в 10—15 раз. В результате существенно уменьшаются время t_D диффузии неосновных носителей в базе (9-121), время $t_{нр}$, а следовательно, граничная и предельная частоты (12-125), (12-126) и (12-127).

Вследствие уменьшения времени $t_{нр}$ коэффициент передачи тока $h_{21э}$ может достигать нескольких сотен.

Улучшению высокочастотных параметров дрейфового транзистора, естественно, способствует и наличие поля в базе. Время дрейфа неосновных носителей в базе $t_{др}$ обычно в 2—3 раза меньше времени диффузии t_D .

В дрейфовых транзисторах из-за высокой концентрации примесей в эмиттере и в базе у эмиттерного перехода этот переход получается очень узким, что, естественно, должно привести к увеличению барьерной емкости $C_{э, бар}$. Однако описанные технологические методы позволяют существенно уменьшить площади переходов, особенно эмиттерного перехода, и емкость $C_{э, бар}$ в результате получается небольшой.

Существенно уменьшается (примерно в 10 раз по сравнению со сплавными транзисторами) и емкость $C_{к, бар}$, так как коллекторный переход из-за низкой концентрации примесей

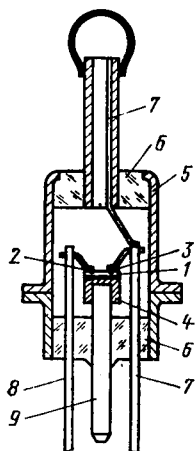


Рис. 12-26. Устройство высокочастотного сплавного диффузионного транзистора.

1 — коллектор; 2 — база; 3 — эмиттер; 4 — кристаллодержатель; 5 — корпус; 6 — изолятор; 7 — вывод эмиттера; 8 — вывод базы; 9 — вывод коллектора.

в коллекторе и приколлекторной области базы получается весьма широким.

Описанные выше отличия дрейфовых транзисторов позволяют использовать их на частотах вплоть до нескольких гигагерц.

Поскольку эмиттерный переход достаточно узкий, допустимые обратные напряжения на нем невелики: 1—2 В. При больших напряжениях $U_{эб}$ развивается туннельный пробой, который при малых токах не вызывает необратимого разрушения перехода. Коллекторный переход весьма широкий и обладает сравнительно большим дифференциальным сопротивлением. Это обстоятельство позволяет повысить пределы допустимой мощности рассеяния до 100—150 МВт.

Конструкция корпусов высокочастотных маломощных транзисторов мало отличается от конструкции транзисторов низкой частоты. Для их герметизации также используются металlostеклянные корпуса. Отличие заключается в креплении транзистора

к кристаллодержателю. У высокочастотных транзисторов исходная пластина обычно служит коллектором, который и крепится к держателю.

Иногда в целях наибольшего удобства включения транзистора в высокочастотную схему он заключается в специальный корпус (рис. 12-26), удобно сочетающийся конструктивно с коаксиальной линией.

Мощные транзисторы. Особенности конструкции и технологии производства мощных транзисторов обусловлены спецификой режима их работы: большими токами, повышенными напряжениями на электродах, необходимостью рассеивать значительную тепловую энергию.

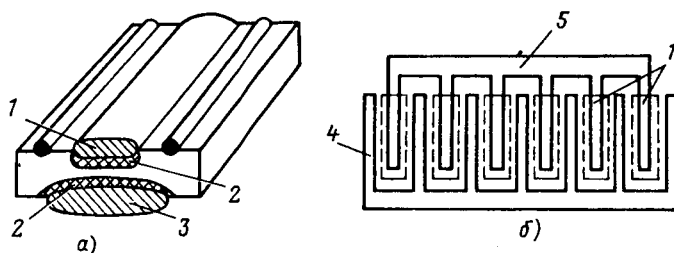


Рис. 12-27. Электроды мощных транзисторов.

а — сплавного; б — планарного; 1 — эмиттер; 2 — p-n переход; 3 — коллектор; 4 — вывод базы; 5 — вывод эмиттеров.

Мощные транзисторы изготовляют в большинстве случаев методами сплавной технологии; при производстве высокочастотных транзисторов большой мощности используется планарная технология.

Мощные сплавные транзисторы характеризуются некоторыми конструктивными отличиями. Эмиттер таких транзисторов получают вплавлением индия с примесью галлия, что позволяет увеличить коэффициент инжекции и получить токи эмиттера значительной величины. Для уменьшения сопротивления базы и увеличения площади эмиттера с целью получения больших токов I_E применяются эмиттерные переходы в виде полос (рис. 12-27, а). Коллектор припаивается для улучшения теплоотвода к массивному основанию корпуса, которое иногда снабжается специальным радиатором (см. рис. 9-1, в).

Планарная технология позволяет создать мощные многоэмиттерные транзисторы. В таких транзисторах на поверхности базовой области создают много отделенных друг от друга эмиттерных областей в виде полос или окружностей. Соединение эмиттерных областей осуществляется с помощью металлической пленки в виде полоски, напыляемой на поверхность кристалла (рис. 12-27, б).

ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

13-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Определение. *Полевыми транзисторами* называют полупроводниковые приборы, в которых ток через канал управляется электрическим полем, возникающим при приложении напряжения между затвором и истоком.

Канал — это область полупроводникового кристалла, в которой поток носителей заряда регулируется изменением ее поперечного сечения. *Истоком* называют электрод полевого транзистора, через который в канал втекают носители заряда, коллектируемые при выходе из канала другим электродом — *стоком*.

Электрод полевого транзистора, к которому прикладывается управляющее напряжение, называют *затвором*.

В литературе часто полевые транзисторы называют также *униполярными*, так как принцип их работы основан на управлении движением носителей заряда только одного знака (основных носителей), в отличие от биполярных транзисторов, в которых физические процессы связаны с движением носителей заряда обоих знаков.

Классификация. Различают два типа полевых транзисторов: *полевые транзисторы с управляющими p - n переходами и полевые транзисторы с изолированным затвором (МДП транзисторы)*. Аббревиатура МДП обозначает структуру металл-диэлектрик-полупроводник. Очень часто в качестве диэлектрика используется окисел (в частности, двуокись кремния SiO_2), поэтому в литературе нередко встречается термин *МОП транзистор* (металл-окисел-полупроводник). МДП транзисторы в свою очередь подразделяются на *транзисторы со встроенным (собственным) каналом и транзисторы с индуцированным каналом*.

Все полевые транзисторы различают также по виду проводимости канала: транзисторы с каналом p - или n -типа.

Устройство полевых транзисторов трех типов показано на рис. 13-1. В транзисторе с управляющим p - n переходом канал образован частью кристалла n -полупроводника, с меньшим поперечным сечением. В n -полупроводнике созданы p -области, на границе которых с n -кристаллом образуется p - n переход.

В МДП транзисторе со встроенным каналом (рис. 13-1, б) p -канал и области стока и истока (p^+ -области) выполнены в процессе изготовления прибора. В МДП транзисторе с индуцированным каналом (рис. 13-1, в) сам канал не создается технологическим путем. Под действием электрического поля, возникающего в результате приложения напряжения к затвору, в части n -полупроводника, вблизи поверхности, между стоком и истоком образуется тонкий инверсный слой с дырочной проводимостью — p -канал.

Транзистор с управляющим p - n переходом может быть выполнен также на основе p -полупроводника (с каналом p -типа), а транзисторы с изолированным затвором — с областями стока и истока n^+ -типа, образованными в кристалле с дырочной проводимостью.

Как видно из рис. 13-1, б и в, затвор в МДП транзисторах отделен от кристалла полупроводника слоем диэлектрика. Поэтому такие приборы и называют транзисторами с изолированным затвором.

МДП транзисторы — четырехэлектродные приборы: четвертым электродом — *подложкой* — служит кристалл полупроводника, на основе которого выполнен транзистор.

Основные особенности. Как уже отмечалось выше, ток в полевых транзисторах в отличие от биполярных обусловлен движением лишь основных носителей заряда, причем движение это имеет дрейфовый характер. В связи с этим частотные свойства полевых

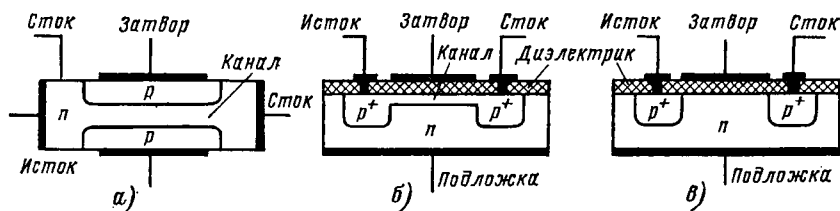


Рис. 13-1. Устройство полевых транзисторов.

а — транзистор с управляющим p - n переходом; б — МДП транзистор со встроенным каналом; в — МДП транзистор с индуцированным каналом.

приборов и особенности их работы в импульсном режиме зависят от иных физических параметров и процессов, чем в биполярных транзисторах.

Вторая особенность, отличающая полевые транзисторы от биполярных, — это принцип управления током в приборе с помощью электрического поля. Это поле создается обратным напряжением на управляющем p - n переходе или напряжением на затворе в МДП транзисторах. И в том и в другом случае токи в управляющей цепи (цепи затвора) весьма малы, и входное дифференциальное сопротивление прибора велико: 10^8 — 10^{10} Ом в транзисторах с управляющим p - n переходом и 10^{10} — 10^{12} Ом в МДП транзисторах. В этом отношении полевые транзисторы близки к электронным лампам. Поэтому усилительные свойства полевых транзисторов принято оценивать не коэффициентом передачи тока, как в биполярных транзисторах, а, как и в электронных лампах, крутизной характеристики, определяющей зависимость тока стока (тока в выходной цепи) от напряжения, приложенного ко входной цепи (цепи затвора).

Условные графические обозначения полевых транзисторов устанавливаются ГОСТ 2. 730—73, а термины и их определения — ГОСТ 19095-73.

13-2. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ С УПРАВЛЯЮЩИМ p - n ПЕРЕХОДОМ

Устройство, схемы включения. Устройство полевого транзистора с управляющим p - n переходом показано на рис. 13-1, а. Аналогично биполярному транзистору у полевого транзистора различают три схемы включения (рис. 13-2): с общим истоком (ОИ), с общим стоком (ОС) и с общим затвором (ОЗ). Наиболее употребительна схема ОИ.

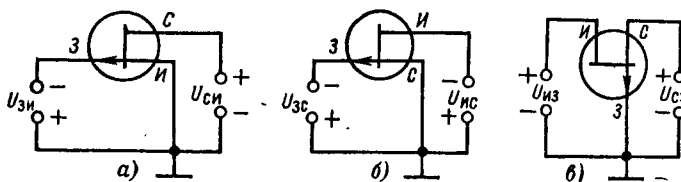


Рис. 13-2. Три схемы включения полевого транзистора с управляющим переходом (с n -каналом).

а — с общим истоком; б — с общим стоком; в — с общим затвором.

Схематическое изображение рабочей области прибора приведено на рис. 13-3. В отличие от рис. 13-1, а здесь контакты стока и истока для большей наглядности выполнены на торцевых поверхностях кристалла полупроводника.

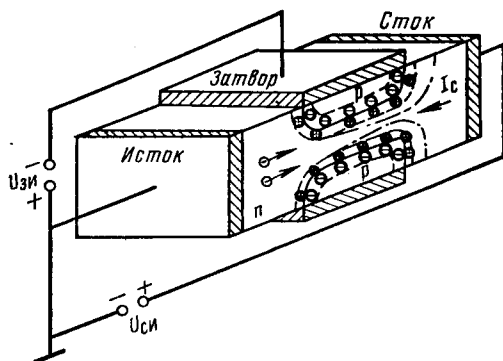


Рис. 13-3. Рабочая область транзистора с управляющим переходом.

Принцип действия. На рис. 13-3 полевой транзистор включен по схеме с общим истоком. Предположим вначале, что напряжения между электродами транзистора равны нулю. На границах p -областей с n -кристаллом полупроводника существует электронно-дырочный переход, ширина запирающего слоя в котором определяется выражением (10-24). Поперечное сечение суженной

части n -полупроводника (канала) между верхним и нижним переходами определяют его электрическое сопротивление. Если подать на переход обратное напряжение, между затвором и истоком т. е. включить отрицательное напряжение $U_{зи}$, то ширина запирающего слоя в соответствии с (10-37) увеличится, поперечное сечение канала уменьшится и, следовательно, возрастет его электрическое сопротивление. Таким образом, изменяя напряжение $U_{зи}$, можно регулировать электрическое сопротивление канала. Эффективность этого процесса согласно (10-37) увеличивается с ростом удельного сопротивления n -кристалла.

При подключении положительного напряжения $U_{си}$ между стоком и истоком возникнет дрейфовое движение электронов — основных носителей заряда — от истока через канал к стоку: появится ток стока I_C . В результате включения напряжения $U_{си}$ изменится также конфигурация канала. Если пренебречь падением напряжения на объемных сопротивлениях частей n -полупроводника, лежащих между истоком и каналом и стоком и каналом, то потенциал канала у истокового конца будет равен нулю, а у стокового $U_{си}$. Напряжение на p - n переходах вблизи истока будет равно $|U_{зи}|$, а вблизи стока $|U_{зи}| + U_{си}$, и область запирающего слоя у стокового конца канала расширится (штрихпунктирная линия на рис. 13-3).

Таким образом, при $U_{си} > 0$ в транзисторе течет ток I_C , значение которого определяется полным сопротивлением канала, имеющего неоднородную по его длине площадь поперечного сечения. Обратное напряжение на p - n переходах увеличивает потенциальный барьер и не позволяет электронам, движущимся по каналу, перейти в p -область. Ток через p - n переходы, а следовательно, в цепи затвора обусловлен движением неосновных носителей и при невысокой концентрации n_p в p -областях и p_n в n -кристалле достаточно мал.

Током I_C можно управлять, меняя напряжение $U_{зи}$ или же напряжение $U_{си}$. При некотором отрицательном напряжении $U_{зи}$ запирающие слои верхнего и нижнего переходов могут сомкнуться; поперечное сечение канала при этом равно нулю и транзистор оказывается запертым: $I_C = 0$. Напряжение $U_{зи}$, при котором транзистор запирается, называется напряжением отсечки $U_{зи\text{отс}}$.

Смыкание запирающих слоев может произойти и при увеличении напряжения $U_{си}$, однако при этом ток $I_C \neq 0$. Это явление мы обсудим ниже, при рассмотрении характеристик прибора.

Статические характеристики. Полевой транзистор, как и биполярный, можно представить в виде эквивалентного четырехполюсника. В условиях работы транзистора с сигналами малых амплитуд такой четырехполюсник можно считать линейным. Поскольку полевой транзистор — прибор, управляемый напря-

жением, для него, как и для электронных ламп, рационально избрать систему уравнений с y параметрами:

$$\left. \begin{aligned} di_1 &= y_{11} du_1 + y_{12} du_2; \\ di_2 &= y_{21} du_1 + y_{22} du_2. \end{aligned} \right\} \quad (13-1)$$

Для наиболее употребительной схемы включения ОИ ток и напряжения в четырехполюснике имеют следующий смысл: $i_1 = I_3$; $u_1 = U_{зи}$; $i_2 = I_C$; $u_2 = U_{си}$.

Система y -параметров служит основной системой параметров полевого транзистора.

В соответствии с системой уравнений (13-1) в качестве статических характеристик полевого транзистора могут быть использованы следующие функциональные зависимости между токами и напряжениями электродов прибора:

$$I_3 = f_1(U_{зи}) \big|_{U_{си} = \text{const}} \quad (13-2)$$

— входная характеристика;

$$I_3 = f_2(U_{си}) \big|_{U_{зи} = \text{const}} \quad (13-3)$$

— характеристика обратной передачи;

$$I_C = \varphi_1(U_{зи}) \big|_{U_{си} = \text{const}} \quad (13-4)$$

— характеристика прямой передачи;

$$I_C = \varphi_2(U_{си}) \big|_{U_{зи} = \text{const}} \quad (13-5)$$

— выходная характеристика.

Обычно для полевого транзистора используются лишь две последние характеристики. Рассмотрим эти характеристики более подробно.

Выходные (стоковые) характеристики служат основным семейством характеристик полевого транзистора (рис. 13-4).

Рассмотрим кривую $I_C = f(U_{си})$ при $U_{зи} = 0$. Вначале при малых значениях $U_{си}$ ток I_C увеличивается с ростом $U_{си}$ почти по линейному закону. Некоторое отклонение этого участка характеристики от прямолинейной зависимости объясняется сужением канала у стокового конца, где напряжение на переходе равно $|U_{зи}| + U_{си}$, и как следствие увеличением сопротивления канала. При дальнейшем увеличении напряжения $U_{си}$ наступает так называемый *режим насыщения*: рост тока I_C с увеличением $U_{си}$ почти прекращается (пологий участок характеристики). Это происходит в результате дальнейшего сужения канала у стокового конца. При достаточно больших напряжениях $U_{си}$ канал стягивается в узкую полосу (горловину). Наступает своеобразное динамическое равновесие: увеличение напряжения $U_{си}$ и соответствующий рост тока I_C вызывают дальнейшее сужение канала, которое в свою очередь уменьшает ток, и наоборот. Напряжение на стоке, при котором наступает этот режим, называется *напряжением насыщения* $U_{си \text{ нас}}$.

Таким образом, при $U_{СИ} = U_{СИ\text{ нас}}$ и $|U_{ЗИ}| < |U_{ЗИ\text{ отс}}|$ наблюдается почти такой же эффект, как при подаче на затвор отрицательного напряжения $U_{ЗИ} = -U_{ЗИ\text{ отс}}$, но при $U_{СИ} < U_{СИ\text{ нас}}$. Отличие заключается лишь в том, что в последнем случае сопротивление канала $R_k \rightarrow \infty$ и транзистор запирается, а в режиме насыщения стремится к бесконечности дифференциальное сопротивление канала $r_{\text{кан, диф}} = \frac{dU_{СИ}}{dI_C}$. Поскольку влияние напряжений $U_{ЗИ}$ и $U_{СИ}$ на ширину канала у стокового конца практически одинаково, можно записать:

$$U_{СИ\text{ нас}} = |U_{ЗИ\text{ отс}}| - |U_{ЗИ}|. \quad (13-6)$$

Некоторый рост тока в режиме насыщения объясняется следующим образом. С увеличением напряжения $U_{СИ}$ удлиняется горловина канала (рис. 13-5). Кроме того, с увеличением $U_{СИ}$ поле в горловине канала достигает такого значения, при

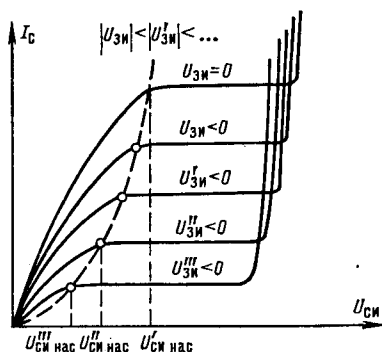


Рис. 13-4. Выходные (стоковые) характеристики транзистора с управляющим p - n переходом.

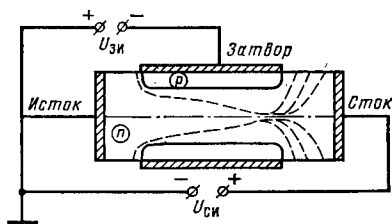


Рис. 13-5. Изменение формы канала с увеличением напряжения $U_{СИ}$.

котором подвижность электронов почти не меняется с ростом напряженности поля. Эти причины приводят к увеличению сопротивления канала, однако оно растет не пропорционально увеличению напряжения $U_{СИ}$, а медленнее. В результате в режиме насыщения все же наблюдается слабый рост тока I_C .

При достаточно высоком напряжении $U_{СИ}$ наблюдается резкий рост тока I_C , обусловленный пробоем p - n перехода у стокового конца канала, так как в этой части к переходу оказывается приложенным наибольшее суммарное обратное напряжение.

При подаче на затвор отрицательного напряжения режим насыщения наступает при меньших значениях напряжения на стоке ($U_{СИ\text{ нас}}' < U_{СИ\text{ нас}}$); меньше станет и ток I_C , так как поперечное сечение канала уменьшится по всей длине; при меньших значениях $U_{СИ}$ наступает и пробой перехода.

Стоковые характеристики полевого транзистора по своему виду напоминают анодные характеристики пентода. Рабочая

область, как и в пентоде, соответствует пологим участкам характеристик при $U_{си} > U_{си\text{ нас}}$.

Зависимость $I_c = \varphi_2(U_{си})$ описывается соотношением [24]

$$I_c = \frac{1}{r_{\text{кан. дифо}}} \left[U_{си} + \frac{2}{3} \frac{|U_{зи}|^{3/2} - (|U_{зи}| + U_{си})^{3/2}}{\sqrt{|U_{зи\text{ отс}}|}} \right]. \quad (13-7)$$

Здесь $r_{\text{кан. дифо}} = \partial U_{си} / \partial I_c$ — наименьшее дифференциальное сопротивление канала при $U_{зи} = 0$ и $U_{си} = 0$.

При подстановке сюда соотношения (13-6) можно получить выражение для тока насыщения:

$$I_{c\text{ нас}} = \frac{1}{r_{\text{кан. дифо}}} \left[\frac{1}{3} |U_{зи\text{ отс}}| - |U_{зи}| \left(1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{|U_{зи}|}{|U_{зи\text{ отс}}|}} \right) \right]. \quad (13-8)$$

Характеристика прямой передачи (стоко-затворная) полевого транзистора показана на рис. 13-6. Ток в приборе возникает при

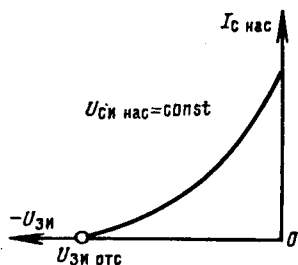


Рис. 13-6. Характеристика прямой передачи (стоко-затворная) транзистора с управляющим p - n переходом.

условии $|U_{зи}| < |U_{зи\text{ отс}}|$. В режиме насыщения напряжение $U_{си}$ практически не оказывает влияния на эту характеристику,

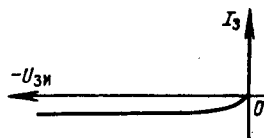


Рис. 13-7. Входная характеристика транзистора с управляющим p - n переходом.

которая достаточно точно описывается соотношением (13-8) или более простой квадратичной зависимостью [24]

$$I_{c\text{ нас}} \approx \frac{1}{r_{\text{кан. дифо}}} \frac{(|U_{зи\text{ отс}}| - |U_{зи}|)^2}{3|U_{зи\text{ отс}}|}. \quad (13-9)$$

Входная характеристика полевого транзистора (рис. 13-7) представляет собой обратную ветвь вольт-амперной характеристики p - n перехода. Ток затвора (входной ток) зависит от напряжения между стоком и истоком. Наибольшего значения он достигает при условии короткого замыкания выводу истока и стока: $I_z = I_{z\text{ ут}}$ ($I_{z\text{ ут}}$ — ток утечки затвора).

При отрицательном напряжении $U_{зи}$ и в режиме холостого хода в цепях сток — исток и сток — затвор в цепи затвор-исток течет обратный ток $I_{зио}$, а в цепи затвор-сток — обратный ток $I_{зсо}$.

В любом из этих случаев обратный ток через переход очень слабо зависит от напряжения $|U_{зи}|$, что, как известно, характерно для обратной ветви характеристики p - n перехода. Это обстоятельство и обуславливает очень высокое входное дифференциальное сопротивление прибора $R_{вх.диф} = \frac{\partial U_{зи}}{\partial I_3}$.

Параметры полевого транзистора с управляющим p - n переходом мы рассмотрим в конце этой главы, так как они одинаковы для полевых транзисторов всех типов.

13-3. МДП ТРАНЗИСТОРЫ С ИЗОЛИРОВАННЫМ ЗАТВОРОМ

МДП транзистор со встроенным каналом. Устройство этого транзистора показано на рис. 13-1, б.

В подложке — пластине кремния обычно n -типа толщиной 150—200 мкм и удельным сопротивлением $\rho \approx 1 \div 10$ Ом·см образованы путем локальной диффузии две области p^+ -типа (сток и исток) с концентрацией дырок у поверхности 10^{18} — 10^{20} см $^{-3}$. Расстояние между областями стока и истока, т. е. длина канала,

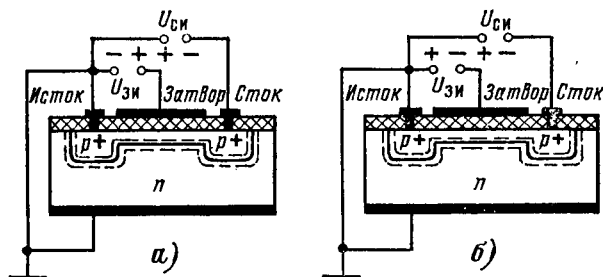


Рис. 13-8. Схемы включения МДП транзистора со встроенным каналом p -типа с общим истоком.

а — в режиме обеднения канала; б — в режиме обогащения.

5—50 мкм, глубина залегания p^+ -областей составляет 2—3 мкм. Эти области соединены тонким (2—5 нм) поверхностным слоем — каналом p -типа. Поверхность кристалла полупроводника покрыта пленкой диэлектрика, обычно двуокисью кремния SiO_2 , толщиной 0,8—2 мкм. Поверх этой пленки, над каналом, нанесена металлическая пленка — затвор — толщиной 5—7 мкм. С помощью такой же металлической пленки в окнах слоя SiO_2 над истоком и стоком образованы контакты к этим областям.

Принцип и режимы работы. Характеристики. На рис. 13-8 показаны схемы включения транзистора с общим истоком, но с различной полярностью напряжения на затворе. Схема на рис. 13-8, а соответствует работе транзистора в режиме обеднения канала основными носителями, а схема на рис. 13-8, б — режиму обогащения. В первом случае электрическое поле, создаваемое

положительным относительно подложки потенциалом затвора, выталкивает дырки из канала, обедняя его основными носителями. Во втором случае электрическое поле иного направления втягивает дырки в канал, обогащая его основными носителями. Таким образом, меняя величину и полярность напряжения $U_{зи}$, можно, как и в полевом транзисторе с управляющим p - n переходом, изменять величину проводимости канала. Отличие заключается лишь в том, что в МДП транзисторе меняется не поперечное сечение канала, а концентрация носителей в нем.

Под действием разности потенциалов между стоком и истоком ($-U_{си}$) дырки дрейфуют через канал, образуя ток стока I_c . На границе подложки с p -областями и каналом образуется p - n переход, границы запирающего слоя которого на рис. 13-8 пока-

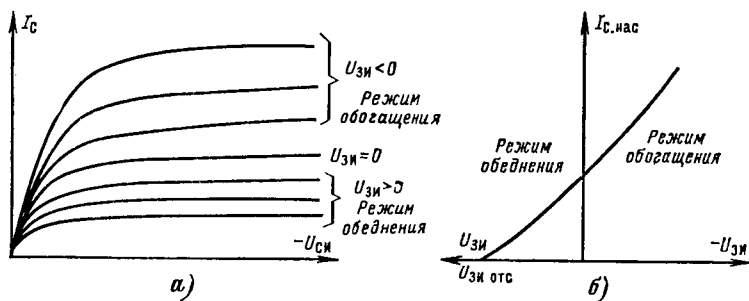


Рис. 13-9. Выходные (стоковые) характеристики (а) и характеристика передачи (стоко-затворная) (б) МДП транзистора со встроенным каналом p -типа.

заны пунктиром. Разность потенциалов на p - n переходе изменяется от нуля у области истока до напряжения $-U_{си}$ вблизи стока. Таким образом, p - n переход почти на всем его протяжении находится под обратным напряжением и движение основных носителей через переход отсутствует. Это условие остается справедливым для любой полярности напряжения на затворе, изолированном пленкой диэлектрика от кристалла полупроводника. Вследствие этого МДП транзистор со встроенным каналом может работать как при отрицательном, так и при положительном напряжении на затворе, в то время как в транзисторе с управляющим p - n переходом напряжение между затвором и кристаллом (на p - n переходе) должно всегда быть обратным. В соответствии с этими отличиями видоизменяются и характеристики прибора (рис. 13-9).

МДП транзистор с индуцированным каналом. Физические процессы. Схема включения прибора с общим истоком показана на рис. 13-10. В отличие от МДП транзистора со встроенным каналом этот прибор работает лишь при подаче на затвор отрицательного относительно истока и подложки напряжения. При нулевом напряжении на затворе ($U_{зи} = 0$) ток через прибор

(между истоком и стоком) отсутствует, так как разность потенциалов на переходе исток — подложка равна нулю, а к переходу сток — подложка приложено обратное напряжение — $U_{си}$.

На границе подложки с диэлектриком существует потенциальный барьер: приповерхностный слой n -кристалла заряжен отрицательно, а в пленке диэлектрика возникают положительные заряды. Образование этого барьера объясняется следующими физическими явлениями.

Положим, что напряжения на электродах равны нулю ($U_{зи} = 0$ и $U_{си} = 0$). На границах стока и истока с подложкой существуют электронно-дырочные переходы, а на границе диэлектрик — подложка — потенциальный барьер. Этот барьер образуется вследствие того, что поверхностные состояния n -кремния на границе с пленкой SiO_2 богаты ловушками, захватывающими электроны, а пленка SiO_2 содержит некоторое количество положительно заряженных ионов, образующих поверхностный заряд $Q_{пов}$, равный по величине отрицательному заряду на поверхности n -полупроводника (рис. 13-11, а). На этом рисунке слева изображена часть структуры вблизи областей стока и истока. Справа показана энергетическая диаграмма контакта металл-диэлектрик — n -полупроводник.

Двойной слой электрических зарядов образует у поверхности полупроводника потенциальный барьер $\varphi_{нс}$, и границы энергетических зон полупроводника смещаются в сторону отрицательных потенциалов.

При подаче на затвор отрицательного напряжения возникающее электрическое поле отталкивает электроны от поверхности в глубь n -полупроводника. С увеличением отрицательного напряжения потенциальный барьер вначале уменьшается до нуля, а при $|U_{зи}| > |\varphi_{нс}|$ меняет знак. При напряжении $-U_{зи} = -U'_{зи}$ потенциальный барьер таков, что на границе диэлектрик — полупроводник уровень Ферми проходит через середину запрещенной зоны (рис. 13-11, б). Поверхностный слой n -полупроводника при этом имеет собственную проводимость. При дальнейшем увеличении отрицательного напряжения на затворе приповерхностная область n -полупроводника продолжает обедняться электронами. Границы энергетических зон у поверхности n -полупроводника искривляются настолько, что в узкой приповерхностной области уровень Ферми оказывается расположенным ниже середины запрещенной зоны. Иначе говоря, у поверхности n -полупроводника образуется тонкий слой с инверсной — дырочной проводимостью (рис. 13-11, в). В этом слое под действием электрического поля накапливаются дырки и между стоком и истоком форми-

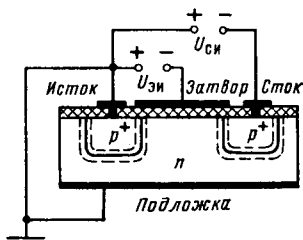


Рис. 13-10. Схема включения с общим истоком МДП транзистора с индуцированным каналом.

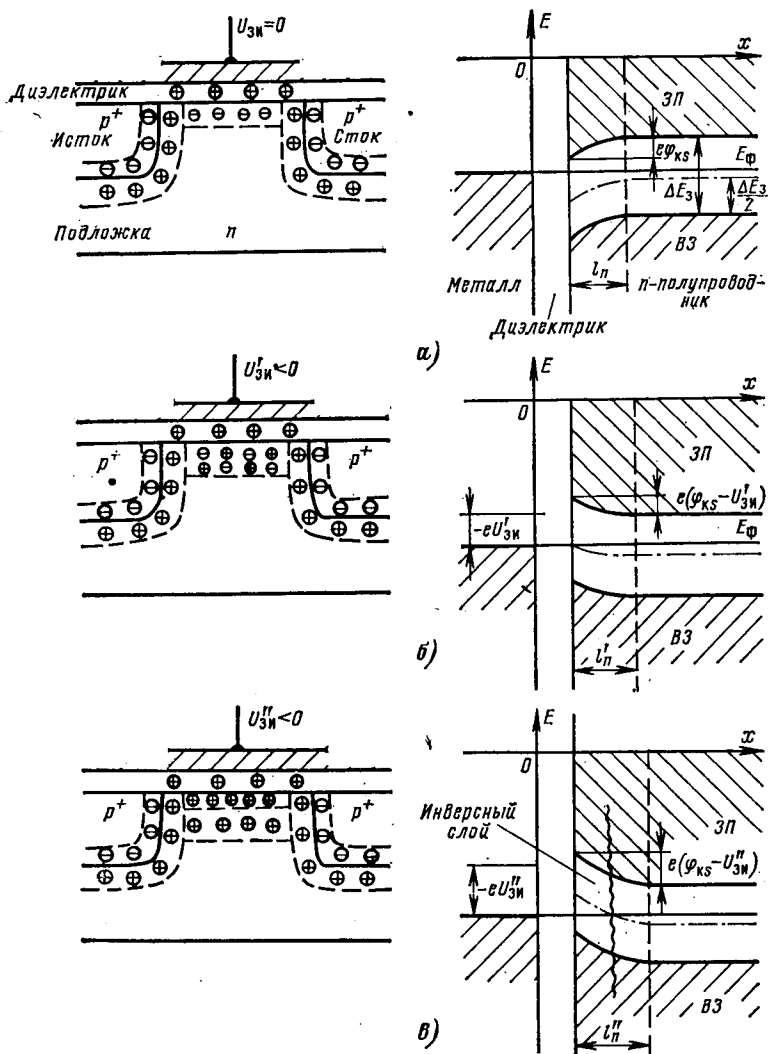


Рис. 13-11. Рабочая область прибора и энергетические диаграммы МДП транзистора с индуцированным каналом.

а — при $U_{3и} = 0$; б — при небольшом отрицательном напряжении $U_{3и}$; в — при отрицательном напряжении $U_{3и}$, соответствующем формированию канала р-типа.

руется, таким образом, р-канал. Этот канал толщиной в несколько тысячных долей микрометра отделен от остального объема n -полупроводника областью объемного положительного заряда, образуемого донорными ионами, обнаженными в результате ухода электронов в глубь n -полупроводника.

Изменяя напряжения на затворе $-U_{зи}$, можно в достаточно широких пределах изменять в канале концентрацию дырок, управляя таким образом проводимостью канала. Напряжение затвора, при котором в приборе формируется канал, называют *пороговым напряжением* $U_{зи\text{ пор}}$.

Если при $|U_{зи}| > |U_{зи\text{ пор}}|$ подать отрицательное напряжение на сток ($U_{си} < 0$), то в канале появится продольное электрическое поле и возникнет дрейфовое движение дырок от истока к стоку: потечет ток I_c . Этот ток можно регулировать, меняя напряжение $-U_{зи}$, а следовательно, и концентрацию дырок в канале, а также напряжение $U_{си}$. В последнем случае будут изменяться не только дрейфовая скорость движения дырок в канале, и значение тока I_c , но и конфигурация канала. Обсудим это явление при рассмотрении выходных характеристик.

Выходные характеристики.

На рис. 13-12 показаны выходные характеристики $I_c = f_2(U_{си})$ при $U_{зи} = \text{const}$.

Эти характеристики практически такие же, как и для полевых транзисторов других типов. Ток I_c вначале растет почти линейно с увеличением отрицательного напряжения $U_{си}$ и соответствующим возрастанием продольного электрического поля в канале. Отклонение от линейного закона объясняется изменением сопротивления канала вследствие уменьшения его поперечного сечения по мере удаления от истокового конца. При подключении напряжения $-U_{си}$ p - n переход на границе сток—подложка оказывается под обратным напряжением ($U_{пи} = 0$), в то время как на p - n переходе у границы исток—подложка напряжение по-прежнему равно нулю. Запирающий слой у стокового перехода расширяется, увеличивается положительный объемный заряд ионов доноров в подложке, и дырки частично выталкиваются из канала у его стокового конца. Канал в этой области сужается (рис. 13-13, а).

При напряжении $|U_{си}| = |U_{си\text{ нас}}|$ объемный положительный заряд еще больше увеличивается и канал у стокового конца стягивается в узкую полоску (рис. 13-13, б). Наступает режим насыщения, характеризуемый очень слабой зависимостью тока I_c от напряжения $|U_{си}|$ (пологие участки стоковых характеристик). С дальнейшим увеличением напряжения $|U_{си}|$ начало «горловины» канала смещается к истоковому концу (рис. 13-13, в); сопротивление канала еще более увеличивается. Сопротивление канала растет не строго пропорционально увеличению напряжения $|U_{си}|$, что и обуславливает некоторое возрастание тока I_c .

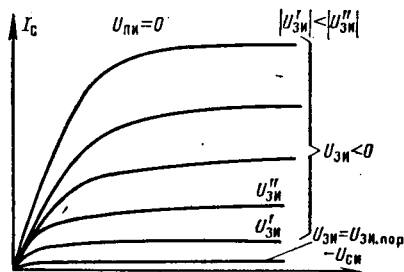


Рис. 13-12. Выходные (стоковые) характеристики транзистора с индуцированным каналом.

Аналитически зависимость тока стока I_C от напряжений на электродах прибора определяется следующим приближенным соотношением [24]:

$$I_C = S_{\text{уд}} \left[(|U_{\text{зи}}| - |U_{\text{зи пор}}|) |U_{\text{си}}| - \frac{1}{2} |U_{\text{си}}|^2 \right], \quad (13-10)$$

где

$$S_{\text{уд}} = \frac{\partial^2 I_C}{\partial U_{\text{зи}} \partial U_{\text{си}}}. \quad (13-11)$$

Дифференцируя (13-10) по $U_{\text{си}}$ и полагая производную равной нулю, можно определить напряжение насыщения:

$$|U_{\text{си нас}}| = |U_{\text{зи}}| - |U_{\text{зи пор}}|. \quad (13-12)$$

Подставляя это выражение в (13-10), получаем выражение для тока стока в режиме насыщения:

$$I_{C \text{ нас}} = \frac{S_{\text{уд}}}{2} (|U_{\text{зи}}| - |U_{\text{зи пор}}|)^2. \quad (13-13)$$

Влияние подложки. На рис. 13-14 показано еще одно семейство стоковых характеристик, но в отличие от рис. 13-12 здесь пара-

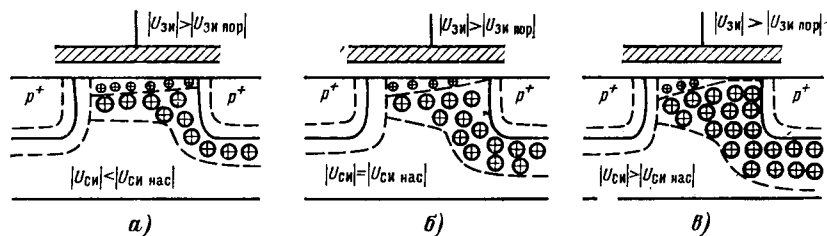


Рис. 13-13. Рабочая область транзистора при различных напряжениях $U_{\text{си}}$.

а — при $|U_{\text{си}}| < |U_{\text{си нас}}|$; б — при $|U_{\text{си}}| = |U_{\text{си нас}}|$; в — при $|U_{\text{си}}| > |U_{\text{си нас}}|$.

метром служит напряжение на подложке $U_{\text{пи}}$, а напряжение на затворе $|U_{\text{зи}}|$ остается неизменным для всего семейства кривых. Таким образом, эти характеристики получены при таком включении прибора, когда подложка не соединена с истоком, как на схеме рис. 13-10, а находится под положительным относительно истока потенциалом ($U_{\text{пи}} > 0$). В этом случае подложка используется как дополнительный управляющий электрод, с помощью которого осуществляется управление величиной тока в канале. По этой причине подложку иногда называют *нижним затвором*. Механизм управления током в этом случае такой же, как и в полевом транзисторе с управляющим p - n переходом. Под действием электрического поля, созданного напряжением $U_{\text{пи}}$, не только расширяется область, обедненная электронами вблизи канала, но и выталкивается из канала некоторое количество дырок.

Сопротивление канала увеличивается, и ток I_C , как это видно из характеристик на рис. 13-14, уменьшается.

Характеристика передачи (стоко-затворная) $I_C = \varphi_1(U_{ЗИ})$ показана на рис. 13-15. При $U_{ПИ} = 0$ ток стока I_C появляется

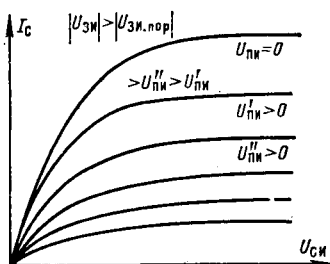


Рис. 13-14. Выходные (стоковые) характеристики транзистора при различных напряжениях на подложке.

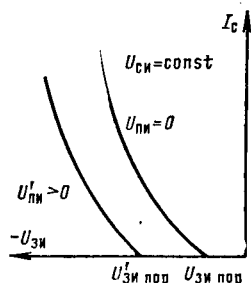


Рис. 13-15. Характеристики передачи (стоко-затворные) при различных напряжениях на подложке.

в приборе только при напряжениях $|U_{ЗИ}| > |U_{ЗИ пор}|$, когда сформируется канал. При подаче на подложку положительного напряжения стоко-затворная характеристика смещается в сторону более отрицательных напряжений на затворе. Канал формируется при $|U_{ЗИ пор}'| > |U_{ЗИ пор}|$.

13-4. ПАРАМЕТРЫ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

В качестве основных параметров полевых транзисторов используются y -параметры в уравнениях (13-1) эквивалентного четырехполюсника. В общем случае токи и напряжения в транзисторе — комплексные величины, поэтому в качестве параметров используются полные проводимости, которые для схемы ОИ записываются следующим образом:

$$Y_{11и} = \left. \frac{d\dot{I}_3}{d\dot{U}_{ЗИ}} \right|_{U_{СИ} = \text{const}} \quad (13-14)$$

— полная входная проводимость;

$$Y_{12и} = \left. \frac{d\dot{I}_3}{d\dot{U}_{СИ}} \right|_{U_{ЗИ} = \text{const}} \quad (13-15)$$

— полная проводимость обратной передачи;

$$Y_{21и} = \left. \frac{d\dot{I}_C}{d\dot{U}_{ЗИ}} \right|_{U_{СИ} = \text{const}} \quad (13-16)$$

— полная проводимость прямой передачи и

$$Y_{22и} = \frac{d\dot{I}_c}{d\dot{U}_{СИ}} \Big|_{U_{ЗИ} = \text{const}} \quad (13-17)$$

— полная выходная проводимость.

При работе транзистора с сигналами низкой частоты в качестве параметров используют активные составляющие полных проводимостей: $g_{11и}$, $g_{12и}$, $g_{21и}$ и $g_{22и}$.

В литературе часто эти величины обозначают иными символами, подобными тем, которые используются для электронных ламп.

Входное дифференциальное сопротивление

$$R_{вх, \text{диф}} = \frac{1}{g_{11и}} = \frac{dU_{ЗИ}}{dI_3} \Big|_{U_{СИ} = \text{const}} \quad (13-18)$$

Как уже отмечалось выше, величина $R_{вх, \text{диф}}$ в полевых транзисторах очень велика: 10^8 — 10^{10} Ом в транзисторах с управляющим p - n переходом и 10^{10} — 10^{12} Ом в МДП транзисторах.

Крутизна характеристики

$$S = g_{21и} = \frac{dI_{С \text{ нас}}}{dU_{ЗИ}} \Big|_{\substack{U_{СИ} = \text{const} \\ U_{ПИ} = 0}} \quad (13-19)$$

Крутизна S для полевых транзисторов лежит в пределах от нескольких десятых долей до 3 мА/В.

Зависимость крутизны характеристики от напряжений на электродах транзистора можно получить, дифференцируя выражения (13-8) и (13-10). Для полевого транзистора с управляющим переходом

$$S = \frac{1}{r_{кан, \text{диф } 0}} \left(1 - \sqrt{\frac{|U_{ЗИ}|}{|U_{ЗИотс}|}} \right). \quad (13-20)$$

Для МДП транзистора

$$S = S_{уд} (|U_{ЗИ}| - |U_{ЗИпор}|). \quad (13-21)$$

Выходное дифференциальное сопротивление (дифференциальное сопротивление стоковой цепи)

$$R_{ic} = R_{вых, \text{диф}} = \frac{1}{g_{22и}} = \frac{dU_{СИ}}{dI_{С \text{ нас}}} \Big|_{U_{ЗИ} = \text{const}} \quad (13-22)$$

Сопротивление R_{ic} в полевых транзисторах весьма высоко: $10^5 \div 10^7$ Ом.

Для оценки влияния напряжения на подложке на величину тока I_C используют также *крутизну характеристики по подложке*:

$$S_{\Pi} = \frac{dI_{C \text{ нас}}}{dU_{\Pi}} \bigg|_{\substack{U_{3И} = \text{const} \\ U_{СИ} = \text{const}}} \quad (13-23)$$

Обычно $S_{\Pi} < S$. При соединении затвора с подложкой суммарная крутизна $S' = S + S_{\Pi}$.

По аналогии со статическими параметрами для электронных ламп иногда вводят параметр, аналогичный статическому коэффициенту усиления:

$$M = SR_{ic} = - \frac{dU_{СИ}}{dU_{3И}} \bigg|_{I_{C \text{ нас}} = \text{const}} \quad (13-24)$$

На работу транзистора в качестве усилителя или преобразователя высокочастотных сигналов, а также в импульсном режиме существенное влияние оказывают междуэлектродные емкости. В полевых транзисторах отсутствуют инжекция неосновных носителей через переход и их диффузионное движение в базе — процессы, во многом определяющие частотные свойства биполярных транзисторов. Основными процессами, определяющими инерционность полевого транзистора, а следовательно, и его частотные свойства, являются процессы заряда и разряда междуэлектродных емкостей.

В качестве параметров полевых транзисторов используются следующие величины емкостей: $C_{з\text{и}0}$ — емкость затвор — исток при разомкнутых по переменному току остальных выводах; входная емкость $C_{11и}$ — это емкость между затвором и истоком при коротком замыкании по переменному току на выходе; выходная емкость $C_{22и}$, измеряемая между стоком и истоком при коротком замыкании по переменному току на входе, и проходная емкость $C_{12и}$, измеряемая между затвором и стоком при коротком замыкании по переменному току на входе.

Междуэлектродные емкости в полевых транзисторах составляют десятки доли пикофарады.

Для характеристики импульсного напряжения на выходе прибора используют импульсные параметры в виде интервалов времени, определяющих процессы нарастания и спада импульса на выходе транзистора: время задержки включения $t_{зд, \text{вкл}}$; время нарастания $t_{нр}$; время задержки выключения $t_{зд, \text{выкл}}$ и время спада $t_{сп}$. Эти параметры аналогичны соответствующим для биполярных транзисторов (см. § 12-7). Но здесь вместо параметра $t_{рас}$ введен параметр $t_{зд, \text{выкл}}$. Это и понятно, так как процессы рассасывания неосновных носителей в базе, характерные для биполярных транзисторов, в полевых транзисторах отсутствуют. Перечисленные временные параметры определяются так же, как и для биполярного транзистора, по уровням 0,1 и 0,9 от амплитудного значения выходного импульса.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ИЗЛУЧАЮЩИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

14-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Определение. *Фотоэлектрическими* называют полупроводниковые приборы, предназначенные для преобразования лучистой энергии в электрическую энергию.

Излучающие полупроводниковые приборы — это приборы, предназначенные для непосредственного преобразования электрической энергии в энергию светового излучения.

В основе работы фотоэлектрических полупроводниковых приборов лежат *фоторезистивный* и *фотогальванический* эффекты, физическая природа которых рассматривается в последующих параграфах этой главы.

Основы классификации. Фотоэлектрические полупроводниковые приборы подразделяют на *полупроводниковые приемники лучистой энергии* и *полупроводниковые фотоэлементы*. К первой группе приборов относятся *фоторезисторы*, *фотодиоды*, *фототранзисторы* и *фототиристоры*. Вторая группа включает в себя различные полупроводниковые фотоэлементы, в том числе *солнечные батареи*.

Краткие сведения о физических величинах, характеризующих лучистую (световую) энергию, приведены в § 6-1.

Условные и графические обозначения фотоэлектрических и излучающих полупроводниковых приборов устанавливаются ГОСТ 2.730-68, ГОСТ 2.729-68 и ГОСТ 17704-72, а термины и их определения — ГОСТ 15133-69 и ГОСТ 19852-74.

14-2. ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ПОЛУПРОВОДНИКАМИ

Законы поглощения. При облучении кристалла полупроводника потоком световой энергии часть этой энергии поглощается телом, а часть отражается. Отражение потока световой энергии поверхностью полупроводника характеризуется *коэффициентом отражения*:

$$R = \frac{\Phi_{\text{отр}}}{\Phi}, \quad (14-1)$$

где Φ и $\Phi_{\text{отр}}$ — падающий и отраженный потоки световой энергии соответственно.

Поглощение света телом полупроводника сопровождается уменьшением потока световой энергии в соответствии с известным из физики законом

$$\Phi(x) = \Phi(1 - R)e^{-\alpha_0 x}, \quad (14-2)$$

где α_0 — коэффициент поглощения, характеризующий величину поглощенной энергии на единицу длины и имеющий размерность см^{-1} , а x — толщина кристалла полупроводника.

Поглощение света полупроводниками может в зависимости от природы твердого тела сопровождаться изменением энергетических состояний свободных или валентных электронов, электронов атомов примесей или же самой кристаллической решетки. Иначе говоря, центры поглощения в твердом теле по своей природе весьма разнообразны. В зависимости от преобладания тех или иных центров поглощения различные вещества по-разному поглощают электромагнитные колебания разных длин волн. Зависимость $\alpha_0(\lambda)$ коэффициента поглощения от длины волны падающего излучения называют *спектром поглощения*.

При поглощении кристаллом квантов света (фотонов) должны соблюдаться законы сохранения энергии и сохранения импульса. Если фотон характеризуется энергией $h\nu$ и импульсом p_Φ , а электрон до поглощения — энергией E_{e1} и импульсом p_{e1} , то в результате поглощения энергия и импульс электрона должны измениться:

$$E_{e2} = E_{e1} + h\nu; \quad (14-3)$$

$$p_{e2} = p_{e1} + p_\Phi. \quad (14-4)$$

Выполнение этих условий сопровождается различными физическими явлениями, природа которых во многом зависит от характера энергетической зонной структуры полупроводника. Рассмотрим основные случаи поглощения света полупроводниками.

Собственное поглощение. Один из основных видов оптического поглощения — *собственное или фундаментальное поглощение* — связан с переходом электрона из валентной зоны в зону проводимости. Такой переход возможен в том случае, если энергия поглощаемого фотона превышает или по крайней мере равна ширине запрещенной зоны: $h\nu \geq \Delta E_z$. Как было показано в гл. 9, строение энергетических зон полупроводников может быть различным. У ряда полупроводников энергетический минимум зоны проводимости и энергетический максимум валентной зоны соответствуют одному и тому же значению квазиимпульса p или волнового вектора $k = \frac{2\pi}{h} p$. К числу таких полупроводников относится, например, арсенид индия InSb (см. рис. 9-9, б). У большинства же полупроводников, в том числе у германия и кремния эти энергетические экстремумы соответствуют разным значениям k (см. рис. 9-9, в).

В полупроводниках первого вида межзонный переход электрона в результате собственного поглощения сопровождается лишь изменением его энергии. Импульс электрона остается практически неизменным. Такие переходы называют *прямыми* или *вертикальными*. При прямом переходе вследствие поглощения фотона из-

менением импульса электрона за счет импульса фотона $p_{\text{ф}} = h/\lambda_{\text{ф}}$ можно пренебречь, так как длина волны фотона $\lambda_{\text{ф}} \approx 10^{-1} \div 10^{-5}$ см, а длина волны волновой функции электрона при $T \approx 300$ К $\lambda_e \approx 5 \cdot 10^{-7}$ см. Следовательно, импульс электрона $p_{e1} \gg p_{\text{ф}}$ и условие (14-4) можно переписать в виде

$$p_{e2} \approx p_{e1}. \quad (14-5)$$

В полупроводниках второго вида переход электрона из валентной зоны в зону проводимости должен сопровождаться не только изменением его энергии, но и изменением импульса. Вследствие этого *непрямые* переходы при поглощении фотона обязательно сопровождаются, кроме того, поглощением фонона, энергия которого обычно невелика (составляет десятые доли электронвольта), а импульс $p_{\text{фн}}$ может достигать значительной величины, так что условие (14-4) можно записать в виде

$$p_{e2} = p_{e1} + p_{\text{фн}}. \quad (14-6)$$

Таким образом, непрямые переходы связаны с изменением энергии кристаллической решетки. Вполне понятно, что на энергетический обмен с кристаллической решеткой должны налагаться дополнительные условия, которые не всегда могут быть выполнены. Вследствие этого коэффициент поглощения α_0 для непрямых переходов ($\alpha_0 \approx 10^{-1} \div 10^3$ см $^{-1}$), как правило, ниже этого значения для прямых переходов ($\alpha_0 \approx 10^4 \div 10^5$ см $^{-1}$).

В результате собственного поглощения в полупроводнике образуются пары подвижных электрических зарядов: дырка в валентной зоне и электрон в зоне проводимости. Вероятность межзонного перехода, т. е. образования такой пары зарядов, зависит от степени заполнения состояний вблизи потолка валентной зоны, а также от плотности свободных состояний вблизи дна зоны проводимости.

Спектр собственного поглощения достаточно широк, так как при поглощении фотонов с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны, электроны могут переходить на более высокие энергетические уровни, лежащие дальше от дна зоны проводимости. Эти свободные электроны, обладающие более высокой энергией — «горячие» электроны — в процессе движения за некоторое среднее время t_p рассеивают избыток энергии на кристаллической решетке и опускаются на более низкие свободные энергетические уровни вблизи дна зоны проводимости. Причем время t_p , как правило, значительно меньше среднего времени жизни свободной частицы, раздвигая моменты генерации и рекомбинации частиц.

Длинноволновая граница спектра собственного поглощения определяется величиной ΔE_z , т. е. той минимальной энергией фотона, которая при поглощении может вызвать межзонный переход. Для большинства полупроводников собственное поглощение в зависимости от ширины запрещенной зоны наблюдается в видимой и ближней инфракрасной областях.

Экситонное поглощение. При поглощении фотона возможно и такое возбуждение валентного электрона, при котором он не совершает межзонный переход, а образует с дыркой связанную электронно-дырочную пару, которая получила наименование *экситона*. В экситоне электрон и дырка связаны кулоновским взаимодействием с учетом диэлектрической постоянной ϵ_0 и относительной диэлектрической проницаемости кристалла ϵ . Экситон принято рассматривать как некоторую частицу с собственной эффективной массой $M^* = m_n^* + m_p^*$.

Экситон характеризуется набором собственных значений энергии, образующих водородоподобный энергетический спектр, лежащий в пределах запрещенной зоны полупроводника. Спектр экситонного поглощения полупроводника содержит, таким образом, ряд экстремумов, отвечающих образованию экситона с энергией, соответствующей одному из возможных состояний.

Примесное поглощение. Этот вид поглощения света связан с ионизацией или возбуждением примесных атомов. Поглощение фотонов вызывает переходы электронов донорных атомов в зону проводимости или же переход валентных электронов полупроводника на акцепторные уровни. Могут наблюдаться также переходы электронов примесных центров на энергетические уровни возбуждения этих атомов. Энергия ионизации примесных атомов веществ, которыми обычно легируются полупроводники, в десятки и сотни раз меньше ширины запрещенной зоны и лежит обычно в пределах сотых долей электронвольта. Поэтому спектр примесного поглощения располагается обычно за длинноволновой границей собственного поглощения. Спектры примесного поглощения охватывают широкие полосы частот, так как электроны донорных атомов при поглощении света могут переходить на свободные энергетические уровни в зоне проводимости, лежащие достаточно далеко от ее дна, а ионизация акцепторных атомов может происходить за счет перехода электронов с более глубоких энергетических уровней валентной зоны.

В результате примесного поглощения, как и в случае термической ионизации атомов примесей, генерируются подвижные носители лишь одного знака: электроны в зоне проводимости при ионизации донорных атомов и дырки в валентной зоне при ионизации акцепторных атомов. Сами атомы примесей в процессе фотоионизации превращаются в ионы с единичным электрическим зарядом.

Понятно, что коэффициент поглощения α_0 в случае примесного поглощения существенно зависит от температуры. При комнатных температурах мелко залегающие уровни примеси почти все термически ионизированы, поэтому вероятность примесного поглощения фотонов невелика; при более низких температурах интенсивность примесного поглощения увеличивается.

Другие виды поглощения. Помимо собственного и примесного в полупроводниках наблюдается также поглощение фотонов

свободными носителями зарядов и самой кристаллической решеткой. В первом случае свободные носители зарядов — электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, поглощая фотоны, переходят на более высокие свободные энергетические уровни. Эти переходы не прямые и сопровождаются вследствие этого поглощением фонона. Коэффициент поглощения света свободными частицами пропорционален их концентрации, квадрату длины волны падающего излучения и обратно пропорционален подвижности μ и эффективной массе. Коэффициент α_0 в этом случае составляет около $100—500 \text{ см}^{-1}$.

В полупроводниках со сложной зонной структурой, например в кремнии (см. рис. 9-1, *в*), в результате поглощения квантов света возможен переход свободных частиц из одной долины в другую, что, как известно, может привести к изменению их эффективной массы.

Поглощение света кристаллической решеткой обусловлено взаимодействием электромагнитного поля световой волны с колебаниями узлов решетки. Энергия фотонов при таком взаимодействии переходит в энергию фононов. Поскольку такое взаимодействие носит резонансный характер, спектр поглощения света решеткой представляет собой ряд пиков поглощения, соответствующих различным длинам волн падающего света.

Таким образом, поглощение света полупроводниками связано с различными физическими явлениями в кристалле. В результате поглощения могут образоваться дополнительные свободные носители зарядов и, следовательно, изменится электрическое сопротивление кристалла (*фоторезистивный эффект*).

При облучении полупроводникового кристалла, содержащего электрический переход, может возникнуть электродвижущая сила между двумя разнородными областями полупроводника или между полупроводником и металлом (*фотогальванический эффект*). Эти и другие физические эффекты лежат в основе работы различных фотоэлектрических полупроводниковых приборов.

14-3. ФОТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ

Определение. *Фоторезистивным эффектом* называют изменение электрического сопротивления полупроводника, обусловленное исключительно действием электромагнитного излучения и не связанное с его нагреванием.

Фотопроводимость. Иными словами, при облучении полупроводника светом его проводимость изменяется на некоторую величину, называемую *фотопроводимостью*.

Положим, что n_0 и p_0 — концентрации равновесных носителей в собственном полупроводнике. Тогда его равновесная проводимость (в отсутствие освещения) равна:

$$\sigma_0 = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p). \quad (14-7)$$

Эту проводимость часто называют *темновой проводимостью*.

При освещении полупроводника в результате собственного поглощения концентрации подвижных носителей изменяются до величин $n_0 + \Delta n$ и $p_0 + \Delta p$ и его проводимость равна:

$$\sigma = e[(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p]. \quad (14-8)$$

Превышение проводимости σ над темновой проводимости σ_0 — это и есть *фотопроводимость* полупроводника:

$$\sigma_{\text{ф}} = \sigma - \sigma_0 = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p). \quad (14-9)$$

В случае примесного поглощения в полупроводнике преобладают неравновесные носители одного знака. Так, если преобладает процесс поглощения за счет ионизации донорных примесей, то $\Delta n \gg \Delta p$ и, следовательно, примесная фотопроводимость

$$\sigma_{\text{ф, прим}} \approx e \Delta n \mu_n. \quad (14-10)$$

Число генерируемых пар носителей заряда при облучении единицы площади пропорционально числу N фотонов в секунду, коэффициенту поглощения α_0 и квантовому выходу β , определяющему число пар носителей, образуемых одним поглощенным фотоном:

$$\Delta n = \Delta p = \alpha\beta N. \quad (14-11)$$

При включении потока облучающего света интенсивность процесса генерации пар не сразу достигает стационарного значения, соответствующего интенсивности падающего излучения, а нарастает по экспоненциальному закону:

$$\Delta n(t) = \alpha\beta\tau N (1 - e^{-t/\tau}), \quad (14-12)$$

где τ — время жизни неравновесных частиц. При $t \gg \tau$ концентрация неравновесных носителей достигает стационарного значения:

$$\Delta n_{\text{ст}} = \alpha\beta\tau N. \quad (14-13)$$

При выключении облучающего потока света наблюдается уменьшение концентрации Δn по экспоненциальному закону¹:

$$\Delta n(t) = \Delta n_{\text{ст}} e^{-\frac{t}{\tau}} = \alpha\beta\tau N e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (14-14)$$

В соответствии с законами нарастания и спада концентрации неравновесных носителей изменяется и величина фотопроводимости. Эти явления постепенного изменения $\sigma_{\text{ф}}$ при включении и выключении облучающего потока света называются *релаксацией фотопроводимости*.

¹ Выражения (14-12) и (14-14) справедливы при условии, что $\Delta n \ll n_0 + p_0$. В противном случае нарастание концентрации Δn происходит по закону гиперболического тангенса, а спад — по закону гиперболы [22].

На время релаксации могут оказать существенное влияние поверхностная рекомбинация, наличие ловушек, а также диффузия неравновесных носителей в глубь кристалла полупроводника и т. д.

Спектральная характеристика фотопроводимости, т. е. зависимость величины фотопроводимости σ_{ϕ} от длины волны падающего света, показана на рис. 14-1. Участок 1 соответствует собственному

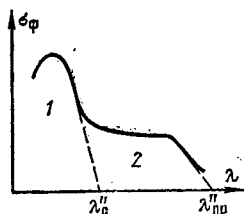


Рис. 14-1. Спектральная характеристика фотопроводимости.

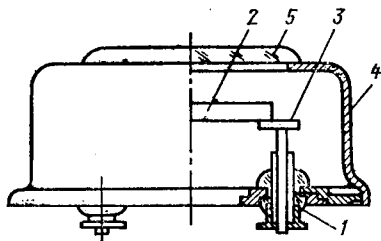


Рис. 14-2. Устройство фоторезистора.

1 — изолятор; 2 — полупроводник; 3 — металлические контакты; 4 — корпус; 5 — слюдяное или стеклянное окно.

поглощению, длинноволновая граница, в микрометрах, которого может быть определена на основании простого соотношения

$$\lambda_c'' = \frac{hc}{\Delta E_3} \approx \frac{1,24}{\Delta E_3}, \quad (14-15)$$

где c — скорость света.

Граничная длина волны $\lambda_{\text{пр}}''$, мкм, примесной фотопроводимости (участок 2) соответственно равна:

$$\lambda_{\text{пр}}'' \approx \frac{1,24}{\Delta E_d} \approx \frac{1,24}{\Delta E_{\text{ак}}}. \quad (14-16)$$

Здесь величины ΔE_d и $\Delta E_{\text{ак}}$ — энергии ионизации доноров или акцепторов соответственно, как и величина ΔE_3 в (14-15), выражены в электронвольтах.

14-4. ФОТОРЕЗИСТОРЫ

Определение. *Фоторезисторами* называют двухполюсные полупроводниковые приборы, электрическое сопротивление которых изменяется под действием светового потока.

Фоторезисторы используются для формирования электрических сигналов под действием облучающих световых сигналов, интенсивность которых может быть неизменной во времени (немодулированный сигнал) или же меняться по синусоидальному или любому другому закону (модулированный сигнал).

Кроме того, фоторезисторы используются также для обнаружения и регистрации световых сигналов. В этом режиме фоторезис-

торы, как и другие фотоприемники (фотодиоды и фототранзисторы, § 14-7 и 14-8), служат чувствительным элементом на входе приемников в системах оптической связи, обнаружения инфракрасного излучения, радиоастрономических системах и др.

Устройство. На рис. 14-2 для примера показано устройство одного из фоторезисторов. Светочувствительная пластина изготавливается либо прессованием из порошка полупроводникового материала, либо путем напыления этого материала на диэлектрическую подложку. В некоторых случаях пластину изготавливают из монокристалла полупроводника. На поверхность полупроводниковой пластины напыляют тонкопленочные металлические кон-

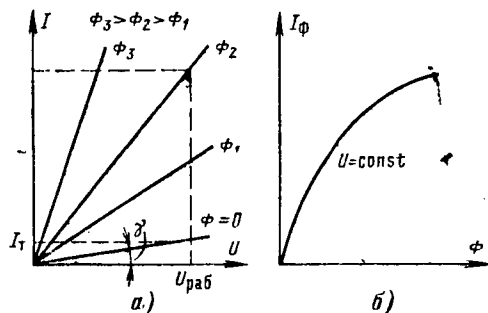


Рис. 14-3. Вольт-амперные (а) и энергетические характеристики фоторезистора (б).

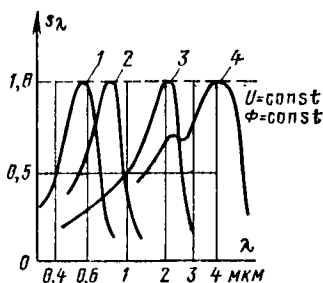


Рис. 14-4. Относительные спектральные характеристики фоторезисторов.

1 — сернистокадмиевый фоторезистор; 2 — селенисто-кадмиевый; 3 — сернистосвинцовый; 4 — селенистосвинцовый.

такты, соединяемые затем с выводами. Поверхность светочувствительной пластины между металлическими контактами образует рабочую площадку фоторезистора, величина которой колеблется для различных приборов от 0,5 до 30 мм².

В качестве светочувствительных материалов чаще всего используют полупроводниковые соединения типа $A^{II}B^{VI}$ (CdSe, CdS) или типа $A^{IV}B^{VI}$ (PbS, PbSe).

Характеристики и параметры. Вольт-амперная характеристика (рис. 14-3, а) отображает зависимость тока I через фоторезистор от приложенного к его выводам напряжения U при различных значениях светового потока Φ . В темноте проводимость фоторезистора обусловлена наличием свободных носителей зарядов — электронов и дырок, образовавшихся в результате теплового возбуждения. Ток через фоторезистор при некотором рабочем напряжении $U_{раб}$ и $\Phi = 0$ называется *темновым током* I_T , а ток при $\Phi > 0$ — *общим током* $I_{общ}$. Разность этих токов равна *фототоку*:

$$I_{\Phi} = I_{общ} - I_T. \quad (14-17)$$

Энергетическая характеристика фототока (рис. 14-3, б) — зависимость фототока от светового потока — линейна в области небольших значений Φ . При увеличении Φ рост фототока замедляется, так как с увеличением концентрации свободных носителей заряда возрастает вероятность их рекомбинации через ловушки [22] и, следовательно, уменьшается время жизни τ .

Энергетическую характеристику иногда называют *люкс-амперной*, откладывая при этом по оси абсцисс не световой поток, а освещенность в люксах.

Относительная спектральная характеристика показана на рис. 14-4. По оси ординат отложена монохроматическая чувствительность S_λ — параметр, который мы определим ниже. На рис. 14-4 представлены спектральные характеристики материалов, максимум чувствительности которых соответствует собственному поглощению. Наряду с такими материалами при изготовлении фоторезисторов используются также материалы с максимумом чувствительности, соответствующей примесному поглощению. Их спектральные характеристики мы рассмотрим в конце этого параграфа.

Как видно из рис. 14-4, максимум чувствительности вследствие неодинаковости величин ΔE_g для разных материалов соответствует разным частям оптического спектра: от желто-зеленой части видимого спектра для сернистокадмиевых фоторезисторов до ближней инфракрасной области для сернистосвинцовых и селенистосвинцовых материалов.

Чувствительность — один из важнейших параметров любого фотоэлектрического прибора. Для фоторезисторов используется чаще всего *токовая чувствительность* S_I — отношение фототока к некоторой величине, количественно характеризующей излучение, вызвавшее измеряемый фототок¹. Так, если в качестве такой величины используется световой поток, то говорят о чувствительности фоторезистора к световому потоку S_Φ ; различают также чувствительность к *лучистому потоку* S_{Φ_0} , *чувствительность к освещенности* S_E и др. Если чувствительность определяется отношением постоянных значений измеряемых величин, то ее называют *статической* $S_{ст}$, если же используется отношение малых приращений этих величин, то чувствительность называют *дифференциальной* $S_{д}$.

Чувствительность зависит от спектрального состава облучающего света. Чувствительность прибора к немонахроматическому излучению называют *интегральной* $S_{инт}$, а к монохроматическому излучению — *монохроматической* S_λ .

Для фоторезисторов в качестве параметра используют величину удельной интегральной чувствительности, $мА/(В \cdot лм)$, к световому потоку:

$$S_{Финт. уд} = \frac{I_\Phi}{\Phi U}. \quad (14-18)$$

¹ Для фотоэлектрических приборов, на выходе которых измеряется напряжение фотосигнала, используют понятие *вольтовой чувствительности* S_v .

Чувствительность называют удельной, так как — это отношение интегральной чувствительности $S_{\Phi \text{ инт}}$ к одному вольту приложенного напряжения. Для промышленных фоторезисторов величина $S_{\Phi \text{ инт, уд}}$ колеблется в широких пределах: от десятых долей до сотен единиц мА/(В·лм). Измеряют удельную интегральную чувствительность при освещенности $E = 200$ лк.

Темновое сопротивление R_T определяет электрическое сопротивление фоторезистора при $\Phi = 0$. Его значение легко определить по $\text{ctg } \gamma$ — угла наклона вольт-амперной темновой характеристики прибора (рис. 14-3, а). Сопротивление R_T измеряется единицами и даже десятками мегаом.

Граничная частота. Этот параметр определяет частоту $f_{\text{гр}}$ синусоидального сигнала, модулирующего световой поток, при которой чувствительность прибора падает в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с чувствительностью при немодулированном потоке. Для большинства фоторезисторов частота $f_{\text{гр}} \approx 10^3$ — 10^4 Гц.

Пороговый поток — один из важнейших параметров фотоприемников, в том числе и фоторезистора, работающего в режиме обнаружения слабых световых сигналов. Пороговым потоком Φ_p называют среднеквадратичное значение действующего на фотоприемник синусоидально-модулированного потока излучения с заданным спектральным распределением, при котором среднеквадратичное значение напряжения или тока на выходе фотоприемника равно среднеквадратичному значению напряжения или тока шумов в заданной полосе.

Иначе говоря, пороговый поток — это то минимальное значение потока, облучающего фотоприемник, которое еще может быть обнаружено на фоне собственных шумов этого прибора.

Пороговый поток, отнесенный к полосе частот в один герц называется *пороговым потоком в единичной полосе частот* $\Phi_{\text{п1}}$. Величину $\Phi_p^* = \Phi_{\text{п1}}/s$, где s — площадь фотоприемника, называют *удельным пороговым потоком*. В качестве параметра фотоприемников чаще используют величину $D = 1/\Phi_p$, называемую *обнаружительной способностью*, или же величину *удельной обнаружительной способности* $D^* = 1/\Phi_p^*$. Параметр D^* имеет размерность Вт⁻¹·см·Гц^{1/2}.

Температурный коэффициент фототока. Как и у большинства полупроводниковых приборов, характеристики и параметры фоторезисторов существенно зависят от температуры. Эту зависимость принято оценивать с помощью температурного коэффициента фототока

$$\alpha_T = \left. \frac{1}{I_{\Phi}} \frac{\partial I_{\Phi}}{\partial T} \right|_{\Phi = \text{const}} \quad (14-19)$$

Коэффициент $\alpha_T \approx -10^{-3}$ ÷ -10^{-4} С.

Рабочий режим фоторезистора, при котором не наблюдается необратимых изменений его параметров в течение всего срока службы, регламентируется рабочим напряжением (от 2 до 100 В

для разных типов приборов) и значением максимально допустимой мощности рассеяния (десятки милливатт).

Параметры фоторезисторов различных типов. В режиме формирования электрических сигналов при облучении фоторезисторов лучистым потоком применяются фоторезисторы из сульфида кадмия, селенида кадмия, сульфида и селенида свинца. Спектральные характеристики этих приборов показаны на рис. 14-4. Фоторезисторы из сульфида кадмия отличаются высоким рабочим напряжением (до 400 В), значительными максимальными токами (несколько миллиампер) и очень высокой интегральной чувствительностью, достигающей нескольких ампер на один люмен. Темновое сопротивление этих приборов велико: $R_T = 10^7 \div 10^{10}$ Ом.

Селенистокадмиевые фоторезисторы также отличаются высокой интегральной чувствительностью (15—20 А/лм) и высоким темновым сопротивлением ($R_T \approx 5 \cdot 10^6$ Ом), но допускают менее высокие рабочие напряжения и токи.

Приборы из соединений свинца чувствительны к излучениям в инфракрасной области спектра. При охлаждении спектральная характеристика этих приборов сдвигается в область более длинных волн. Поэтому эти фоторезисторы используются как при комнатной температуре, так и со специальными устройствами для их охлаждения до температуры жидкого азота (77 К). Интегральная чувствительность этих приборов в инфракрасной области достигает 2 мА/Вт.

В качестве фотопримеников в инфракрасном диапазоне применяются фоторезисторы на основе германия с примесями из золота, цинка, сурьмы и т. д., охлаждаемые до температуры жидкого азота. Спектральная характеристика их соответствует примесной фотопроводимости. Удельная обнаружительная способность $D^* = (1 \div 4) 10^{10}$ Вт⁻¹·см·Гц^{1/2}.

14-5. ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Определение. *Фотогальваническим эффектом* называют явление возникновения э. д. с. на зажимах прибора, содержащего электрический переход, при воздействии на него электромагнитного излучения.

Соответственно фотогальваническими называют приборы, принцип действия которых основан на электрических явлениях в электронно-дырочном переходе, протекающих под действием светового потока. Фотогальванические приборы служат преобразователями энергии светового потока в электрическую энергию. К этой группе приборов относят *полупроводниковые фотоэлементы*, а также *фотодиоды, фототранзисторы и фототиристоры* (см. § 14-6, 14-7 и 14-8).

Облучение p-n перехода световым потоком. На рис. 14-5 показана энергетическая диаграмма p-n перехода, облучаемого световым потоком Φ ,

Предположим, что практически все примесные атомы термически ионизованы и при облучении p - n -перехода наблюдается в основном собственное поглощение. Предположим также, что световой поток Φ содержит спектральные составляющие, для которых выполняется условие

$$h\nu \geq \Delta E_g. \quad (14-20)$$

Коэффициент поглощения α_0 , как известно, зависит от частоты. Предположим, что для частот, отвечающих условию (14-20), α_0 достаточно велик, так что основные акты поглощения происходят в толще p -полупроводника, недалеко от его поверхности. В результате собственного поглощения образуются пары свободных зарядов: электроны и дырки. В p -полупроводнике, таким образом, создается неравновесная концентрация зарядов обоих знаков, которые и диффундируют по направлению к области с меньшей концентрацией, т. е. к запирающему слою. Достигнув этого слоя, электроны увлекаются контактным полем E_k и перебрасываются в n -область, где они являются основными носителями. Дырки тормозятся контактным полем и остаются в p -области. Таким образом, по обе стороны запирающего слоя увеличивается концентрация основных носителей зарядов.

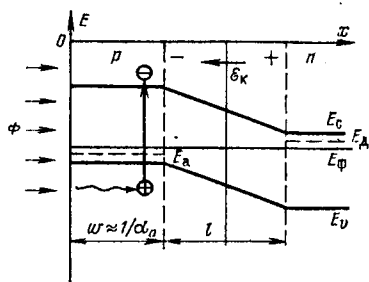


Рис. 14-5. Энергетическая диаграмма p - n перехода, облучаемого световым потоком.

Если области полупроводника, образующие переход, не замкнуты внешней цепью, то в p -области будут накапливаться дырки, а в n -области — электроны. Объемный заряд этих основных носителей частично компенсирует заряды ионизированных атомов примесей в запирающем слое, и потенциальный барьер на переходе снижается. Условие равновесия нарушается, и через переход возникает диффузионный ток основных носителей. Новое равновесное состояние будет соответствовать меньшей величине потенциального барьера φ_k — U_ϕ , при которой поток неосновных носителей через переход, возникающих в результате поглощения квантов света, будет полностью уравновешен встречным диффузионным потоком основных носителей.

Возникающая при этом разность потенциалов U_ϕ , на величину которой снижается потенциальный барьер в переходе, называется *фотоэлектродвижущей силой (фото-э. д. с.)*.

Фото-э. д. с. зависит от интенсивности облучающего переход света и других факторов, но ее максимальное значение не может быть больше контактной разности потенциалов φ_k .

Если области полупроводника, образующие p - n переход, замкнуть внешней цепью, то в ней потечет фототок I_ϕ , обязанный

движению через переход неосновных носителей заряда, генерированных квантами света, и, следовательно, совпадающий по направлению с обратным током.

Число генерируемых в единицу времени пар зарядов пропорционально числу поглощенных фотонов $\Phi/h\nu$ и квантовому выходу β . Следовательно, для фототока можно записать:

$$I_{\Phi} = \frac{e\Phi}{h\nu} \beta \kappa, \quad (14-21)$$

где κ — коэффициент собирания носителей заряда, определяющий число пар носителей зарядов, не рекомбинирующих в толще и на поверхности полупроводника и достигающих запирающего слоя ($\kappa \leq 1$).

Как видно из этого выражения, фототок I_{Φ} пропорционален световому потоку Φ . Коэффициент пропорциональности в (14-21).

$$s_{\text{инт}} = \frac{e\beta\kappa}{h\nu} \quad (14-22)$$

— это интегральная чувствительность фотоприемника.

Коэффициент κ зависит от ряда факторов: электрофизических свойств материала, толщины слоя полупроводника вблизи поверхности и др. В самом деле, величина фототока определяется характером движения неравновесных «световых» носителей заряда. Это движение включает в себя диффузию частиц к запирающему слою и дрейф носителей в поле $\mathcal{E}_k$ через запирающий слой. Очевидно, что если основные акты поглощения происходят в p -слое, то для получения коэффициента κ , близкого к единице, толщина этого слоя w должна быть много меньше диффузионной длины: $w \ll L$. С другой стороны, чрезмерное уменьшение w может привести к тому, что основные акты поглощения будут происходить очень близко к поверхности, где вероятность рекомбинации на поверхностных уровнях существенно больше.

Время диффузии носителей к переходу, а также время дрейфа их в контактном поле определяют инерционные свойства приборов.

В ряде приборов акты поглощения происходят не только в слое полупроводника, прилегающего к поверхности, но и в области запирающего слоя. Как показывает анализ [23], в том и другом случае наилучшее соотношение между квантовой эффективностью прибора и его быстродействием достигается при условии

$$w \approx 1/\alpha_0. \quad (14-23)$$

Вольт-амперная характеристика p - n -перехода, облученного светом. Предположим, что внешняя цепь p - n перехода замкнута через резистор нагрузки R_n , подключенный к металлическому покрытию со стороны n -полупроводника и к полупрозрачной металли-

ческой пленке на поверхности p -полупроводника (рис. 14-6). Ток I_Φ , создаваемый движением через переход неосновных носителей, совпадает по направлению с обратным током I_o электронно-дырочного перехода. На резисторе R_H ток I_Φ создает падение напряжения U_R (плюсом к p -полупроводнику), которое приводит к уменьшению потенциального барьера и, следовательно, к возникновению через переход прямого тока, текущего навстречу току I_Φ .

Используя выражение (10-52) для вольт-амперной характеристики

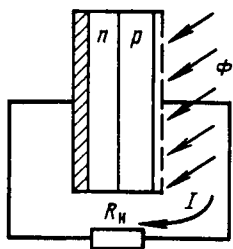


Рис. 14-6. Подключение резистора нагрузки к p - n переходу.

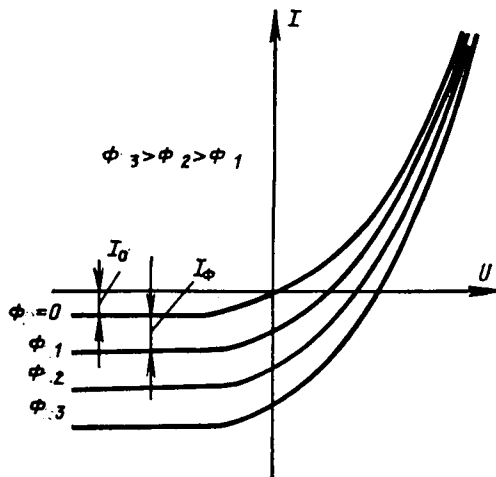


Рис. 14-7. Вольт-амперные характеристики облученного p - n перехода.

ки p - n перехода, запишем выражение для тока во внешней цепи облученного перехода:

$$I = I_\Phi - I_o \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (14-24)$$

Принимая во внимание, что $U = U_R = IR_H$, запишем:

$$I = I_\Phi - I_o \left(e^{\frac{eIR_H}{kT}} - 1 \right); \quad (14-25)$$

Решив относительно U_R , получим:

$$U_R = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{I_\Phi - I}{I_o} \right). \quad (14-26)$$

Эти выражения описывают вольт-амперную характеристику облученного p - n перехода (рис. 14-7).

Первый квадрант содержит прямую (диффузионную) ветвь вольт-амперной характеристики необлученного ($\Phi = 0$) перехода, находящегося под прямым напряжением. При облучении перехода возникающий фототок вычитается из диффузионного тока и эта часть характеристики видоизменяется. В третьем квадранте располагается семейство кривых, соответствующих подклю-

чению обратного напряжения к p - n переходу. При $\Phi > 0$ фототок суммируется с обратным током p - n перехода. Эту часть характеристик называют *характеристиками фотодиодного включения* облученного p - n перехода. Характеристики в четвертом квадранте являются характеристиками *полупроводникового фотоэлемента*.

В случае короткого замыкания ($R_n = 0$, рис. 14-6) ток во внешней цепи равен фототоку и выражение (14-25) принимает вид:

$$I_{к.з} = I_\Phi = s_{\text{инт}}\Phi. \quad (14-27)$$

На оси ординат рис. 14-7 ($U = 0$) кривые при условии $\Phi_3 - \Phi_2 = \Phi_2 - \Phi_1 = \Delta\Phi$ отсекают равные отрезки.

В режиме холостого хода ($I = 0$) выражение (14-26) имеет вид:

$$U_{х.х} = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{s_{\text{инт}}\Phi}{I_0} \right). \quad (14-28)$$

Напряжение на зажимах фотогальванического элемента растет с увеличением светового потока по логарифмическому закону. В соответствии с этим же законом изменяются величины отрезков, отсекаемых кривыми на оси напряжений ($I = 0$).

Напряжение на зажимах прибора в режиме холостого хода — это, как отмечалось, выше, *фотоэлектродвижущая сила* U_Φ . Подставляя в (14-28) численные значения постоянных, для $T = 300$ К получаем:

$$U_\Phi \approx 0,025 \ln \left(1 + \frac{s_{\text{инт}}\Phi}{I_0} \right). \quad (14-29)$$

При интенсивном освещении $s_{\text{инт}}\Phi \gg I_0$ и единицей в скобках можно пренебречь:

$$U_\Phi \approx 0,025 \ln \frac{I_\Phi}{I_0}. \quad (14-30)$$

14-6. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ФОТОЭЛЕМЕНТЫ

Определение. *Полупроводниковыми фотоэлементами* называют приборы, принцип действия которых основан на фотогальваническом эффекте — явлении возникновения фото-э. д. с. в электрическом переходе при облучении его световым потоком. Фотоэлементы являются преобразователями энергии светового потока в электрическую энергию и используются как источники э. д. с. для питания различных радиоэлектронных устройств, в приборах автоматики и др.

Устройство селенового и кремниевого фотоэлементов схематически показано на рис. 14-8. На массивную металлическую пластину толщиной 1—2 мм методом термического испарения в вакууме наносят слой p -селена (p -Se) и прогревают пластину при $T = 200 \div 210^\circ\text{C}$. На слой селена затем напыляют тонкую пленку кадмия (Cd), галлия (Ga) или индия (In). При последующей термической обработке на поверхности кристалла Se образуется

тонкий слой (около 50 мкм) селенистого соединения напыленного металла, обладающего n -проводимостью. На границе образовавшегося селенида и p -Se формируется электронно-дырочный переход. Тонкий напыленный слой металла полупрозрачен и служит вторым электродом, с которым соединяется кольцообразный металлический контакт.

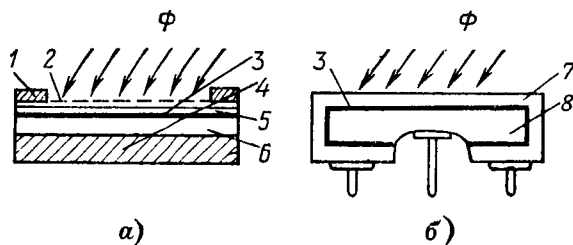


Рис. 14-8. Устройство полупроводниковых фотоэлементов.

a — селенового; b — кремниевое; 1 — контактное кольцо; 2 — полупрозрачный слой металла; 3 — p - n переход; 4 — металл; 5 — n -Se; 6 — p -Se; 7 — p -Si; 8 — n -Si.

Основой кремниевого фотоэлемента служит пластина n -Si толщиной 0,3—1 мм, на поверхности которой путем диффузии бора или алюминия создается слой p -Si толщиной 0,4—1 мкм. На границе этого слоя с n -Si образуется p - n переход с толщиной запирающего слоя $l \approx 0,05$ мкм. Контакты со слоем p -Si создаются путем вакуумного напыления пленки титана, защищаемого затем тонкой пленкой серебра. Пленка напыляемого металла полупрозрачна. С тыльной стороны пластины вытравливается лунка, в которой осуществляется контакт с пластиной n -Si.

Характеристики и параметры фотоэлементов. Энергетическая характеристика фотоэлемента показана на рис. 14-9, a . При $R_H = 0$ зависимость $I_\Phi = f(\Phi)$ должна быть согласно (14-21) линейной, однако с увеличением светового потока характеристика отклоняется от линейного закона. Это объясняется влиянием со-

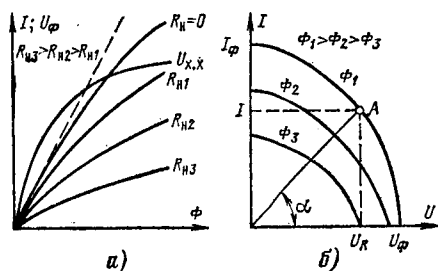


Рис. 14-9. Энергетические (a) и вольт-амперные (b) характеристики полупроводникового фотоэлемента.

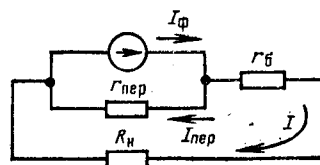


Рис. 14-10. Эквивалентная схема полупроводникового фотоэлемента.

противления перехода $r_{\text{пер}}$ и сопротивления r_6 — объема полупроводника, показанных на эквивалентной схеме фотоэлемента (рис. 14-10), на которой процесс световой генерации пар зарядов представлен эквивалентным генератором тока I_{Φ} .

Для этой схемы в соответствии с законом Кирхгофа можно записать:

$$\left. \begin{aligned} I_{\Phi} &= I_{\text{пер}} + I; \\ \frac{I_{\text{пер}}}{I} &= \frac{R_{\text{н}} + r_6}{r_{\text{пер}}}. \end{aligned} \right\} \quad (14-31)$$

Отсюда

$$I = \frac{I_{\Phi} r_{\text{пер}}}{R_{\text{н}} + r_{\text{пер}} + r_6}. \quad (14-32)$$

При $R_{\text{н}} = 0$

$$I = \frac{I_{\Phi}}{1 + \frac{r_6}{r_{\text{пер}}}}. \quad (14-33)$$

При малых значениях светового потока $r_{\text{пер}} \gg r_6$, следовательно, $I \approx I_{\Phi} \approx s_{\text{инт}} \Phi$ и световая характеристика почти линейна. С увеличением светового потока сопротивление перехода уменьшается и зависимость $I = f(\Phi)$ все больше отклоняется от линейной.

На рис. 14-9, а показана также зависимость $U_{\Phi} = \varphi(\Phi)$ в соответствии с соотношением (14-28).

Семейство вольт-амперных характеристик фотоэлемента показано на рис. 14-9, б. Эти кривые представляют собой участок вольт-амперных характеристик облученного p - n перехода (см. рис. 14-7). При заданном световом потоке, например Φ_1 , характеристика отсекает на оси ординат отрезок, равный фототоку $I_{\Phi} = I_{\text{к.з.}}$, а на оси абсцисс — отрезок, равный величине фотоз. д. с. $U_{\Phi} = U_{\text{х.х.}}$.

На семействе вольт-амперных характеристик может быть построена нагрузочная характеристика — прямая, идущая из начала координат, $\text{ctg } \alpha$ — угла наклона которой к оси абсцисс пропорционален сопротивлению $R_{\text{н}}$. Точка пересечения нагрузочной характеристики с вольт-амперной характеристикой определяет рабочую точку А, координаты которой соответствуют величинам тока I во внешней цепи и напряжения U_R на зажимах резистора $R_{\text{н}}$. Площадь прямоугольника, ограниченного осями ординат и перпендикулярами, опущенными к ним из рабочей точки, пропорциональна мощности, выделяемой во внешней цепи.

Относительные спектральные характеристики основных типов промышленных фотоэлементов показаны на рис. 14-11, где нанесены также кривые энергий солнечного излучения, относительного числа фотонов в потоке солнечного света и видности глаза.

Частотная характеристика дает представление об инерционных свойствах фотоэлемента при облучении его световым потоком,

модулированным по интенсивности по синусоидальному закону с частотой f . Как видно из рис. 14-12, с увеличением частоты чувствительность фотоэлемента падает, что определяется инерционными свойствами фотоэлемента, в основном постоянной времени перезаряда барьерной емкости p - n перехода. На частотной характеристике отмечено значение граничной частоты $f_{гр}$, при которой чувствительность уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с ее значением при $f = 0$.

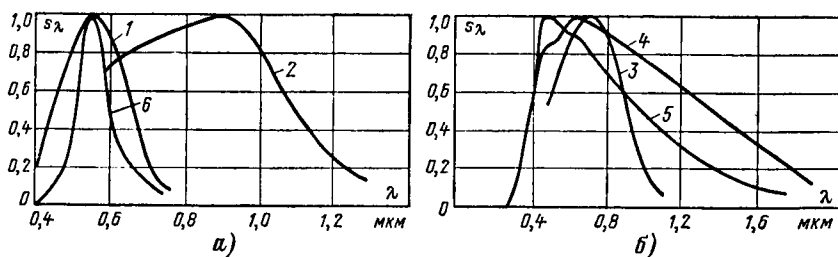


Рис. 14-11. Спектральные характеристики фотоэлементов.

1 — селенового; 2 — сернистосеребряного; 3 — кремниевого; 4 — число фотонов в солнечном излучении; 5 — солнечный спектр; 6 — кривая видности глаза.

Полупроводниковые фотоэлементы могут использоваться в качестве источников электрической энергии, а также в качестве фотоприемников.

В последнем случае наиболее важна их спектральная характеристика, а также такие параметры, как пороговый поток $\Phi_{п}$ и обнаружительная способность D , смысл которых рассматривался в § 14-4.

Для фотоэлементов, используемых как источники электроэнергии, наиболее важное значение имеют вольт-амперная характеристика и коэффициент полезного действия, значение которого определяет эффективность преобразования световой энергии в электрическую:

$$\eta = \frac{IU_R}{\Phi}. \quad (14-34)$$

Значение к. п. д. фотоэлемента зависит от ряда факторов. Существенную роль играют световые потери, определяемые в первую очередь коэффициентом отражения. Отраженная часть световой энергии не участвует в процессе преобразования. К световым потерям относят также ту часть фотонов, которая при поглощении не создает пар носителей электрических зарядов (поглощение решеткой, свободными носителями зарядов, экситонное поглощение и др.).

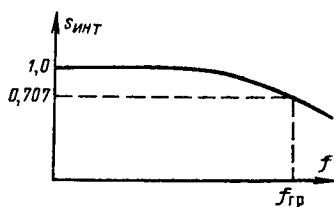


Рис. 14-12. Частотная характеристика фотоэлементов.

Процесс преобразования сопровождается также энергетическими потерями. К их числу относятся процессы рекомбинации, образования пар зарядов на расстоянии от запирающего слоя, превышающем длину диффузии, потери в сопротивлении перехода, объема полупроводника и др.

Коэффициент полезного действия фотоэлемента увеличивается с ростом светового потока и фотоэлектродвижущей силы $U_{\text{ф}}$. Однако при больших значениях Φ с ростом концентрации свободных носителей возрастает вероятность их рекомбинации, а также снижается коэффициент собирания κ . Кроме того, в результате разогрева прибора при больших Φ увеличивается ток I_0 , что также служит причиной снижения к. п. д.

Рост фото-э. д. с. и напряжения U_R ограничен высотой φ_K потенциального барьера перехода. Увеличения напряжения U_R можно достигнуть при использовании полупроводниковых материалов с широкой запрещенной зоной и высокой степенью легирования. В этом случае уровень Ферми приближается к дну зоны проводимости в n -полупроводнике и к потолку валентной зоны в p -полупроводнике, следовательно, $e\varphi_K \approx \Delta E_z$. Теоретическое значение к. п. д. при $N_a = N_d = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ приближается к 25%.

Задача выбора оптимального полупроводникового материала приобретает особое значение при разработке преобразователей солнечной энергии, характеризующей весьма широким спектром. Этот вопрос мы более подробно рассмотрим ниже при обсуждении параметров фотоэлементов различных типов.

Параметры фотоэлементов различных типов. Основными типами фотоэлементов, используемых в качестве фотогальванических приемников излучения, служат селеновые и сернистосеребряные фотоэлементы. Устройство селенового фотоэлемента было показано на рис. 14-8, а. Эти фотоэлементы используются в основном в кино- и фотоаппаратуре, так как их спектральная характеристика близка к кривой видности глаза (рис. 14-11, а).

Интегральная чувствительность селеновых фотоэлементов $S_{\text{инт}} = 300 \div 700 \text{ мкА/лм}$. Фото-э. д. с. этих элементов не превышает 0,5—0,6 В. Значение граничной частоты $f_{\text{гр}}$ составляет несколько сотен герц.

В сернистосеребряных фотоэлементах электрический переход образуется между полупрозрачной пленкой золота и пленкой сернистого серебра, нанесенной на металлическую подложку. Эти фотоэлементы чувствительны к излучениям в длинноволновой части видимого спектра и в инфракрасной области.

Интегральная чувствительность этих приборов $S_{\text{инт}} \approx 10 \div 12 \text{ мА/лм}$. Эти фотоэлементы, как и селеновые, характеризуются низким значением к. п. д. (1—2%) и поэтому не используются как источники электроэнергии. Одна из причин столь низкого к. п. д. — малая диффузионная длина в поликристаллических полупроводниковых пленках.

В качестве фотоприемников для обнаружения и регистрации малых световых сигналов применяются фотогальванические элементы на основе монокристаллических полупроводников германия и кремния, а также полупроводниковых соединений: антимонида индия (InSb), арсенида индия (InAs) и др. Электрические переходы в таких приборах получают путем сплавления (например, индия и *n*-германия) или методом локальной диффузии примесей.

Для усиления малых электрических сигналов, получаемых при регистрации слабых световых потоков, желательно увеличить сопротивление нагрузки, включаемой во внешнюю цепь. Однако увеличение сопротивления R_n ограничено внутренним сопротивлением прибора $R_{вп}$, зависящим от сопротивления перехода при обратном включении. При $R_n \ll R_{вп}$ энергетическая характеристика получается более линейной (см. рис. 14-9) и снижается постоянная времени перезаряда барьерной емкости.

С этой точки зрения кремниевые фотоэлементы предпочтительней германиевых, так как ширина запрещенной зоны кремния ($\Delta E_z \approx 1,1$ эВ) примерно в полтора раза больше, чем у германия, и, следовательно, меньше обратный ток. Германиевые приборы по этой причине используются при охлаждении до температуры жидкого азота (77 К).

Кремниевые приборы наиболее чувствительны к излучениям с длиной волны $\lambda \approx 0,8$ мкм; длинноволновая граница этих приборов $\lambda \approx 1,1$ мкм; удельная обнаружительная способность $D^* \approx 10^{13}$ Вт⁻¹·см·Гц^{1/2}.

Для работы в инфракрасной области спектра применяются фотогальванические приемники из материалов с относительно узкой запрещенной зоной (InSb и InAs). Параметры фотоприемника, изготовленного из антимонида индия, следующие: максимальная чувствительность соответствует излучению с длиной волны $\lambda \approx 5,5$ мкм; удельная обнаружительная способность $D^* \approx 5 \cdot 10^{11}$ Вт⁻¹·см·Гц^{1/2}.

В качестве эффективных преобразователей солнечной энергии в электрическую — фотонисточников электрической энергии — применяются кремниевые элементы, изготавливаемые на основе монокристалла кремния, а также пленочные элементы на основе сульфида кадмия. Основные требования к солнечным элементам заключаются в следующем. Прежде всего их спектральная характеристика должна наиболее полно соответствовать спектру излучения солнца.

Спектральная характеристика полупроводникового материала во многом зависит от ширины запрещенной зоны ΔE_z . Как видно из рис. 14-11, б, спектральная характеристика кремния достаточно близка к спектру солнечного излучения. В необходимой мере отвечает этим требованиям и спектральная характеристика сульфида кадмия.

Второе важное требование — максимальный к. п. д. Как уже отмечалось, значение к. п. д. зависит от многих факторов.

Можно показать [14], что при согласованной нагрузке ($R_{\text{н}} \approx R_{\text{вн}}$)

$$\eta = \frac{s_{\text{инт}}^2}{4} \Phi R_{\text{вн}}. \quad (14-35)$$

Отсюда следует, что материал для солнечной батареи должен обладать максимальной чувствительностью и высоким значением $R_{\text{вн}}$. Эти условия в совокупности с первым требованием к спектральной характеристике позволяют определить оптимальную ширину запрещенной зоны: $\Delta E_{\text{з, опт}} = 1,1 \div 1,6$ эВ. Оптимальным с этой точки зрения является арсенид галлия ($\Delta E_{\text{з}} \approx 1,4$ эВ), в достаточной степени удовлетворяют этим условиям кремний ($\Delta E_{\text{з}} \approx 1,1$ эВ) и сульфид кадмия ($\Delta E_{\text{з}} \approx 2,0$ эВ). Эти материалы в основном и используются при изготовлении солнечных батарей.

Устройство кремниевого элемента было показано на рис. 14-8, б. Коэффициент полезного действия кремневых солнечных батарей достигает 15—19%, а батарей на основе арсенида галлия 13%.

Недостатками солнечных элементов этого типа (изготовленных на основе монокристаллов) являются невозможность получения большой рабочей поверхности (больше нескольких квадратных сантиметров), а также невысокое отношение мощности на выходе элемента к его массе — около 50 Вт/кг.

Пленочные солнечные элементы на основе сульфида кадмия отличаются более высоким отношением мощности к массе (около 200 Вт/кг) и большей рабочей поверхностью, но более низким к. п. д. (около 8%).

14-7. ФОТОДИОДЫ

Определение. *Фотодиодом* называют полупроводниковый диод, в котором под действием падающего на него светового потока образуются подвижные носители зарядов, создающие дополнительный ток (фототок) через обратно смещенный p - n переход.

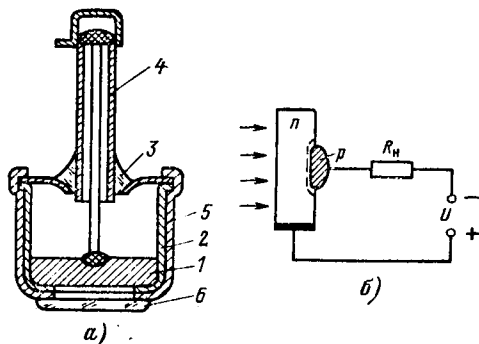
Устройство. Одна из возможных конструкций фотодиода и схема его включения показаны на рис. 14-13, а и б. Круглая пластина n -германия, служащая базой, помещена в металлический корпус против окна, закрытого стеклом. Электронно-дырочный переход образован путем сплавления в пластинку германия капли индия. Таким образом, в фотодиоде этой конструкции световой поток направлен перпендикулярно плоскости p - n перехода. Возможно и другое расположение кристалла полупроводника, когда световой поток параллелен плоскости перехода.

В качестве активного элемента в фотодиодах могут использоваться электрические переходы различных типов: резкий симметричный p - n переход, p - i - n переход, электронно-дырочный переход с меняющийся по толщине эмиттера концентрацией примесей (переход с встроенным электрическим полем), переход металл — полупроводник (диод с барьером Шоттки), гетеропереход и др.

Принцип действия фотодиода базируется на физических процессах, протекающих в облученном переходе, которые рассматривались в § 14-5. В отсутствие светового потока ($\Phi = 0$) в фотодиоде, под действием обратного напряжения, течет обратный ток, значение которого, как известно, определяется концентрацией неосновных носителей в полупроводниках, площадью перехода, физическими процессами в области запирающего слоя и т. д. Все эти вопросы подробно рассмотрены в § 11-3 — при обсуждении вольт-амперной характеристики реального полупроводникового диода. Поскольку фотодиод в отсутствие внешнего облучения ничем практически не отличается от полупроводникового диода, все рассмотрение, проведенное в § 11-3, справедливо и для зависимости $I = f(U)$ фотодиода при условии, что $\Phi = 0$. Эту зависимость для фотодиода часто называют *темновой вольт-амперной характеристикой*.

Рис. 14-13. Устройство (а) и схема включения (б) фотодиода.

1 — пластина германия; 2 — кристаллодержатель; 3 — изолятор; 4 — втулка; 5 — металлический корпус; 6 — стеклянное окно.



При освещении фотодиода ($\Phi > 0$) в его базе (пластине n -Ge в приборе, изображенном на рис. 14-13) под действием квантов света развивается процесс генерации пар зарядов. Наиболее интенсивен процесс генерации пар зарядов у внешней поверхности базы. Вновь образовавшиеся электроны и дырки диффундируют через толщу базы к p - n переходу. Дырки увлекаются контактным полем $\mathcal{E}_K$ и выбрасываются в p -область, увеличивая таким образом плотность потока неосновных носителей через переход, а следовательно, и обратный ток в приборе. Для того чтобы вновь образовавшиеся дырки могли в большинстве своем достичь области p - n перехода, толщина базы должна быть меньше диффузионной длины дырок: $w < L_p$.

Как было показано в § 14-5, процесс протекает наиболее эффективно при выполнении условия (14-23)

$$w \approx 1/\alpha_0.$$

В соответствии с этим требованием и выбирается толщина базы фотодиода.

Вольт-амперные характеристики. Для определения зависимости тока, текущего через фотодиод, от приложенного напряжения воспользуемся полученным ранее соотношением (14-25):

$$I = I_{\Phi} - I_0 \left[e^{\frac{eIR_n}{kT}} - 1 \right].$$

В рассматриваемом случае внешняя цепь (рис. 14-4, б) содержит дополнительный источник напряжения и следовательно, напряжение на p - n переходе равно:

$$U_{\text{пер}} = IR_n - U. \quad (14-36)$$

Учитывая это, перепишем выражение (14-25), следующим образом:

$$I = I_{\Phi} - I_0 \left[e^{\frac{e(IR_n - U)}{kT}} - 1 \right]. \quad (14-37)$$

Построенные в соответствии с (14-37) *вольт-амперные характеристики* фотодиода (рис. 14-14, а) представляют собой часть вольт-амперной характеристики облученного p - n перехода (рис. 14-7).

Как уже было сказано, темповая характеристика ($\Phi = 0$) представляет собой обратную ветвь вольт-амперной характеристики диода. Поэтому в кремниевых фотодиодах темновой ток значительно меньше, чем в германиевых, а его некоторый рост с повышением обратного напряжения объясняется теми же причинами, что и для полупроводниковых диодов (см. § 11-3).

С увеличением светового потока фототок с соответствии с (14-27) растет линейно, что и определяет эквидистантность характеристик при $\Phi > 0$ и при условии, что $\Delta\Phi = \Phi_3 - \Phi_2 = \Phi_2 - \Phi_1 = \text{const}$.

Энергетические характеристики фотодиода (рис. 14-14, б) линейны в достаточно широком интервале изменений светового потока. Рост фототока с увеличением обратного напряжения объясняется расширением запирающего слоя и соответственным уменьшением ширины базы, в результате чего меньшая часть неосновных носителей рекомбинирует в толще базы в процессе диффузии к p - n переходу.

Относительные спектральные характеристики германиевого и кремниевого фотодиодов показаны на рис. 14-14, в. Образование пар зарядов при облучении фотодиодов обусловлено в основном собственным поглощением (см. § 14-1). Поэтому максимум спектральной характеристики приборов, выполненных из кремния, обладающего более широкой запрещенной зоной ($\Delta E_z \approx 1,1$ эВ), соответствует меньшим значениям λ по сравнению с приборами на основе германия ($\Delta E_z \approx 0,72$ эВ). По этой же причине и длинноволновая граница для германиевых приборов лежит в области более длинных волн.

Уменьшение чувствительности в области коротких волн объясняется следующими причинами. В этой области коэффициент α_0 достаточно велик ($\alpha_0 \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$), фотоны поглощаются в основном вблизи наружной поверхности базы, где вероятность рекомбинации на поверхностных центрах весьма велика, и число неосновных носителей, приходящих к p - n переходу, уменьшается.

Частотная характеристика фотодиода (рис. 14-14, г) отображает реакцию прибора на модулированный по яркости световой поток. По оси абсцисс отложена частота f модуляции яркости потока Φ . Уменьшение фототока с увеличением частоты f свидетельствует об инерционных свойствах фотодиода.

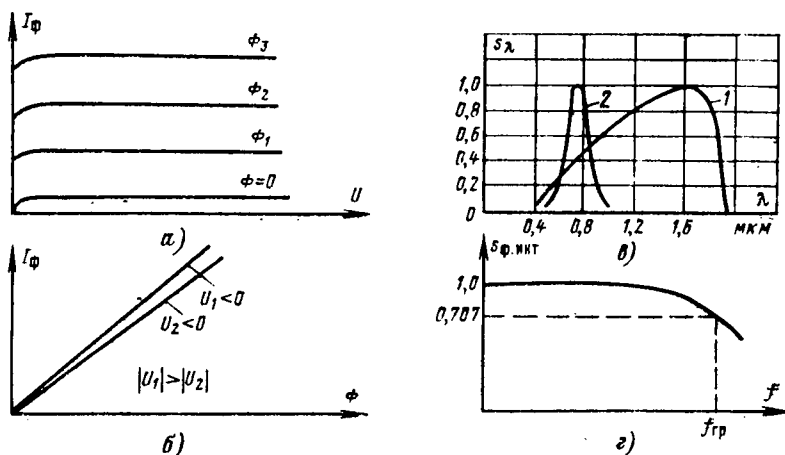


Рис. 14-14. Вольт-амперные (а), энергетические (б), относительные спектральные (в) и частотная (г) характеристики фотодиодов.

1 — германиевый фотодиод; 2 — кремниевый фотодиод.

Инерционность фотодиодов обусловлена рядом факторов, среди которых важную роль играют время заряда емкости перехода, а также время t_D диффузии носителей к переходу и время $t_{др}$ прохождения носителей через область объемного заряда в переходе. Если период T_m модулирующих световой поток колебаний сравним с суммарным временем $t_{пр} = t_{диф} + t_D$ движения носителей, то процессы изменения тока в приборе как бы не успевают за быстрыми изменениями интенсивности светового потока. В результате с ростом частоты амплитуда переменной составляющей тока в нагрузке фотодиода уменьшается и увеличивается фазовый сдвиг между модулирующим световой поток колебанием и переменной составляющей тока в приборе. Можно показать [23], что при $t_{пр} \approx 0,4T_m$ амплитуда тока уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с ее значением на низкой частоте модуляции, а фазовый сдвиг превышает 70° .

В фотодиоде рассматриваемой конструкции область объемного заряда в переходе достаточно узка и основное время движения носителей определяется диффузией дырок в базе ($n - Ge$): $t_{пр} \approx \approx t_D$. Поскольку в нашем случае в отличие от обычного полупроводникового диода дырки диффундируют из базы к переходу, время t_D примерно в два раза превышает это значение, определяемое соотношением (9-121). Поэтому с учетом (14-23) можно записать:

$$t_D = \frac{w^2}{D_p} = \frac{1}{\alpha_0^2 D_p}. \quad (14-38)$$

Отсюда граничная частота, при которой амплитуда переменной составляющей тока уменьшается в $\sqrt{2}$ раз ($t_{пр} \approx 0,4T_M$), равна:

$$f_{гр} = \frac{1}{t_{пр}} = 0,4\alpha_0^2 D_p. \quad (14-39)$$

В полупроводниках, как правило, подвижность электронов выше подвижности дырок и, следовательно, $D_p < D_n$. Поэтому с точки зрения инерционных свойств преимущество имеют фотодиоды с базой на основе n -полупроводника.

Параметры фотодиодов. К числу параметров фотодиодов относятся прежде всего электрические величины, определяющие его режим работы: номинальное рабочее напряжение $U_{раб}$ и максимально допустимое обратное напряжение $U_{обр. макс}$, значение которого гарантирует работу прибора вне области пробоя перехода. В качестве параметров фотодиодов используются те же величины, что и для фоторезисторов, так как фотодиоды, так же как и фоторезисторы, служат для формирования электрических сигналов под действием облучающего света и для обнаружения и регистрации световых сигналов. К этим параметрам относятся (см. § 14-4): чувствительность s , граничная частота $f_{гр}$, пороговый поток Φ_n и обнаружительная способность D .

С целью улучшения этих параметров в последние годы разработан ряд фотодиодов, устройство которых отличается от рассмотренного выше.

Фотодиод с встроенным электрическим полем. Энергетическая диаграмма этого прибора приведена на рис. 14-15. Электронно-дырочный переход в таком фотодиоде создается путем диффузии акцепторных примесей в пластину n -полупроводника. При этом концентрация примесей в базе неравномерна, величина ее уменьшается от поверхности базы по направлению к переходу. В результате тепловой ионизации акцепторных атомов оказывается неравномерной и концентрация дырок в базе, которые диффундируют к переходу, образуя неподвижные отрицательные заряды ионизированных акцепторных атомов у поверхности базы. В базе создается поле $\mathcal{E}_b$, вектор напряженности которого направлен к поверхности базы. Образующиеся при облучении базы световым потоком носители зарядов разделяются этим полем. Движение электронов

к переходу характеризуется теперь не только их диффузией, но и дрейфом в поле $\mathcal{E}_6$. Вследствие этого суммарное время движения электронов в базе уменьшается и $f_{гр}$ возрастает.

Улучшению частотных свойств фотодиодов со встроенным полем способствует и то обстоятельство, что при изготовлении прибора диффузионным методом толщина базы может быть уменьшена до 3—5 мкм.

Фотодиод типа $p-i-n$ может быть как германиевым, так и кремниевым. Отличие его заключается в том, что p - и n -области полупроводника разделены слоем i — собственного полупроводника. Таким образом, в приборе создаются два перехода: типа $p-i$ и типа $n-i$. Однако, если к фотодиоду приложено обратное напряжение такой величины, что области объемного заряда обоих пере-

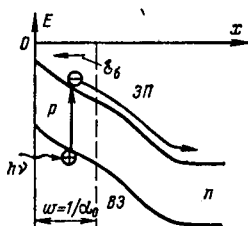


Рис. 14-15. Энергетическая диаграмма фотодиода с встроенным электрическим полем.

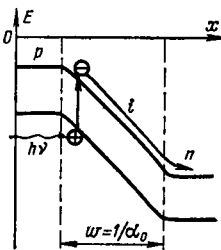


Рис. 14-16. Энергетическая диаграмма $p-i-n$ фотодиода.

ходов, простирающиеся в основном в i -слой, перекрываются (рис. 14-16), то образуется как бы один переход, запирающий слой которого лежит в i -области.

Базу в таком фотодиоде делают достаточно тонкой, так что основные акты собственного поглощения фотонов приходятся на i -область. Основное время движения генерированных носителей в приборе определяется их дрейфом через i -область:

$$t_{пр} \approx t_{др} = \frac{w}{v_{др}} = \frac{1}{\alpha_0 v_{др}}. \quad (14-40)$$

Отсюда для частоты $f_{гр} = 0,4/t_{пр}$ можно записать:

$$f_{гр} \approx 0,4 \alpha_0 v_{др}, \quad (14-41)$$

где $v_{др} = \mu_n \mathcal{E}_k$, а $\mathcal{E}_k$ — контактное поле в переходе.

Фотодиоды $p-i-n$, как и фотодиоды с симметричным $p-n$ переходом, с успехом используются для обнаружения сигналов с частотами вплоть до 10 ГГц.

Достоинства фотодиодов этого типа заключаются также в больших допустимых обратных напряжениях и меньшей емкости перехода.

Фотодиод с барьером Шоттки. Устройство и энергетическая диаграмма этого диода показаны на рис. 14-17. На поверхность кристалла n -кремния нанесена тонкая (около 0,01 мкм) пленка золота, покрытая тонкой (около 0,05 мкм) пленкой диэлектрика (сернистого цинка), образующей так называемое просветляющее покрытие. Вследствие различия коэффициентов преломления кремния, золота и сернистого цинка луч света с определенной длиной волны, отражаясь от границ раздела этих пленок, проникает с очень малыми потерями через металлическую пленку в кристалл кремния. Так, например, при прохождении светового потока, излученного гелий-неоновым лазером ($\lambda \approx 0,63$ мкм), теряется лишь 5 % мощности.

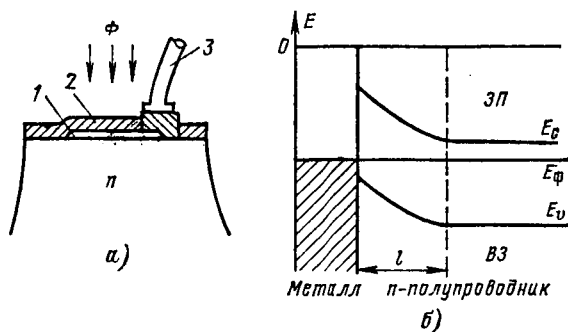


Рис. 14-17. Устройство (а) и энергетическая диаграмма (б) фотодиода с барьером Шоттки.

1 — пленка металла; 2 — просветляющее покрытие; 3 — вывод.

Если энергия фотона $h\nu > \Delta E_v$, то в кристалле кремния, у его поверхности, наблюдается собственное поглощение. Образовавшиеся электроны дрейфуют в поле перехода, создавая фототок.

При высоких обратных напряжениях энергия движущихся в запирающем слое частиц может оказаться достаточной для разрыва валентных связей (ударная ионизация). В этом случае может возникнуть процесс лавинного размножения носителей заряда, характерный для лавинного пробоя перехода (§ 10-5). Это явление используется в так называемых лавинных фотодиодах, основой которых может служить не только барьер Шоттки, но и обычный p - n переход.

Лавинный фотодиод. На рис. 14-18 показано устройство кремниевого лавинного фотодиода с p - n переходом, изготовленного методами планарной технологии, а также платиново-кремниевого фотодиода с барьером Шоттки. В обоих приборах фоточувствительная область выполнена в виде круглого окна малого диаметра (40—60 мкм). Небольшие размеры этой области обусловлены одним из основных требований к прибору; лавинообразное размножение носителей должно возникать при некотором обратном на-

пряжении во всем объеме кристалла вблизи облучаемой поверхности. При больших размерах фоточувствительной площадки трудно получить однородную по толщине и структуре тонкую (0,1—0,3 мкм) пленку n^+-Si или PtSi на поверхности кристалла. В неоднородной пленке возможно образование микроучастков с пониженным напряжением лавинного пробоя, вследствие чего лавинное размножение носителей будет происходить лишь в небольшом объеме кристалла и плотность фототока существенно уменьшится.

Предотвращению локального лавинного пробоя при пониженных напряжениях у краев пленки служит так называемое охранное кольцо — кольцообразный слой с проводимостью того же знака, что и проводимость основного кристалла, но с меньшей

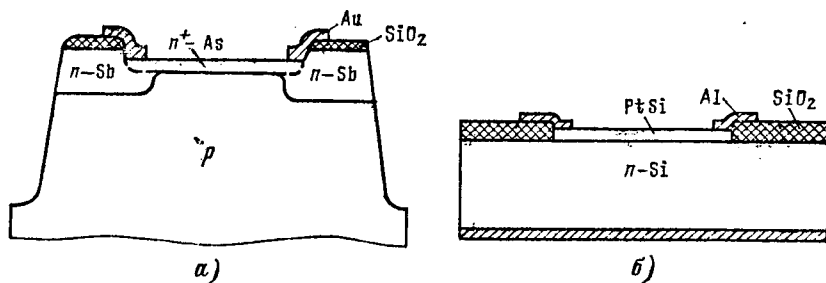


Рис. 14-18. Устройство кремниевого лавинного фотодиода с охранным кольцом (а) и платиново-кремниевого лавинного фотодиода с барьером Шоттки (б).

концентрацией примеси. Вследствие меньшего градиента концентрации примесей и большего радиуса кривизны пробой по периметру охранного кольца возникает при более высоких напряжениях, чем в активной области.

Физические процессы в лавинном фотодиоде отличаются по сравнению с обычным фотодиодом дополнительным лавинным размножением генерированных светом носителей в запирающем слое электроно-дырочного перехода. Вследствие этого процесс ток $I_{ф. л}$ во внешней цепи фотодиода увеличивается по сравнению с током $I_{общ} = I_{ф} + I_{т}$, обусловленным световой генерацией пар зарядов и темновым током, в M раз, где

$$M = \frac{I_{ф. л}}{I_{общ}} \quad (14-42)$$

— коэффициент умножения носителей.

Увеличение фототока в результате лавинного размножения иногда в литературе называют *усилением первичного фототока* или *фотоумножением*.

Коэффициент M , подобно выражению (10-59), определяется отношением числа дырок (или электронов), появившихся в результате развития лавины, к числу первичных дырок (или электронов), вызвавших развитие лавинного процесса.

Развитие лавины носителей того или иного знака определяется особенностями поглощения квантов света в приборе. Как отмечалось в § 14-2, значение коэффициента поглощения α_0 различно для разных длин волн. Для кремния $\alpha_0 \approx 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ при длине волны $\lambda \approx 0,4 \text{ мкм}$, а при длине волны $\lambda \approx 0,85 \text{ мкм}$ его значение снижается до $7 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$. Поскольку поглощение происходит в слое толщиной $w \approx 1/\alpha_0$, то в случае коротковолнового облучения ($\lambda \approx 0,4 \text{ мкм}$) кванты света поглощаются в n^+-p диоде в приповерхностном n^+ -слое; через переход движутся неосновные носители — дырки и в результате развивается лавина дырок. В случае длинноволнового облучения основные акты поглощения протекают за переходом и, следовательно, в область объемного заряда, создавая лавину, приходят электроны.

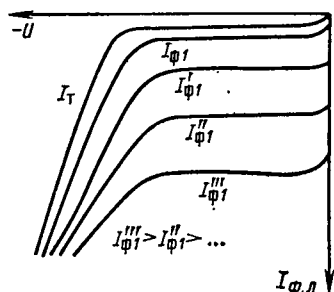


Рис. 14-19. Вольт-амперные характеристики лавинного фотодиода.

Связь между величиной коэффициента умножения и приложенным к прибору напряжением описывается зависимостью, аналогичной (10-60):

$$M = \frac{1}{1 - (U_{\text{пер}}/U_{\text{проб. лав}})^b}, \quad (14-43)$$

где $U_{\text{пер}} = U - I_{\text{Ф. л}} R$ — напряжение на переходе; R — последовательное объемное сопротивление фотодиода. Величина b для разных материалов приведена в § 10-5.

Из этого соотношения можно получить [23] формулу для максимального коэффициента умножения:

$$M_{\text{макс}} \approx \sqrt{\frac{U_{\text{проб. лав}}}{n I_{\text{общ}} R}}. \quad (14-44)$$

Поскольку $I_{\text{общ}} = I_{\text{Ф}} + I_{\text{Т}}$, то для получения больших значений M следует стремиться к уменьшению темнового тока $I_{\text{Т}}$, а также к снижению объемного сопротивления R . В лавинных фотодиодах с барьером Шоттки M достигает 30—35.

На основании (14-42) и (14-43), полагая сопротивление R малым и, следовательно, $U_{\text{пер}} \approx U$, можно получить выражение для вольт-амперных характеристик фотодиода (рис. 14-19):

$$I_{\text{Ф. л}} = I_{\text{общ}} \frac{1}{1 - (U/U_{\text{проб. лав}})^b}. \quad (14-45)$$

14-8. ФОТОТРАНЗИСТОРЫ

Определение. Фототранзистором называют полупроводниковый прибор с двумя электронно-дырочными переходами, ток которого увеличивается за счет подвижных носителей заряда, образующихся при облучении прибора светом.

Устройство. Один из возможных вариантов конструкции фототранзистора показан на рис. 14-20, а. Как видно из этого рисунка, фототранзистор отличается от обычного транзистора лишь прозрачным окном в корпусе; через него световой поток падает на пластину полупроводника, служащую базой, в центре которой путем сплавления создан коллекторный переход. Возможны и другие варианты расположения электродов, например кольцеобразный коллектор на освещаемой поверхности базы.

Схема включения фототранзистора показана на рис. 14-20, б. Прибор включен по схеме ОЭ с оборванным выводом базы. Эмиттерный переход смещен в прямом, а коллекторный переход — в обратном направлении: фототранзистор находится в активном режиме. Несмотря на это ток через прибор в отсутствие светового потока ($\Phi = 0$) невелик, так как при отсутствии вывода базы заряд дырок, инжектированных из эмиттера, не компенсируется полностью электронами базы. Нескомпенсированный объемный заряд дырок поддерживает высоту потенциального барьера на эмиттерном переходе, и через прибор течет темновой ток $I_{тк}^3$ *.

Принцип действия. При освещении прибора ($\Phi > 0$) в базе в результате собственного поглощения образуются пары зарядов. Дырки — неосновные носители — диффундируют к коллекторному переходу и выбрасываются в коллектор, увеличивая ток в его цепи, подобно тому, как это происходит в фотодиоде. Но для фототранзистора характерен еще один процесс, отличающий его от фотодиода. Образовавшиеся электроны — основные носители базовой области — не могут покинуть базу, так как базовый вывод отсутствует. Скапливаясь в базе, они увеличивают отрицательный объемный заряд, в том числе и у эмиттерного перехода. В результате потенциальный барьер у этого перехода снижается и развивается диффузионный поток дырок из эмиттера в базу. Дырки, диффундируя в толще базы, подходят к коллекторному переходу и выбрасываются полем этого перехода в коллектор.

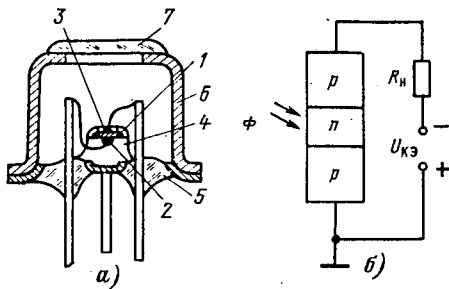


Рис. 14-20. Устройство (а) и схема включения (б) фототранзистора.

1 — пластина $n - Ge$; 2 — эмиттер; 3 — коллектор; 4 — кристаллодержатель; 5 — изолятор; 6 — корпус; 7 — стеклянная линза.

* Для фототранзисторов принята следующая система обозначения токов и напряжений. Вторая буква в индексе обозначает электрод, на котором измеряется напряжение или в цепи которого течет ток. Верхний индекс обозначает общий электрод. Например $U_б^3$ — напряжение на базе фототранзистора в схеме ОЭ; $I_{тк}^6$ — темновой ток в цепи коллектора фототранзистора, включенного по схеме ОБ.

Таким образом, генерируемые в базе при ее освещении носители зарядов не только непосредственно участвуют в создании фототока через коллекторный переход, но и стимулируют в приборе физические процессы, обуславливающие протекание тока как в обычном транзисторе.

Для тока в фототранзисторе, следовательно, можно записать:

$$I_{\text{обш. к}}^{\text{э}} = h_{21\text{б}} I_{\text{обш. э}}^{\text{э}} + I_{\text{т к}}^{\text{э}} + I_{\text{ф к}}^{\text{э}}. \quad (14-46)$$

Поскольку при $I_{\text{обш. б}}^{\text{э}} = 0$ $I_{\text{обш. э}}^{\text{э}} = I_{\text{обш. к}}^{\text{э}}$, выражение (14-46) можно записать в виде

$$I_{\text{обш. к}}^{\text{э}} = h_{21\text{б}} I_{\text{обш. к}}^{\text{э}} + I_{\text{т к}}^{\text{э}} + I_{\text{ф к}}^{\text{э}}, \quad (14-47)$$

откуда

$$I_{\text{обш. к}}^{\text{э}} = \frac{I_{\text{т к}}^{\text{э}}}{1 - h_{21\text{б}}} + \frac{I_{\text{ф к}}^{\text{э}}}{1 - h_{21\text{б}}}. \quad (14-48)$$

Таким образом, ток в фототранзисторе усиливается в $1/(1 - h_{21\text{б}})$ раз. При $h_{21\text{б}} \approx 0,95 \div 0,99$ и более величина $1/(1 - h_{21\text{б}})$ может достигать нескольких сотен.

Схема включения фототранзистора (рис. 14-20, б) практически не отличается от схемы включения фотодиода (рис. 14-13, б), однако если базу фототранзистора снабдить выводом, то возникнет возможность дополнительного управления током прибора за счет изменения тока базы. Этот принцип управления током фототранзистора может быть в частности использован для компенсации температурных уходов параметра прибора.

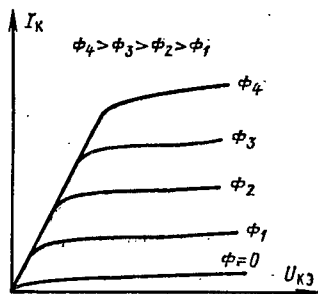


Рис. 14-21. Вольт-амперные характеристики фототранзистора.

Вольт-амперные характеристики фототранзистора (рис. 14-21) напоминают выходные характеристики обычного транзистора в схеме ОЭ, но параметром здесь служит не ток $I_{\text{Б}}$, а световой поток Φ . Крутой начальный участок этих

характеристик соответствует режиму насыщения: при малых $U_{\text{кз}}$ коллекторный переход, как и в биполярном транзисторе, за счет накопления дырок в коллекторе открывается. Наклон характеристик к оси абсцисс в их пологой части объясняется, так же как и для биполярного транзистора, эффектом модуляции ширины базы.

Энергетические характеристики фототранзисторов, как и фотодиода, линейны. С увеличением напряжения $U_{\text{кз}}$ фототок несколько увеличивается вследствие модуляции ширины базы.

Спектральные характеристики аналогичны подобным характеристикам фотодиодов (см. рис. 14-14, в).

Частотные свойства фототранзисторов определяются в основном диффузионным движением носителей в базе прибора и процессами заряда емкостей переходов. С увеличением частоты модуляции светового потока фототок уменьшается так же, как и в фотодиодах.

Параметры. Фототранзисторы, так же как фоторезисторы и фотодиоды, используются в качестве фотодетекторов — приборов для обнаружения и регистрации световых сигналов. Поэтому для характеристики работы фототранзистора в качестве фотодетектора используются те же параметры, что и для фоторезисторов (см. § 14-4): пороговый поток $\Phi_{\text{п}}$, обнаружительная способность D и др.

Одним из важнейших параметров фототранзистора служит коэффициент усиления по фототоку фототранзистора — отношение фототока коллектора фототранзистора при отключенной базе к фототоку освещаемого p - n перехода, измеренному в диодном режиме.

Согласно (14-48)

$$K_{\text{у.ф}} = \frac{1}{1 - h_{210}}. \quad (14-49)$$

Токовая чувствительность фототранзистора — это отношение изменения электрического тока на выходе фототранзистора к изменению потока излучения при холостом ходе на входе и коротком замыкании на выходе по переменному току.

Для схемы с общим эмиттером токовая чувствительность равна:

$$h_{23}^{\text{э}} = \left. \frac{dI_{\text{общ. к}}^{\text{э}}}{d\Phi} \right|_{I_{\text{общ. б}}^{\text{э}} = 0}. \quad (14-50)$$

Вольтовая чувствительность $h_{13}^{\text{э}}$ определяется при тех же условиях, но измеряется изменение напряжения на входе фототранзистора.

14-9. ИЗЛУЧАЮЩИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

Излучение света полупроводниками. Принцип действия излучающих полупроводниковых приборов основан на излучении квантов электромагнитной энергии при переходе частиц из высокого энергетического состояния в более низкое (*переход вниз*). В § 9-3 при рассмотрении процессов рекомбинации обсуждались различные виды переходов вниз (рис. 9-9, а): межзонные переходы, переходы из зоны проводимости на акценторный уровень или с донорного уровня в валентную зону, переходы через глубоко залегающие примесные уровни (ловушки) и др. Все эти переходы могут сопровождаться излучением энергии как в виде фотонов, так и в виде фононов. Так, например, в зависимости от строения энергетических зон в полупроводниках могут происходить как прямые,

так и не прямые межзонные переходы (рис. 9-9, б и в). Для прямых переходов вниз наиболее вероятно выделение энергии в виде фотонов (излучательная рекомбинация). В случае не прямых переходов энергия выделяется, как правило, в виде фононов и воспринимается кристаллической решеткой. Температура кристалла при этом повышается относительно окружающей среды и происходит равновесное тепловое излучение. При не прямых переходах помимо фонона может выделиться также и квант лучистой энергии — фотон.

Переходы, при которых излучаются кванты лучистой энергии, называют *излучательными*. С излучательными переходами связаны такие явления, как *люминесценция* и *вынужденное (индуцированное) излучение*. Последнее явление лежит в основе работы квантовых приборов и подробно рассматривается в курсе «Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы».

Явление люминесценции используется в некогерентных излучающих полупроводниковых приборах.

Люминесценцией называют излучение, представляющее собой избыток над тепловым излучением при данной температуре тела и характеризующее длительностью, значительно превышающей период световых колебаний.

Для того чтобы люминесценция возникла, кристалл полупроводника должен быть переведен в возбужденное состояние с помощью внешнего источника энергии, т. е. в такое состояние, при котором его внутренняя энергия превышает равновесную, соответствующую данной температуре. В частности, возбужденному состоянию полупроводника соответствует образование неравновесных концентраций свободных частиц: электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне.

В отличие от индуцированного излучения, длительность которого близка к периоду световых колебаний (примерно 10^{-15} с), люминесценция характеризуется весьма длительным свечением даже после того, как действие возбуждающего фактора прекратилось. Это послесвечение объясняется тем, что при люминесценции акты поглощения квантов энергии отделены во времени от актов излучения промежуточными процессами. Кроме того, при люминесценции эмиттируется некогерентное оптическое излучение с относительно широким спектром (около 10^{-2} мкм), в то время как индуцированное излучение оптического квантового генератора когерентно и отличается значительно более узким спектром (менее 10^{-5} мкм).

Перевод полупроводника в возбужденное состояние может быть осуществлен за счет воздействия на кристалл энергии различных видов. Так, например, если возбужденное состояние достигается за счет поглощения квантов света, то такую люминесценцию называют *фотолюминесценцией*. При возбуждении кристалла потоком быстрых электронов или же потоком других частиц возникает *катодолюминесценция* или *радиолюминесценция*. Известны явления *хеми-* и *биолюминесценции*.

Особую роль в полупроводниковой электронике играет *электролюминесценция*, при которой возбуждение кристалла достигается под действием электрического поля или тока. Так, с помощью электрического поля можно получить межзонное возбуждение, основными механизмами которого служат ударная ионизация ускоренными электронами, а также эмиссия электронов с центров захвата под действием сильного поля.

Широко используются методы возбуждения полупроводникового кристалла, содержащего электронно-дырочный переход: инжекция неосновных носителей под действием внешнего источника напряжения, включенного в прямом направлении; лавинный пробой в *p-n* переходе при подключении обратного напряжения, туннельный пробой и др.

Спектр люминесцентного излучения определяется характером преобладающих излучательных переходов. Межзонным переходам соответствует спектр собственного излучения, максимум которого соответствует частоте $\nu \geq \Delta E_g/h$. Наиболее вероятны излучательные переходы с участием локальных энергетических уровней примесей или дефектов решетки. Такие переходы могут происходить, например, в результате рекомбинации электрона, захваченного на примесный уровень вблизи дна зоны проводимости, с дыркой в валентной зоне, или в результате рекомбинации дырки, находящейся на локальном уровне вблизи потолка валентной зоны, с электроном из зоны проводимости.

Максимумы спектров излучения при переходах с участием локальных уровней сдвинуты относительно максимума собственного излучения в длинноволновую область.

В большинстве случаев в полупроводниках наряду с излучательными переходами наблюдаются также переходы безызлучательные. Вследствие этого энергия, затрачиваемая на возбуждение полупроводника, лишь частично превращается в энергию люминесцентного излучения. Эффективность процесса люминесцентного излучения определяется отношением выделяемой лучистой энергии к полной энергии возбуждения. Эффективность люминесценции тем выше, чем больше число локальных уровней, участвующих в излучательных переходах, и чем ближе они расположены к границам соответствующих зон, т. е. чем легче захват электронов и дырок. Эффективность люминесценции зависит также от энергетического зазора на излучательном переходе: его величина должна существенно превышать kT .

Люминесцентный конденсатор. Устройство этого прибора, используемого для визуальной индикации электрических сигналов, показано на рис. 14-22, *а*. Между электродами — полупрозрачной металлической пленкой и тонкой металлической пластиной — запрессован слой *люминофора* — вещества, люминесцирующего под воздействием электрического поля. В качестве люминофора чаще всего используют сульфид цинка (ZnS) с примесью меди и марганца. К электродам подключают источник переменного

напряжения u обычно звуковой частоты. Амплитуда напряжения u должна быть такой, чтобы создать в люминофоре поле, среднее значение напряженности которого составит 10^6 — 10^7 В/м. На отдельных участках люминофора, где поле в моменты максимума напряжения может достигать 10^8 В/м, развиваются процессы ударной ионизации и полевой ионизации центров захвата. В те моменты времени, когда напряжение u , а с ним и поле в люминофоре уменьшаются, электроны совершают переходы вниз, на уровни ионизированных центров. Некоторые из этих переходов излучательные, и люминофор начинает светиться.

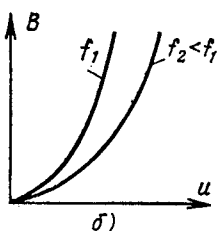
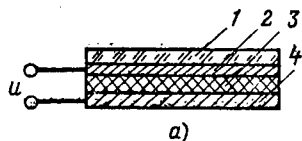


Рис. 14-22. Устройство люминесцентного конденсатора (а) и его вольт-яркостная характеристика (б).

1 — стеклянная подложка; 2 — полупрозрачная металлическая пленка; 3 — люминофор; 4 — металлическая пленка.

Эффективность люминесценции в таких приборах невысока и обычно не превышает 1—2%.

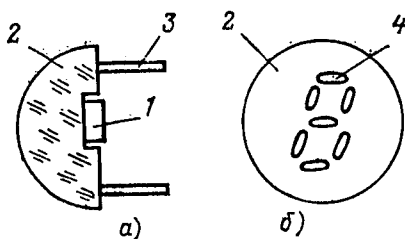


Рис. 14-23. Устройство светодиода (а), светодиод-цифровой индикатор (б).

1 — монокристалл карбида кремния; 2 — стеклянная линза; 3 — выводы; 4 — светящиеся сегменты индикатора.

Основной характеристикой электролюминесцентных конденсаторов является *вольт-яркостная характеристика*, отражающая зависимость яркости свечения B от приложенного напряжения при различных частотах (рис. 14-22, б).

Используя различные комбинации примесей в сульфиде цинка, можно получить люминесцентные конденсаторы с желтым, красным, синим или зеленым свечением.

Светодиод — это излучающий полупроводниковый прибор с одним электрическим переходом, предназначенный для непосредственного преобразования электрической энергии в энергию некогерентного светового излучения.

В качестве материалов для изготовления светодиодов используются обычно полупроводниковые соединения: карбид кремния SiC, фосфид галлия GaP, арсенид галлия GaAs и др. Спектр излучения зависит от ширины запрещенной зоны используемого материала, а также от рода и концентрации примесей. Так, как для арсенида галлия характерны прямые межзонные переходы, то в со-

ответствии с шириной запрещенной зоны ($\Delta E_g \approx 1,4$ эВ) максимум спектральной характеристики при $T = 300$ К лежит в инфракрасной области спектра ($\lambda \approx 0,9$ мкм).

Светодиоды, изготовленные из карбида кремния, излучают желтый свет ($\lambda \approx 0,6$ мкм). Несколько максимумов наблюдается в спектральной характеристике светодиода на основе фосфида галлия с примесью кадмия. Соединения атомов кадмия и кислорода образуют экситонные уровни (см. § 14-2), располагающиеся вблизи дна зоны проводимости. Излучательные переходы между этими уровнями и акцепторными уровнями кадмия сопровождаются излучением красного света ($\lambda \approx 0,7$ мкм), а переходы между донорными и акцепторными уровнями — излучением зеленого света ($\lambda \approx 0,55$ мкм). В спектре этого материала наблюдается также максимум в области инфракрасного излучения ($\lambda \approx 0,9$ мкм), соответствующий межзонным переходам.

Электронно-дырочные переходы в кристаллах полупроводников для светодиодов изготавливают методом диффузии примесей в монокристалл либо методом сплавления.

Одна из возможных конструкций светодиода показана на рис. 14-23, а. Линза, в основании которой размещен монокристалл полупроводника с p - n переходом, обеспечивает формирование диаграммы направленности излучения с шириной $\pm 20^\circ$.

Возбуждение полупроводникового кристалла осуществляется за счет инжекции неосновных носителей через p - n переход под воздействием прямого напряжения, источник которого подключается к переходу.

Светодиод может содержать также несколько люминесцирующих кристаллов, расположение которых обеспечивает, например, световую знаковую индикацию (рис. 14-23, б).

Светодиоды обладают высокой стабильностью, низким потреблением мощности, значительным сроком службы и миниатюрными габаритами. В связи с этими достоинствами они находят широкое применение в качестве световых индикаторов в микроэлектронике, а также в *оптоэлектронике* — направлении радиоэлектроники, основанном на сочетании электрических и оптических средств обработки информации. Методы и устройства оптоэлектроники изучаются в курсе «Микроэлектроника».

Глава пятнадцатая

РАЗЛИЧНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

15-1. ПРИБОРЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

Определение. Приборами с отрицательным дифференциальным сопротивлением называют такие устройства, вольт-амперная характеристика которых содержит участок, отличающийся падением тока при увеличении напряжения (рис. 15-1), или, наоборот, падением напряжения при росте тока

(рис. 15-2). Первые — это приборы, управляемые напряжением, так как у них ток является однозначной функцией напряжения; обратная зависимость $U = f(I)$ неоднозначна. Такие приборы иногда называют приборами с N-образной характеристикой или приборами N-типа. Вторые — это приборы, управляемые током. Для них напряжение однозначно определяется величиной тока, а функция $I = \varphi(U)$ неоднозначна. Эти приборы иногда называют приборами с S-образной характеристикой или приборами S-типа.

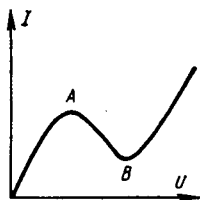


Рис. 15-1. Вольт-амперная характеристика прибора с отрицательным дифференциальным сопротивлением (N-образная).

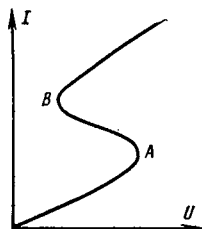


Рис. 15-2. Вольт-амперная характеристика приборов с отрицательной дифференциальной проводимостью (S-образная).

К числу приборов с отрицательным дифференциальным сопротивлением относятся ряд полупроводниковых приборов с одним, двумя и более p - n переходами, а также некоторые приборы, принцип работы которых основан на объемных эффектах. Некоторые из них (*однопереходный транзистор, тиристор, туннельный диод*) рассматриваются в этой главе; другие приборы (*лавинно-пролетный диод, диод Ганна*), используемые главным образом в диапазоне сверхвысоких частот, изучаются в курсе «Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы».

15-2. ОДНОПЕРЕХОДНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Определение. *Однопереходный транзистор* — полупроводниковый прибор, содержащий один электронно-дырочный переход, имеющий два вывода базы и предназначенный для работы в режиме переключения.

Устройство однопереходного планарного транзистора, выполненного методом локальной диффузии, показано на рис. 15-3, а. Базой прибора служит кристалл n -кремния. С помощью кольцеобразных областей n^+ -кремния и металлических невыпрямляющих контактов к этим областям осуществлены два вывода базы. Эмиттером служит кольцеобразная область p -кремния. На границе этой области с базой образуется электронно-дырочный переход.

Рассмотрим работу этого прибора на его модели, эквивалентной структуре транзистора при сечении кристалла по диаметру кольцеобразных электродов. Схема включения такой модели показана на рис. 15-3, б.

Под воздействием напряжения U_B электроны движутся к выводу B_2 и вдоль базы течет ток I_B , создающий падение напряжения на ее объемном сопротивлении. Предположим, что падение напряжения на части базы между плоскостью A и выводом B_1 равно ΔU_B . Это напряжение, приложенное плюсом к p - n переходу, создает на переходе обратное смещение. Если напряжение $U_{ЭБ1}$ меньше напряжения ΔU_B , то переход включен в обратном направлении и через него течет ток $-I_{Э} = I_{обр}$, обязанный движению неосновных носителей заряда. С увеличением напряжения $U_{ЭБ1}$ ток $-I_{Э}$ будет оставаться

неизменным до тех пор, пока будет соблюдаться условие $U_{ЭБ1} < \Delta U_B$ (участок 1 на вольт-амперной характеристике прибора, рис. 15-3, в). Когда напряжение $U_{ЭБ1}$ превысит ΔU_B , переход окажется включенным в прямом направлении и потечет ток $I_Э$ навстречу току $I_{обр}$. Вследствие инжекции неосновных носителей в базу, ее объемное сопротивление уменьшится, снизится напряжение ΔU_B , прямое напряжение на переходе увеличится и возрастет ток $I_Э$. Это приведет к дальнейшему уменьшению напряжения ΔU_B и т. д. Рост тока $I_Э$ сопровождается снижением напряжения между эмиттером и выводом B_1 вследствие снижения величины объемного сопротивления базы на участке между плоскостью A и выводом B_1 . На вольт-амперной характеристике появляется участок 2 (рис. 15-3, в) с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Дальнейший рост тока $I_Э$ соответствует вольт-амперной характеристике p - n перехода, находящегося под прямым напряжением (участок 3).

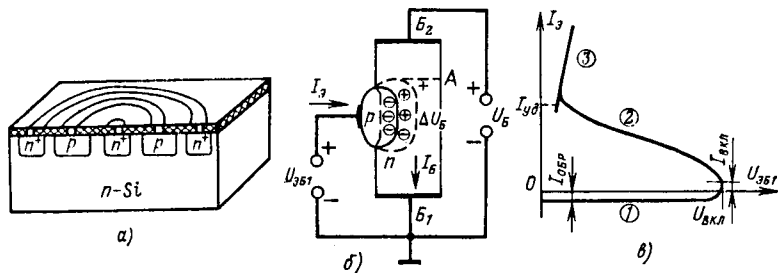


Рис. 15-3. Устройство однопереходного транзистора (а), его схема включения (б) и вольт-амперная характеристика (в).

Если увеличить напряжение U_B , то вольт-амперная характеристика сместится вправо, так как при этом увеличится ток I_B и напряжение ΔU_B , а переход сместится в прямом направлении при большем напряжении $U_{ЭБ1}$.

Участок 3 вольт-амперной характеристики соответствует *открытому состоянию*: напряжение на приборе мало и через прибор течет значительный ток. *Удерживающий ток* $I_{уд}$ — минимальный ток, необходимый для поддержания прибора в открытом состоянии — служит параметром транзистора в этом режиме.

Закрытому состоянию прибора соответствует участок 1: ток через прибор мал, а напряжение между его электродами велико.

Переключение транзистора, т. е. переход его из закрытого состояния в открытое, происходит при условии $U_{ЭБ1} = U_{вкл}$. Значение тока при этом напряжении служит параметром прибора и называется *током включения* $I_{вкл}$. В точке характеристики $U_{ЭБ1} = U_{вкл}$ дифференциальное сопротивление прибора $r_{диф} = dU_{ЭБ1}/dI_Э = 0$. На участке 2 дифференциальное сопротивление прибора отрицательно.

15-3. ТИРИСТОРЫ

Определение. Тиристором называют электропреобразовательный полупроводниковый прибор с тремя или более p - n переходами, в вольт-амперной характеристике которого имеется участок отрицательного дифференциального сопротивления и который используется для переключения.

Тиристор, имеющий два вывода, называют *диодным тиристором* или *динистором*, а тиристор с тремя выводами — *триодным тиристором* или *тринистором*.

Устройство. Один из возможных вариантов устройства тиристора показан на рис. 15-4, а его схематическое изображение, распределение примесей в областях прибора, изготовленного методами сплавления и диффузии, а также энергетическая диаграмма в состоянии равновесия — на рис. 15-5, а—в.

Одна из крайних областей — та, в которую втекает ток из внешней цепи, называется *анодом*; другая крайняя область — *катодом*. Средние

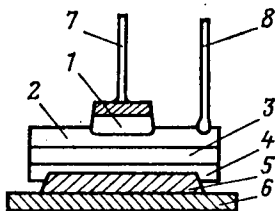
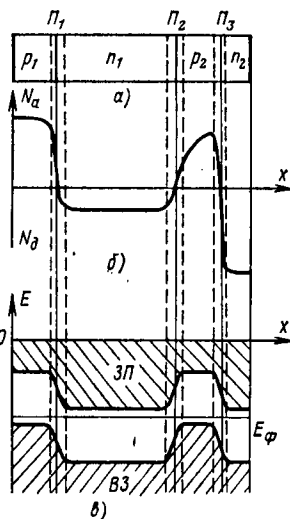


Рис. 15-4. Устройство триодного тиристора.

1 — область p_1 ; 2 — область n_1 ; 3 — область p_2 ; 4 — область n_2 ; 5 — кристаллодержатель; 6 — металлический вывод катода; 7 — вывод анода; 8 — вывод управляющего электрода.

Рис. 15-5. Схематическое изображение тиристора (а); распределение примесей в тиристоре (б); его энергетическая диаграмма в состоянии равновесия (в).



области обычно называют *базами*. В триодном тиристоре одна из баз используется для управления работой прибора и носит наименование *управляющего электрода*. Обозначим электронно-дырочные переходы в тиристоре символами Π_1, Π_2 и Π_3 (рис. 15-5, а) и рассмотрим физические процессы в диодном тиристоре.

Принцип работы диодного тиристора (динистора). Предположим, что между анодом и катодом динистора приложено небольшое напряжение U , создаваемое батареей, включенной, как это показано на рис. 15-6. В этом случае переходы Π_1 и Π_3 находятся под прямым напряжением, а переход Π_2 — под обратным. В результате нарушения равновесия на переходе Π_1 развивается инжекция дырок из области p_1 в область n_1 . Диффундируя в этой области, дырки приближаются к переходу Π_2 и полем E_K на этом переходе перебрасываются в область p_2 . Таким образом,

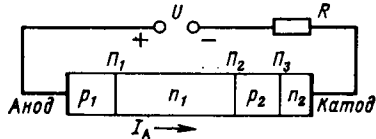


Рис. 15-6. Схема включения динистора.

структура $p_1-n_1-p_2$ подобна транзистору, движение носителей заряда в котором (дырок слева направо) можно характеризовать коэффициентом передачи тока α_1 .

В то же время нарушается равновесие и на переходе Π_3 , через который возникает инжекция электронов из области n_2 в область p_2 , которые затем коллектируются областью n_1 . Следовательно, структуру $n_2-p_2-n_1$ также можно представить эквивалентным транзистором с коэффициентом передачи тока α_2 (движение электронов справа налево). Дырки в транзисторе $p_1-n_1-p_2$ и электроны в транзисторе $n_2-p_2-n_1$ движутся в противоположных направлениях и,

следовательно, образуют совпадающие по направлению дырочную и электронную составляющие тока I_A , текущего от анода к катоду.

Дальнейшее перемещение дырок из области p_2 в область n_2 ограничено невысоким потенциальным барьером на переходе P_3 , а движение электронов из области n_1 в область p_1 — барьером на переходе P_3 . Таким образом, в базе p_2 происходит накопление дырок, а в базе n_1 — электронов, но пока напряжение U мало, их объемные заряды недостаточно велики, чтобы снизить потенциальный барьер на переходе P_2 . Этот переход находится под обратным напряжением, значение тока I_A ограничено и равно обратному току $I_{обр}$.

Следовательно, с увеличением U в некоторых пределах ток через прибор остается почти постоянным (участок 1 на вольт-амперной характеристике динистора, рис. 15-7).

При дальнейшем увеличении напряжения U характер процессов в приборе изменяется: ширина запирающего слоя l на переходе P_2 увеличивается и при некотором значении напряжения на переходе U создаются условия

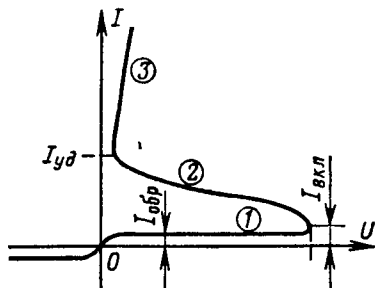


Рис. 15-7. Вольт-амперная характеристика динистора.

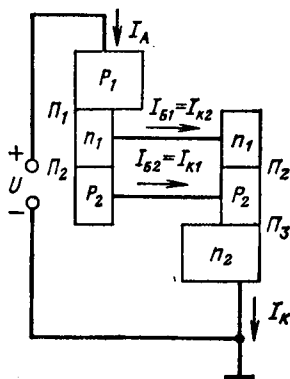


Рис. 15-8. Динистор в виде двух эквивалентных транзисторов.

для лавинного размножения носителей заряда в запирающем слое P_2 . Вновь образующиеся дырки выбрасываются полем на этом переходе в область p_2 , а электроны — в область n_1 . Ток через прибор увеличивается, а в областях n_1 и p_2 растут избыточные концентрации соответственно электронов и дырок. С увеличением этих концентраций снижаются потенциальные барьеры как на переходах P_1 и P_3 , так и на переходе P_2 . Инжекция дырок через переход P_1 и электронов через переход P_3 возрастает еще более и в результате лавинообразного развития этого процесса P_2 переходит в открытое состояние. Рост тока через прибор сопровождается уменьшением сопротивления запирающего слоя на переходе P_2 , а также сопротивлений всех областей прибора. Поэтому увеличение тока через прибор сопровождается уменьшением напряжения между анодом и катодом. На вольт-амперной характеристике (рис. 15-7) — это участок 2, свидетельствующий о наличии отрицательного дифференциального сопротивления.

Когда переход P_2 переходит в открытое состояние, вольт-амперная характеристика соответствует прямой ветви диода, смещенного в прямом направлении (участок 3 на рис. 15-7).

Для определения зависимости тока через прибор от напряжения U представим динистор, как уже упоминалось, в виде двух транзисторов (рис. 15-8).

Токи в транзисторе $p_1-n_1-p_2$ связаны соотношением

$$I_{B1} = (1 - \alpha_1) I_A - I_{K01}, \quad (15-1)$$

где I_{K01} — обратный ток коллекторного перехода, а α_1 — коэффициент передачи тока этого транзистора.

Для транзистора $n_2-p_2-n_1$ запишем:

$$I_{K2} = \alpha_2 I_K + I_{K02}, \quad (15-2)$$

где I_{K02} — обратный ток через коллекторный переход, а α_2 — коэффициент передачи тока этого транзистора.

Как видно из рис. 15-8, ток $I_{B1} = I_{K2}$. Учитывая, что $I_A = I_K$ и обозначая ток через прибор символом $I = I_A = I_K$, получим следующее соотношение:

$$I = \frac{I_{K0}}{1 - \alpha}. \quad (15-3)$$

Здесь $I_{K0} = I_{K01} + I_{K02}$ — обратный ток через переход P_2 , равный сумме теплового тока, тока термогенерации и тока утечки, а коэффициент $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ — суммарный коэффициент передачи тока от переходов P_1 и P_3 к переходу P_2 .

С учетом лавинного размножения носителей в переходе P_2 выражение (15-3) принимает вид:

$$I = \frac{MI_{K0}}{1 - M\alpha}. \quad (15-4)$$

Здесь M — коэффициент размножения электронов и дырок в переходе P_2 , определяемый выражением (10-59).

Используя выражение (10-60), соотношение (15-4) можно записать в виде

$$U = U_{\text{проб. лав}} \sqrt[b]{1 - \frac{\alpha I + I_{K0}}{I}}. \quad (15-5)$$

Выражения (15-4) и (15-5) приближенно описывают вольт-амперную характеристику диодистора и могут быть использованы для приближенной оценки токов и напряжений на участках 1 и 2 характеристики.

Принцип действия триодного тиристора. Как отмечалось выше, в тиристоре одна из средних областей используется для управления работой прибора. В качестве управляющего электрода обычно используют среднюю область наименьшей ширины, у которой коэффициент α близок к единице. В рассматриваемом тиристоре такой областью является область p_2 (см. рис. 15-5, а).

Схема включения тиристора показана на рис. 15-9. Как видно из этого рисунка, ток I_y управляющего электрода, втекающий в область p_2 , суммируется с общим током через прибор, что в общем эквивалентно увеличению коэффициента передачи тока α_2 .

Выражение (15-4) для этого случая можно записать в форме

$$I = \frac{MI_{K0} + M\alpha_2 I_y}{1 - M\alpha}. \quad (15-6)$$

Соответственно выражение (15-5) принимает вид:

$$U = U_{\text{проб. лав}} \sqrt[b]{1 - \frac{\alpha I + I_{K0} + \alpha_2 I_y}{I}}. \quad (15-7)$$

Из этих выражений следует, что напряжение $U_{\text{вкл}}$, соответствующее лавнообразному росту тока, уменьшается с увеличением тока I_y , а величина тока I в точке включения тиристора ($r_{\text{диф}} = dU/dI = 0$) возрастает. Таким образом, изменяя ток I_y можно управлять процессом переключения триодного тиристора из закрытого состояния в открытое.

Вольт-амперные характеристики триодного тиристора показаны на рис. 15-10.

Параметры тиристорov. В качестве основных параметров тиристорov используются напряжения и токи, соответствующие характерным точкам его вольт-амперной характеристики (см. рис. 15-7) и (15-10). К этим пара-

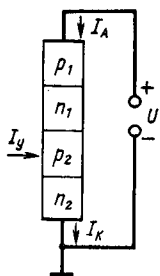


Рис. 15-9. Схема включения триодного тиристора.

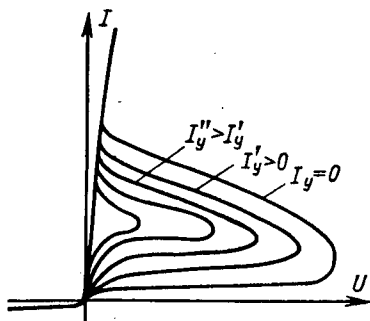


Рис. 15-10. Вольт-амперная характеристика триодного тиристора.

метрам относятся: напряжение включения тиристора $U_{вкл}$ — основное напряжение в точке включения тиристора ($r_{диф} = dU/dI = 0$); ток включения тиристора $I_{вкл}$ — основной ток в точке включения тиристора и удерживающий ток тиристора $I_{уд}$ — минимальный основной ток, необходимый для поддержания тиристора в открытом состоянии. Основным напряжением называют напряжение между основными электродами тиристора — электродами, подключаемыми к нагрузке, а основным током — ток, протекающий через эти электроды.

Важными параметрами тиристорov являются также временные интервалы, характеризующие его работу как переключающего устройства. Смысл величин времени задержки $t_{y,зд}$, времени нарастания $t_{нр}$, время запаздывания $t_{зп}$, времени спада $t_{сп}$, а также времени включения $t_{y,вкл}$ и времени выключения $t_{y,выкл}$ по управляющему электроду легко

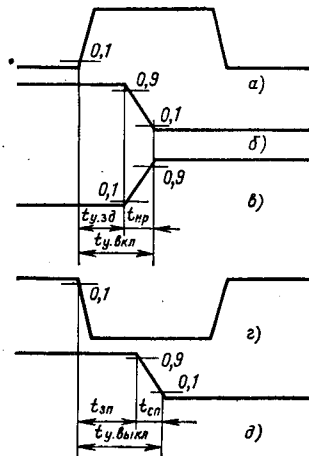


Рис. 15-11. К определению параметров переключения тиристора.

a и $г$ — импульсы на управляющем электроде при включении и выключении тиристора соответственно; $б$ — амплитуда основного напряжения; $в$ и $д$ — амплитуда основного тока.

понять из рис. 15-11, где верхние кривые соответствуют импульсам на управляющем электроде, а нижние кривые — эюрам основного тока и напряжения.

Тиристоры, выпускаемые промышленностью, имеют широкий диапазон применения, начиная от низковольтных приборов ($U_{вкл}$ — несколько вольт) до высоковольтных ($U_{вкл}$ — несколько киловольт). Поэтому все параметры тиристорov имеют значения, изменяющиеся в широком диапазоне в зависимости от назначения прибора.

15-4. ТУННЕЛЬНЫЕ ДИОДЫ

Определение. Туннельными называют полупроводниковые диоды на основе вырожденного полупроводника, в которых туннельный эффект приводит к появлению на вольт-амперных характеристиках при прямом напряжении участка отрицательной дифференциальной проводимости.

Устройство. Туннельные диоды, как правило, сплавные полупроводниковые диоды на основе германия или арсенида галлия. Корпуса высокочастотных туннельных диодов рассчитаны на включение этих приборов в объемные колебательные системы или же в коаксиальные и волноводные тракты.

В качестве материалов используются высоколегированные полупроводниковые кристаллы с концентрацией примесей $N \approx 10^{19}$ см⁻³ и более.

Энергетическая диаграмма электронно-дырочного перехода туннельного диода в отсутствие внешнего напряжения показана на рис. 15-12. Как известно (см. § 9-2), в полупроводниках с высокой концентрацией примесей образуются

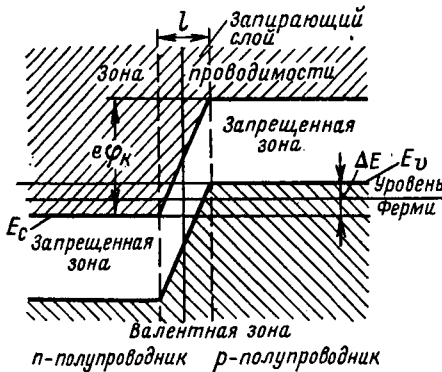


Рис. 15-12. Электронно-дырочный переход на границе полупроводников с высокой концентрацией примесей в состоянии равновесия.

Таким образом, частицы в *n*- и *p*-полупроводниках с энергетическими состояниями в пределах интервала ΔE разделены узким (l) и высоким (ϕ_k) потенциальным барьером. В валентной зоне *p*-полупроводника и в зоне проводимости *n*-полупроводника часть энергетических состояний в интервале ΔE свободна. Следовательно, через такой узкий потенциальный барьер, по обе стороны которого имеются незанятые энергетические уровни, возможно туннельное движение частиц. Понятно, что при приближении к барьеру частицы испытывают отражение и возвращаются в большинстве случаев обратно, но все же вероятность обнаружения частицы за барьером в результате туннельного перехода отлична от нуля и плотность туннельного тока $j_t \neq 0$.

Токи в туннельном диоде. В состоянии равновесия (в отсутствие внешнего напряжения) суммарный ток через переход равен нулю. Но вместо условия равновесия для обычного *p-n* перехода (10-5).

$$j_D + j_d = 0$$

необходимо написать условие

$$j_D + j_d + j_t = 0. \quad (15-8)$$

Рассмотрим отдельно туннельное движение электронов, имея в виду, что все полученные результаты могут быть применены и к движению дырок.

На рис. 15-13, а показана энергетическая диаграмма туннельного диода, а справа и слева от нее функции $S_{\text{КВ}}(E)$ распределения энергетических состояний по энергиям (пунктирные линии). Площади под пунктирными кривыми пропорциональны плотностям энергетических состояний независимо от того, заняты они или нет. При $T = 0$ все уровни валентной зоны заняты, а зона проводимости свободна. Следовательно, площадь под пунктир-

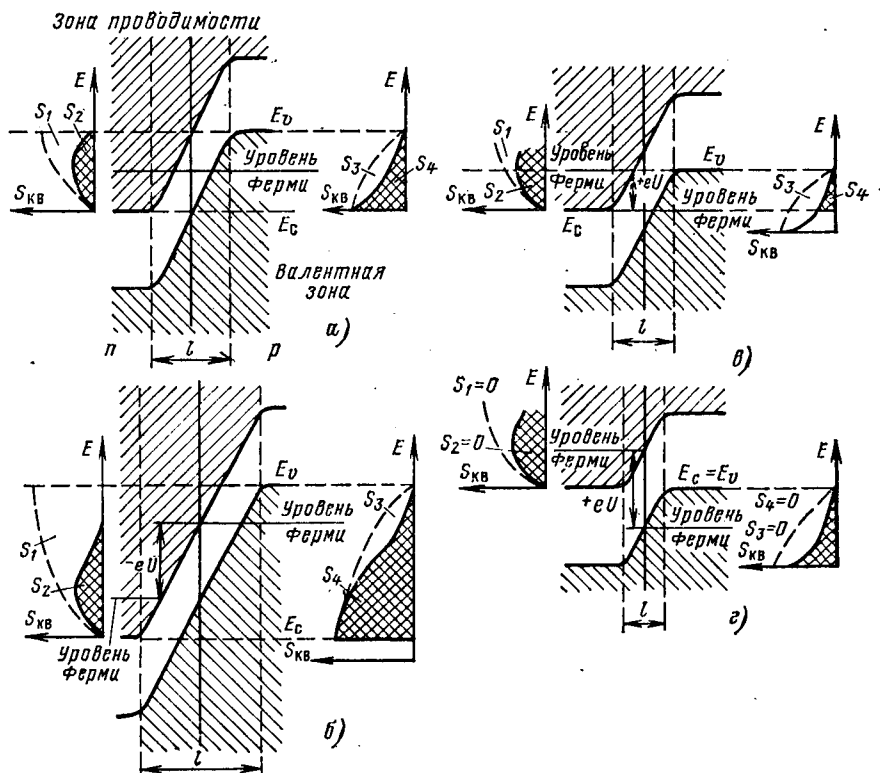


Рис. 15-13. Энергетические диаграммы, иллюстрирующие туннельный эффект в p - n переходе.

а — в состоянии равновесия; б — при внешнем обратном напряжении; в — при небольшом внешнем прямом напряжении; г — при большом внешнем прямом напряжении.

ной кривой в валентной зоне пропорциональна плотности занятых состояний, а под кривой в зоне проводимости — плотности незанятых состояний.

При $T > 0\text{K}$ электроны из валентной зоны переходят в зону проводимости. Заштрихованные площади соответствуют плотностям занятых состояний, а оставшиеся площади (между пунктирной и сплошной линиями) — плотностям незанятых состояний. В туннельных переходах могут участвовать только электроны с энергией в интервале $\Delta E = E_v - E_c$, соответствующем перекрытию зон. Число возможных туннельных переходов слева направо пропорционально произведению плотности занятых состояний в зоне проводимости n -полупроводника на плотность незанятых состояний в валентной зоне p -полупроводника. Это произведение можно получить путем перемножения соответствующих площадей:

$$\bar{W} = c S_2 S_3, \quad (15-9)$$

где $\bar{W}$ — число переходов слева направо; c — коэффициент пропорциональности.

Для возможного числа переходов в обратном направлении можно написать:

$$\bar{W} = c S_4 S_1. \quad (15-10)$$

В состоянии равновесия ($U = 0$) произведения указанных площадей и, следовательно, токи в противоположных направлениях равны, а результирующий туннельный ток равен нулю:

$$j_t = 0. \quad (15-11)$$

Зависимость туннельного тока от внешнего напряжения. При обратном включении перехода энергетическая диаграмма принимает вид, показанный на рис. 15-13, б. Интервал ΔE перекрытия зон возрастает на величину $|eU|$; в его пределы попадают более глубокие занятые уровни валентной зоны p -полупроводника и более высокие свободные уровни в зоне проводимости n -полупроводника. Увеличение площадей S_1 и S_4 значительно больше, чем возрастание площадей S_2 и S_3 . Вследствие этого возможное число туннельных переходов электронов из p -полупроводника в n -полупроводник оказывается значительно больше числа туннельных переходов в обратном направлении:

$$S_1 S_4 \gg S_2 S_3; \quad (15-12)$$

$$\bar{W} \gg \bar{W}. \quad (15-13)$$

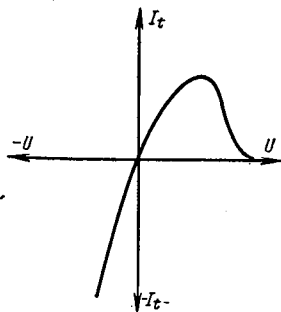


Рис. 15-14. Зависимость туннельного тока от приложенного напряжения.

Поскольку электроны в p -полупроводнике являются неосновными носителями, их преимущественное туннельное движение из p -области в n -область обуславливает рост обратного туннельного тока $-I_t$ (рис. 15-14).

В случае включения перехода в прямом направлении интервал ΔE уменьшается на величину $|eU|$ (рис. 15-13, а и г). С ростом U площади S_1 , S_2 , S_3 , S_4 уменьшаются, но их соотношение в зависимости от U более сложное, чем в случае обратного включения.

Преимущественное туннельное движение электронов в том или ином направлении пропорционально разности произведений соответствующих площадей:

$$j_t = c_1 (S_2 S_3 - S_1 S_4). \quad (15-14)$$

С увеличением напряжения U уменьшение S_1 , S_2 , S_3 и S_4 различно. При небольших напряжениях S_1 и S_4 уменьшаются быстрее и разность произведений положительна $S_2 S_3 > S_1 S_4$. Туннельное движение основных носителей из n -полупроводника (электронов) преобладает, прямой туннельный ток растет (рис. 15-14). При некотором напряжении U , когда уровень Ферми в n -полупроводнике примерно совпадает с потолком валентной зоны (рис. 15-13, а), разность $S_2 S_3 - S_1 S_4$ оказывается максимальной и ток I_t достигает максимума. Дальнейшее увеличение напряжения U сопровождается уменьшением разности $S_2 S_3 - S_1 S_4$ (площади S_2 и S_3 уменьшаются быстрее), но по-прежнему $S_2 S_3 > S_1 S_4$. Поэтому через переход течет прямой туннельный ток, значение которого падает с увеличением U .

Когда напряжение U достигает величины $\Delta E/e$, интервал перекрытия становится равным нулю (рис. 15-13, г). Следовательно, $S_1 = S_2 = S_3 = S_4$ и туннельный ток также равен нулю.

Вольт-амперная характеристика туннельного диода может быть получена путем суммирования вольт-амперной характеристики обычного p - n перехода и зависимости $I_t = f(U)$ (рис. 15-15, а). В области обратных напря-

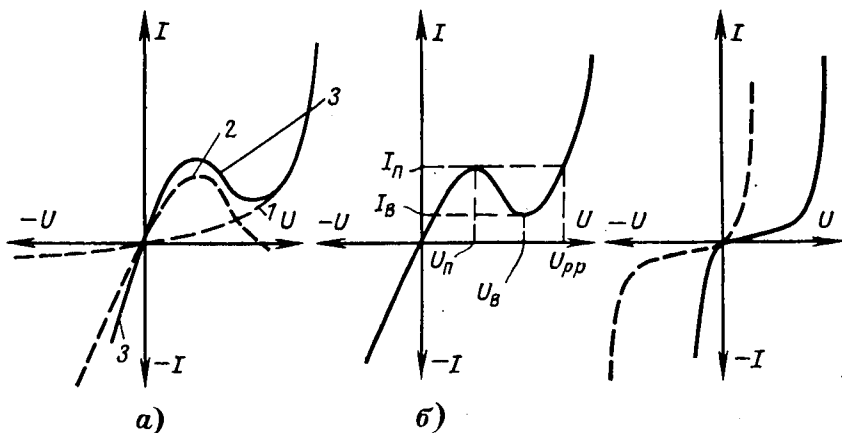


Рис. 15-15. Вольт-амперные характеристики туннельного диода.

1 — кривая диффузионного тока; 2 — туннельный ток; 3 — суммарная характеристика.

Рис. 15-16. Вольт-амперная характеристика обращенного диода.

жений кривая тока практически повторяет зависимость $I_t = f(U)$, к обратному туннельному току добавляется значительно меньший обратный ток $I_{обр}$. Начальный участок прямой ветви также определяется зависимостью $I_t = f(U)$; диффузионный ток очень мал. При больших напряжениях I_t стремится к нулю и вольт-амперная характеристика принимает обычный вид: ток определяется диффузионным движением основных носителей.

На кривой рис. 15-15, б нанесены характерные точки зависимости $I = f(U)$ для туннельного диода, служащие его параметрами. На участке изменения напряжений от U_n до U_B прибор характеризуется отрицательным дифференциальным сопротивлением.

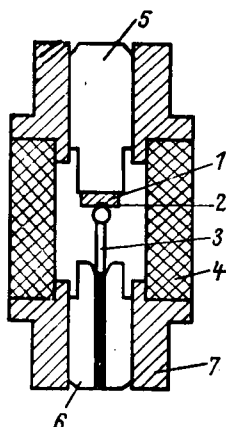


Рис. 15-17. Устройство туннельного диода патронного типа.

1 — кристалл полупроводника; 2 — p-n переход; 3 — соединительный электрод; 4 — корпус; 5 — верхний вывод; 6 — нижний вывод; 7 — втулка.

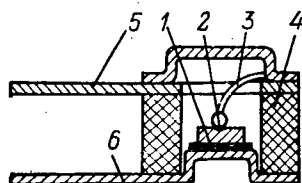


Рис. 15-18. Устройство туннельного диода таблеточного типа.

1 — кристалл полупроводника; 2 — p-n переход; 3 — соединительный электрод; 4 — корпус; 5 — верхний вывод; 6 — нижний вывод.

Обращенный диод. При меньшей степени легирования полупроводника вольт-амперная характеристика имеет вид, показанный на рис. 15-16. Мак-

сумма кривой $I = f(U)$ не наблюдается; но вследствие туннельного эффекта начальный участок прямой ветви становится более пологим. Если повернуть эту кривую на 180° , получится характеристика, напоминающая вольт-амперную характеристику диода, но отличающаяся очень малым сопротивлением при прямом напряжении (пунктирная кривая). Такие приборы называются *обращенными диодами*.

Параметры туннельных диодов. В качестве параметров используются напряжения и токи, характеризующие особые точки вольт-амперной характеристики (рис. 15-15, б). Пиковый ток I_{Π} соответствует максимуму вольт-амперной характеристики в области туннельного эффекта. Напряжение U_{Π} соответствует току I_{Π} . Ток впадины $I_{\text{В}}$ и соответствующее ему напряжение $U_{\text{В}}$ характеризуют вольт-амперную характеристику в области минимума тока. Напряжение раствора $U_{\text{рр}}$ соответствует значению тока I_{Π} на диффузионной ветви характеристики.

Падающий участок зависимости $I = f(U)$ характеризуется отрицательным дифференциальным сопротивлением $r_{\text{д}} = -\frac{dU}{dI}$, величину которого с некоторой погрешностью можно определить по следующей формуле:

$$r_{\text{д}} = \frac{U_{\text{В}} - U_{\Pi}}{I_{\Pi} - I_{\text{В}}} \quad (15-15)$$

Иногда в справочниках приводится также отношение токов $I_{\Pi}/I_{\text{В}}$.

Для изготовления туннельных диодов в настоящее время используются германий и арсенид галлия. Примеры конструкции туннельных диодов даны на рис. 15-17 и 15-18.

Глава шестнадцатая

ВОПРОСЫ ПРИМЕНЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

16-1. ШУМЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ

Собственные шумы полупроводниковых приборов оказывают такое же влияние на работу различных радиотехнических устройств, как и собственные шумы электронных ламп (см. гл. 5). Особенно существенно влияние собственных шумов в устройствах, предназначенных для преобразования сигналов малых амплитуд: в смесителях на входе радиоприемных устройств, во входных ступенях усилителей и т. п.

Основные источники собственных шумов полупроводниковых приборов те же, что и в электронных лампах, — электрические флуктуации, проявляющиеся в виде дробового эффекта, шумов токораспределения, тепловых шумов в объемных сопротивлениях и др. Физическая природа этих явлений рассматривалась в § 5-1.

Специфическими для полупроводниковых приборов являются так называемые *избыточные* (низкочастотные) шумы, обусловленные различными поверхностными явлениями.

Дробовой шум. Среднеквадратичное значение шумового тока, обусловленного дробовым эффектом, определяется, как было показано в гл. 5, выражением (5-3)

$$\overline{i_{\text{ш}}^2} = 2eI\Delta f.$$

Для полупроводниковых диодов ток I — это ток, текущий через диод. В транзисторах, как известно, ток эмиттера разветвляется на два тока: ток, текущий в цепи базы, и ток в цепи коллектора. Поэтому среднеквадратичный

шумовой ток можно определить для каждой цепи отдельно. Так, для транзистора, работающего в активном режиме в схеме *ОБ*, можно записать:

$$\overline{i_{ш.эб}^2} = 2e(1 - h_{21б}) I_э \Delta f \quad (16-1)$$

— для цепи эмиттер — база;

$$\overline{i_{ш.бк}^2} = 2e I_{КБ0} \Delta f. \quad (16-2)$$

— для цепи коллектор — база;

$$\overline{i_{ш.эк}^2} = 2eh_{21б} I_э \Delta f \quad (16-3)$$

— для цепи эмиттер — коллектор.

Тепловой шум. Среднеквадратичное значение напряжения тепловых шумов, выделяемого флуктуационной составляющей на сопротивлении *R*, определяется выражением (5-11)

$$\overline{u_{ш}^2} = 4kTR\Delta f,$$

а среднеквадратичное значение шумового тока — выражением (5-12)

$$\overline{i_{ш}^2} = 4kT \frac{1}{R} \Delta f.$$

В полупроводниковых приборах источниками тепловых шумов могут служить объемные сопротивления областей эмиттера (*r_э*), базы (*r_б*), коллектора (*r_к*), а также сопротивления переходов (*r_{пер}*).

Так, например, среднеквадратичная величина шумового тока в диоде с учетом тепловых шумов в электронно-дырочном переходе может быть записана следующим образом:

$$\overline{i_{ш.д}^2} = 2eI\Delta f + 4kT \frac{1}{r_{пер}} \Delta f. \quad (16-4)$$

Расчет шумов по этой формуле достаточно хорошо согласуется с результатами экспериментальных измерений шумов в большинстве полупроводниковых диодов.

В транзисторах обычно *r_б* > *r_э* и *r_б* > *r_к*. Поэтому учитывают главным образом шумы в объемном сопротивлении базы:

$$\overline{i_{ш.т.б}^2} = 4kT \frac{1}{r_б} \Delta f. \quad (16-5)$$

Избыточные шумы. Природа этих шумов еще недостаточно изучена. Основными источниками избыточных шумов принято считать флуктуации электрических процессов на поверхности полупроводникового кристалла: флуктуации поверхностных токов утечки, процессов рекомбинации на поверхностных ловушках и др.

В отличие от дробовых и тепловых шумов, спектр которых весьма широк, избыточные шумы по своему спектральному составу — шумы низкочастотные. Среднеквадратичная величина тока избыточных шумов изменяется при изменении частоты, так что спектр этих шумов для большинства приборов практически ограничен частотой порядка 10 кГц. Зависимость шумового тока от частоты с достаточной точностью аппроксимируется следующим соотношением:

$$\overline{i_{ш.и}^2} = A \frac{\Delta f}{f^n}. \quad (16-6)$$

Здесь *A* — коэффициент, обычно определяемый экспериментально и равный 10⁻¹⁶—10⁻¹⁸ А²; показатель степени *n* для разных приборов изменяется в пределах 0,9 ÷ 1,5.

Наибольшая величина избыточных шумов обусловлена флуктуациями электрических процессов в областях электронно-дырочных переходов. Так,

для коллекторного перехода величина этих шумов во многом зависит от ширины этого перехода или от напряжения $U_{КБ}$ [24]:

$$i_{ш. и. к}^2 \approx A_K \sqrt{|U_{КБ}|} \frac{\Delta f}{f}. \quad (16-7)$$

Величина шумов в эмиттерном переходе зависит от тока I_3 [24].

$$\overline{i_{ш. и. э}^2} \approx A_3 I_3 \frac{\Delta f}{f}. \quad (16-8)$$

Коэффициенты A_K и A_3 в этих выражениях в свою очередь зависят от напряжения $U_{КБ}$ и тока I_3 соответственно.

Методы оценки собственных шумов полупроводниковых приборов. Для характеристики собственных шумов полупроводниковых приборов используются те же величины, что и для электронных ламп (см. гл. 5).

Понятие *эквивалентного шумового сопротивления* позволяет заменить «шумящий» полупроводниковый прибор некоторым сопротивлением $R_{ш}$, среднеквадратичная величина напряжения шумов на котором равно этому значению на выходе прибора.

Так, например, для шумового сопротивления биполярного транзистора, характеризующего дробовой шум и шумы коллекторного перехода, можно записать:

$$R_{шБТ} \approx \frac{e}{2kT} \frac{h_{215} I_3}{|Y_{21}|^2}. \quad (16-9)$$

Подставляя в это выражение численные значения постоянных и $T \approx 300$ К, получим:

$$R_{шБТ} \approx \frac{20}{|Y_{21}|^2} h_{215} I_3. \quad (16-10)$$

Для полевых транзисторов шумовое сопротивление определяется в основном тепловыми шумами в канале [24]:

$$R_{ш} \approx \frac{0,7}{g_{21}}, \quad (16-11)$$

где g_{21} — активная составляющая полной проводимости Y_{21} прямой передачи, т. е. крутизна характеристики S .

Для характеристики величины шумов полупроводниковых приборов используется также понятие *относительной шумовой температуры* t , определяемой соотношением (5-18). С помощью этого параметра можно характеризовать, например, шумы во входной цепи биполярного транзистора. Относительная шумовая температура входной проводимости g_{11} с учетом дробового шума, шумов эмиттерного перехода и теплового шума в объемном сопротивлении базы определяется следующим соотношением:

$$t_{11} \approx \frac{1}{g_{11}} \left[\frac{e}{2kT} I_3 (1 - h_{215}) + r_6' 4\pi f^2 C_{11}^2 \right]. \quad (16-12)$$

Здесь g_{11} — активная составляющая полной входной проводимости Y_{11} в режиме малого сигнала; r_6' — сопротивление части базы между ее выводом и переходом база — эмиттер; C_{11} — входная емкость транзистора.

Основной величиной, используемой для оценки шумов полупроводниковых приборов, служит, как и для электронных ламп, *коэффициент шума* $K_{ш}$. Определение этого параметра было дано в гл. 5 [см. выражения (5-19) и (5-20)].

Общее выражение, характеризующее связь коэффициента шума биполярного транзистора с его физическими параметрами, имеет вид:

$$K_{ш} = 1 + \frac{r_6}{R_c} + \frac{e}{2kT} \frac{(R_c + r_6)^2}{R_c} \left[I_{КБО} + (1 - h_{215}) I_3 + \frac{A}{2ef} \right]. \quad (16-13)$$

В это выражение входит R_c — внутреннее сопротивление источника сигнала, с тепловыми шумами которого сравниваются в соответствии с (5-19) шумы транзистора. В отличие от электронных ламп, входной ток которых обычно равен нулю ($I_{c1} = 0$ при $U_{c1} < 0$), во входной цепи транзистора течет ток I_B в схеме ОЭ или же ток I_3 в схеме ОБ. Этот ток ответвляется и в цепь источника сигнала. Поэтому коэффициент шума зависит от сопротивления R_c .

Из выражения (16-13) видно, что коэффициент шума зависит от частоты. Эта зависимость представлена на рис. 16-1. Шумы в области низких частот, как уже отмечалось, обусловлены главным образом избыточными шумами (последнее слагаемое в квадратных скобках). В области частот от десятков до нескольких сотен килогерц основную роль играют тепловые флуктуации и дробовой эффект. С увеличением частоты уменьшаются коэффициенты передачи тока, растет ток базы и увеличиваются шумы дробового эффекта за счет рекомбинационных флуктуаций. Коэффициент шума $K_{ш}$ зависит также от тока I_3 и напряжения $U_{КБ}$ (рис. 16-2). При малых токах I_3 преобладают тепловые и избыточные шумы, мало зависящие от тока эмиттера. С увеличе-

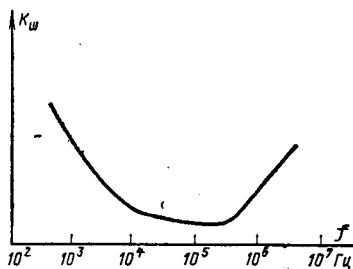


Рис. 16-1. Зависимость коэффициента шума транзистора от частоты.

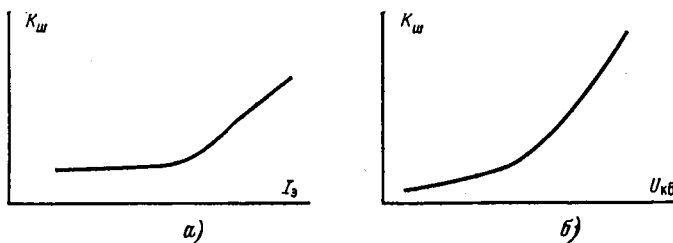


Рис. 16-2. Зависимость коэффициента шума от тока эмиттера (а) и напряжения $U_{КБ}$ (б).

нием тока I_3 все большую роль играют дробовые шумы. Увеличение коэффициента шума с увеличением напряжения $|U_{КБ}|$ объясняется ростом избыточных шумов.

Значение коэффициента шума для транзисторов различных типов лежит в пределах 5—20 дБ.

16-2. ЛИНЕЙНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ДИОДОВ И ИХ ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ

При расчете радиотехнических устройств на полупроводниковых приборах, как и при расчете устройств на электронных лампах, используются эквивалентные схемы приборов и аппроксимация их характеристик. Наиболее удобен при инженерных расчетах метод кусочно-линейной аппроксимации характеристик, рассмотренный применительно к электронным лампам в § 5-3.

Реальная вольт-амперная характеристика полупроводникового диода может быть аппроксимирована рядом прямолинейных отрезков. В зависимости от назначения диода можно выделить и аппроксимировать тот или иной

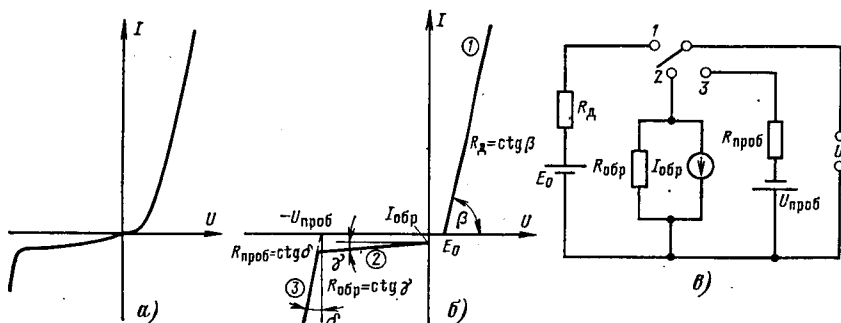


Рис. 16-3. Аппроксимация трех участков характеристики диода и его эквивалентная схема.

а — вольт-амперная характеристика диода; б — кусочно-линейная аппроксимация характеристики; в — эквивалентная схема.

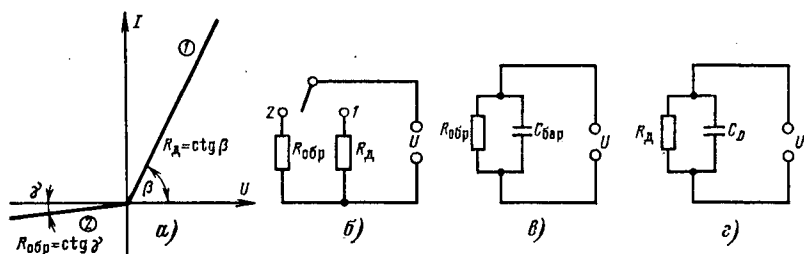


Рис. 16-4. Кусочно-линейная аппроксимация характеристики диода (а) и его эквивалентные схемы (б — г).

участок характеристики аналогично тому, как это было сделано для вакуумного диода.

На рис. 16-3 показан пример аппроксимации трех участков характеристик диода и соответствующая эквивалентная схема¹.

Другой случай кусочно-линейной аппроксимации характеристики диода и соответствующая эквивалентная схема показаны на рис. 16-4, а и б.

В работе высокочастотных диодов важную роль может играть емкость перехода $C_{пер}$. Поэтому при прямом и обратном включениях сопротивление

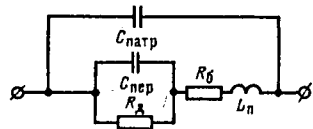


Рис. 16-5. Эквивалентная схема высокочастотного диода с учетом реактивных элементов патрона.

диода следует считать комплексным: в эквивалентной схеме параллельно сопротивлениям R_d и $R_{обp}$ нужно подключить емкость перехода (рис. 16-4, в и г). При обратном включении диода емкость $C_{пер}$ определяется барьерной емкостью $C_{бар}$, а при прямом — практически диффузионной емкостью C_d .

В диапазоне высоких частот в ряде случаев приходится учитывать не только емкость $p-n$ перехода, но и распределенные реактивности, обусловленные конструкцией самого

¹ Здесь и далее при определении дифференциальных сопротивлений с помощью тригонометрических функций вводятся размерные коэффициенты m и n в соответствии с размерностями токов и напряжений на осях характеристик.

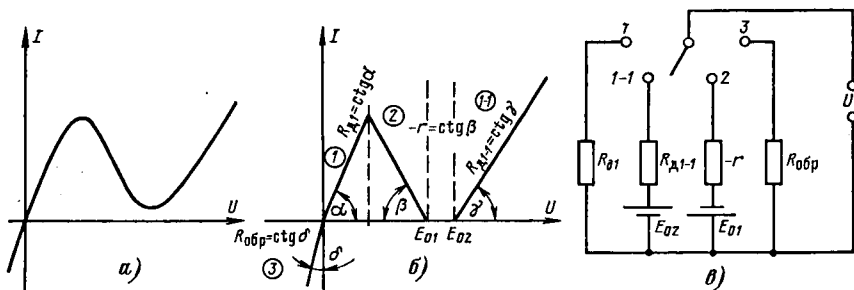


Рис. 16-6. Вольт-амперная характеристика (а) туннельного диода, ее аппроксимация (б) и эквивалентная схема (в).

прибора. Так, например, в эквивалентную схему высокочастотного диода включают обычно емкость патрона $C_{\text{патр}}$ и индуктивность контактной иглы и выводов L_{Π} (рис. 16-5).

Пример возможной аппроксимации характеристики туннельного диода и соответствующая эквивалентная схема показаны на рис. 16-6, где положениям 1, 2, 3 и 1-1 переключателя соответствуют определенные участки характеристик.

16-3. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Эквивалентные схемы транзисторов, используемые при расчете радиоэлектронных устройств на транзисторах, весьма разнообразны. Предпочтение той или иной схеме отдается часто из соображений удобства расчета, необходимости учета тех или иных параметров, а иногда основанием для выбора схемы служит желание унифицировать методы расчета определенного класса схем на электронных лампах и транзисторах. Несмотря на их многообразие эквивалентные схемы транзисторов можно условно разделить на два класса: схемы замещения той или иной системы уравнений четырехполюсника и так называемые физические эквивалентные схемы, отражающие основные физические процессы в транзисторе. Теория линейных цепей позволяет с помощью весьма простых формул выразить параметры любой из этих схем через соответствующие величины других схем.

Схемы замещения. Выше (§ 12-3) уже отмечалось, что из шести возможных систем уравнений четырехполюсника применительно к транзисторам наибольшее распространение получили уравнения с y - и h -параметрами. Запишем эти уравнения применительно к переменным напряжениям и токам сигналов малых амплитуд, так что в пределах изменений u и i характеристики транзистора четырехполюсника можно считать линейными:

$$\begin{cases} i_1 = y_{11}u_1 + y_{12}u_2; \\ i_2 = y_{21}u_1 + y_{22}u_2; \end{cases} \quad (16-14)$$

$$\begin{cases} u_1 = h_{11}i_1 + h_{12}u_2; \\ u_2 = h_{21}i_1 + h_{22}u_2. \end{cases} \quad (16-15)$$

Схемы замещения (рис. 16-7) для этих систем уравнений легко построить на основании простых соображений. Например, в уравнениях (16-14) входной ток i_1 складывается из двух величин: тока, создаваемого входным напряжением u_1 в резисторе с проводимостью y_{11} (первое слагаемое), и тока, обусловленного влиянием на входную цепь выходного напряжения u_2 (второе слагаемое). Поэтому входная цепь на рис. 16-7, а содержит две параллельные цепи: резистор с проводимостью y_{11} и эквивалентный генератор, ток которого определяется слагаемым $y_{12}u_2$ в первом уравнении (16-14), а внутреннее со-

противление равно бесконечности. Аналогичные рассуждения позволяют представить соответствующими цепями выходную часть схемы.

Нет необходимости повторять подобное рассмотрение для построения схемы рис. 16-7, б. Читатель без труда может сделать это самостоятельно.

Смысл y - и h -параметров, естественно, остается неизменным для любой схемы включения транзистора, но под входными и выходными величинами следует понимать те токи и напряжения на электродах прибора, которые отвечают данной схеме включения. Например, для схемы включения транзистора с общей базой (рис. 16-8, а) $i_1 = i_э$; $i_2 = i_к$; $u_1 = u_{эб}$; $u_2 = u_{кб}$.

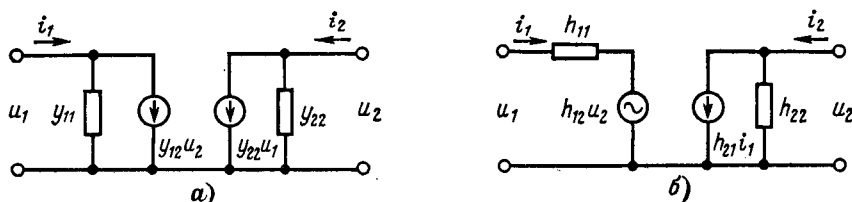


Рис. 16-7. Схемы замещения систем уравнений четырехполюсника.

а — с y -параметрами; б — с h -параметрами.

В § 12-7 была показана связь h -параметров с физическими параметрами транзистора: $h_{11} = r_{э. \text{ диф}}$; $h_{12} = -1/\mu_{кэ}$; $h_{21} = \alpha$; $h_{22} = 1/r_{к. \text{ диф}}$. С учетом этих соотношений схема замещения рис. 16-7, б принимает вид, показанный на рис. 16-8, б.

Схему замещения уравнений с y -параметрами (рис. 16-7, а) можно, как и для электронных ламп, привести к схеме с одним генератором тока. Такая схема для n - p - n транзистора (в схеме ОЭ) показана на рис. 16-9, б. В случае использования транзистора в устройствах преобразования высокочастотных сигналов эквивалентную схему следует дополнить элементами, влияющими на работу транзистора в этом диапазоне частот. На рис. 16-9, в в качестве примера в эквивалентную схему включены емкости переходов и объемное сопротивление базы.

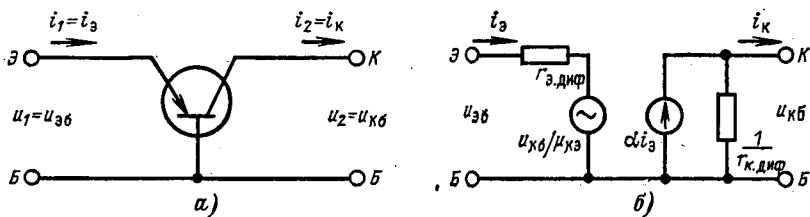


Рис. 16-8. Транзистор в схеме с общей базой и его схема замещения.

Физические эквивалентные схемы. Примером физической эквивалентной схемы биполярного транзистора может служить схема, показанная на рис. 12-8, а. Эта схема, как отмечалось в § 12-4, может характеризовать работу транзистора в любом из четырех режимов его включения. Для какого-либо определенного режима работы транзистора эту схему можно упростить. Так, для транзистора, работающего в активном режиме в области низких частот, эта схема принимает вид, показанный на рис. 16-10, а и б — в случаях включения транзистора с общей базой и общим эмиттером соответственно. В области высоких частот в схему следует включить емкости переходов, дифференциальные сопротивления переходов, а также эквивалентные генераторы, отображающие обратную связь по напряжению.

На рис. 16-10, в показана в качестве примера схема для переменных составляющих напряжений и токов в транзисторе, включенном по схеме ОЭ.

Влияние обратной связи по напряжению отображено генератором $|U_{КЭ}|/\mu_{КЭ}$ в цепи эмиттера. Емкость C_K коллекторного перехода включена в схему потому, что она шунтирует высокоомное сопротивление этого перехода.

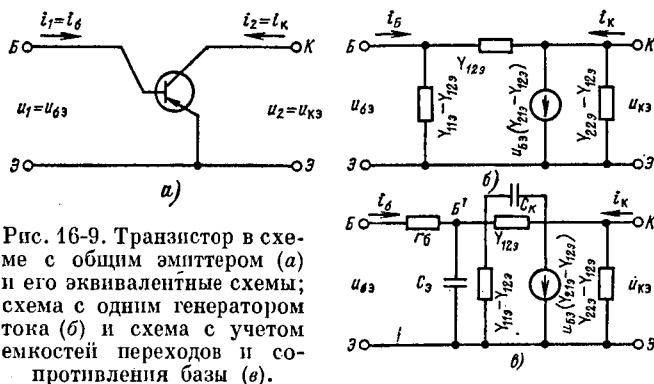


Рис. 16-9. Транзистор в схеме с общим эмиттером (а) и его эквивалентные схемы; схема с одним генератором тока (б) и схема с учетом емкостей переходов и сопротивления базы (в).

На рис. 16-10, г представлена более сложная схема транзистора, включенного по схеме ОБ. Здесь учтены диффузионные и барьерные емкости и обратная связь по напряжению (генератор в цепи базы $|U_{КБ}|/\mu_{КБ}$). Сопротивление

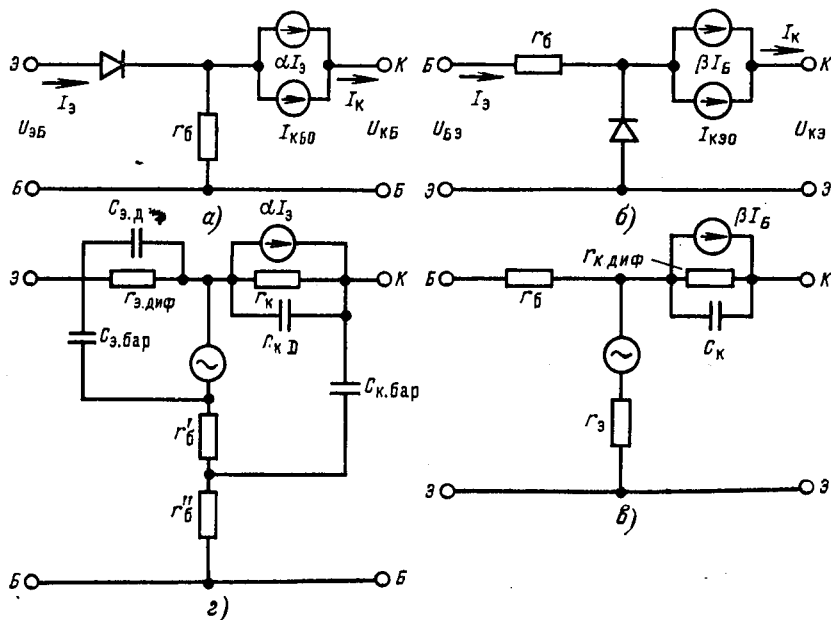


Рис. 16-10. Физические эквивалентные схемы транзистора.

а и б — для низких частот; в и г — для высоких частот.

базы представлено двумя эквивалентными сопротивлениями $r'_Б$ и $r''_Б$, характеризующими различные цепи зарядки емкостей $C_{Э. бар}$ и $C_{К. бар}$. Естественно, представленные на этой схеме параметры не равнозначны по своему влиянию.

Так, например, $r_{э. \text{ диф}} \ll r_{к. \text{ диф}}$ и шунтирующим действием емкостей эмиттерного перехода в большинстве случаев можно пренебречь. Поэтому рассматривая схемы рис. 16-10 лишь как примеры, следует при составлении эквивалентных схем руководствоваться конкретными условиями работы транзистора и включать в схему лишь те элементы, влияние которых наиболее существенно.

16-4. ЛИНЕЙНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА

Аппроксимация статических характеристик транзистора осуществляется так же, как и характеристик электронных ламп.

На рис. 16-11 представлены семейство входных характеристик транзистора в схеме ОБ, один из возможных вариантов их линейной аппроксимации

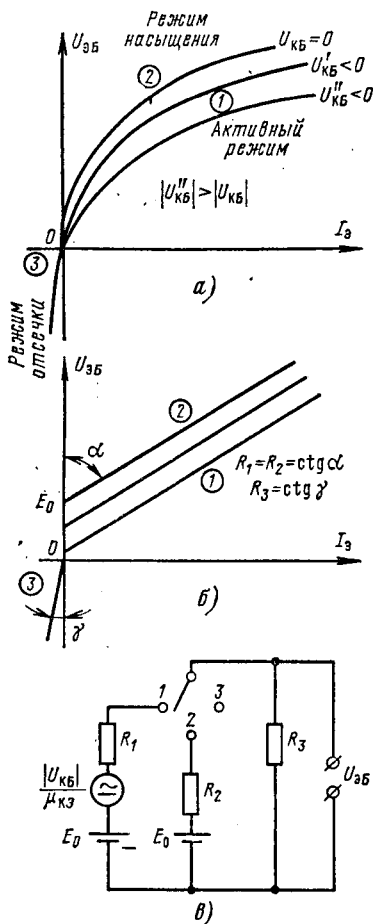


Рис. 16-11. Реальные (а) и линеаризованные (б) входные характеристики транзистора в схеме ОБ и его эквивалентная схема (в).

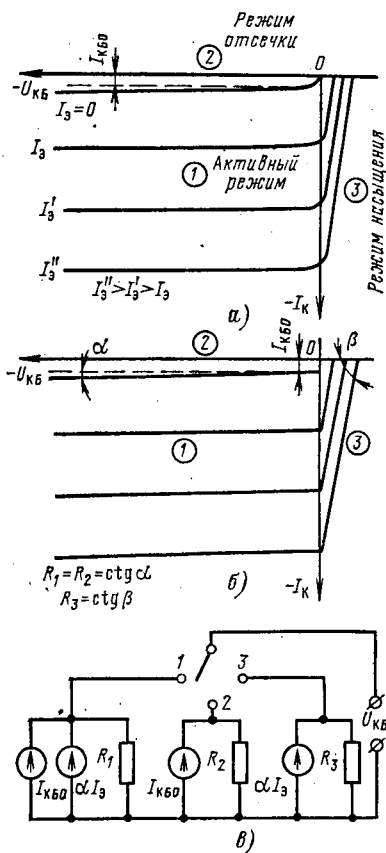


Рис. 16-12. Реальные (а) и линеаризованные (б) выходные характеристики транзистора в схеме ОБ и его эквивалентная схема (в).

в качестве примера и соответствующая эквивалентная схема. Характеристика при $U_{KB} = 0$ (на границе активного режима и режима насыщения) аппроксимирована прямой линией, пересекающей ось напряжений в точке E_0 . Таким образом, принято, что ток $I_{\mathcal{E}} > 0$ лишь при напряжении $U_{\mathcal{E}B} > E_0$. На эквивалентной схеме (положение ключа 2) это обстоятельство учтено эквивалентной батареей E_0 .

В активном режиме характеристика вследствие обратной связи по напряжению смещается, что на эквивалентной схеме (положение ключа 1) отображено эквивалентным генератором $|U_{KB}|/\mu_{ка}$.

Возможная аппроксимация выходных характеристик в схеме ОБ показана на рис. 16-12. При $I_{\mathcal{E}} = 0$ (на границе активного режима и режима отсечки) в коллекторной цепи течет ток $I_{КБ0}$, что учтено при переключении ключа в положение 2 эквивалентным генератором тока. Некоторый рост тока I_K с увеличением напряжения U_{KB} характеризуется сопротивлением R_2 . В активном режиме эквивалентная схема помимо генератора $I_{КБ0}$ и сопротивления $R_1 = R_2$ содержит также генератор тока $\alpha I_{\mathcal{E}}$, характеризующий рост коллекторного тока с увеличением тока $I_{\mathcal{E}}$. В режиме насыщения уменьшение тока I_K отображено сопротивлением R_3 , через которое ток под действием положительного напряжения U_{KB} течет навстречу току $\alpha I_{\mathcal{E}}$.

16-5. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Для полевых транзисторов также используются схемы замещения уравнений активного линейного четырехполюсника. Как отмечалось в § 13-4, для полевых транзисторов — приборов, управляемых напряжением, используется система y -параметров, определяемых выражениями (13-14) — (13-17). Схема замещения для транзистора, включенного по схеме ОИ, показана на рис. 16-13.

Физическая эквивалентная схема полевого транзистора с управляющим p - n переходом представлена на рис. 16-14, а. Усиленные свойства прибора характеризуются генератором тока $SU_{3и}$, параллельно которому включено дифференциальное сопротивление прибора R_{ic} . Элементы $R_{и}$ и R_c характеризуют омические сопротивления частей кристалла, заключенных между выводом истока и началом канала и между выводом стока и концом канала

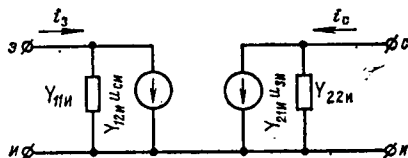


Рис. 16-13. Схема замещения полевого транзистора с y -параметрами.

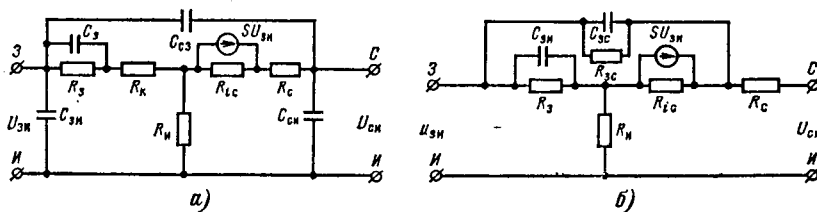


Рис. 16-14. Физические эквивалентные схемы транзистора с управляющим p - n переходом.

а — с одним эквивалентным резистором R_3 ; б — с отдельными эквивалентными резисторами R_3 и $R_{3с}$.

соответственно. Элемент R_3 представляет собой входное сопротивление прибора, конденсатор C_3 — барьерную емкость обратно смещенного перехода затвор — канал, а R_K — усредненное сопротивление, через которое проходит заряд емкости C_3 . Конденсаторы $C_{зз}$, $C_{зи}$ и $C_{си}$ характеризуют междуэлектродные емкости прибора. Резистор R_3 ввиду его большой величины в большинстве случаев можно исключить. Обычно из эквивалентной схемы исключают также резисторы $R_{и}$ и R_c , так как их влияние учитывается при измерении параметров S и R_{ic} .

Иногда используют несколько иную физическую эквивалентную схему (рис. 16-14, б), в которой сопротивление затвора представлено двумя элементами R_3 и $R_{зс}$. Конденсаторы $C_{зи}$ и $C_{зс}$ включают в себя в этой схеме не

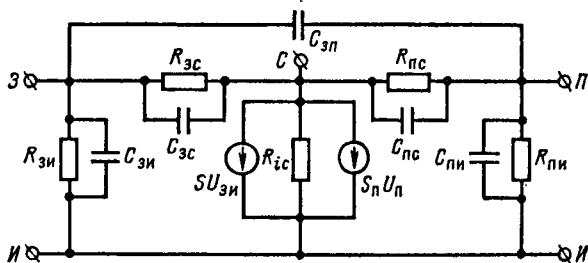


Рис. 16-15. Физическая эквивалентная схема МДП транзистора с изолированным затвором.

только распределенные междуэлектродные емкости, но и барьерную емкость управляющего перехода, разделенную как бы на две части: у истокового и стокового концов затвора.

Иной вид имеет физическая эквивалентная схема МДП-транзистора с изолированным затвором (рис. 16-15). Генераторы тока $SU_{зи}$ и $S_пU_п$ отображают усилительные свойства транзистора и возможность управления током I_c как напряжением затвор — исток $U_{зи}$, так и напряжением на подложке $U_п$, элемент R_{ic} представляет выходное дифференциальное сопротивление прибора. Сопротивления затвора и подложки представлены двумя элементами каждое, причем, как правило, $R_{зи} \gg R_{пи}$ и $R_{зс} \gg R_{пс}$. Емкости затвора и подложки также представлены двумя элементами ($C_{зи}$, $C_{зс}$ и $C_{пи}$, $C_{пс}$). В реальных транзисторах обычно $C_{зи} > C_{пи}$, а $C_{зс} > C_{пс}$.

16-6. НАДЕЖНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ И ПАРАМЕТРЫ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ РЕЖИМОВ

Надежность. Для характеристики надежности полупроводниковых приборов используются те же показатели, что и для электронных ламп (см. § 5-4): интенсивность отказов (5-34)

$$\lambda(t) \approx \frac{\Delta d_i}{(n-d) \Delta t_i}$$

и вероятность безотказной работы (5-35)

$$P(t) \approx \frac{n - \sum_{i=1}^{t/\Delta t} \Delta d_i}{n}.$$

Для полупроводниковых приборов с достаточно высокой надежностью часто пользуются приближенным выражением для интенсивности отказов

$$\lambda(t) \approx \frac{d}{nt}. \quad (16-16)$$

Зависимость интенсивности отказов от времени была показана на рис. 5-11.

Ранние отказы в полупроводниковых приборах определяются в основном недостатками технологических процессов изготовления и скрытыми дефектами. С целью уменьшения числа ранних отказов приборы обычно подвергаются специальным испытаниям и проходят тренировку при определенных электрических режимах и повышенной температуре.

Постепенные отказы, на долю которых приходится свыше 80%, происходят в результате медленного ухудшения параметров (старения приборов), связанного в основном с изменением поверхностных физических явлений под влиянием температуры и влажности, с термической усталостью спаев и т. д.

В отличие от электронных ламп для полупроводниковых приборов трудно определить среднее время износа, по истечении которого интенсивность отказов быстро увеличивается. Это обстоятельство характеризует полупроводниковые приборы как весьма долговечные. По сравнению с электронными лампами конструкция полупроводниковых приборов проста и компактна. При длительных испытаниях многие полупроводниковые приборы безотказно работали в течение десятков тысяч часов. Интенсивность отказов полупроводниковых диодов и транзисторов имеет значение примерно $10^{-6} \div 10^{-7}$ 1/ч.

Предельные электрические параметры. Нормальная работа полупроводниковых приборов в схемах возможна лишь в том случае, если параметры внешней электрической цепи (напряжения источников питания, величины резисторов, конденсаторов и др.) выбраны так, что электрический режим прибора (токи и напряжения на его электродах) не выходит за пределы, рекомендованные в паспорте прибора. В противном случае диод или транзистор может выйти из строя или же будет работать в нежелательном режиме (слишком малый коэффициент усиления, искажения сигнала и др.). Пределы электрического режима приборов определяются *максимально и минимально допустимыми параметрами*, которые выбираются с определенным запасом прочности соответственно меньше или больше электрических величин, приводящих к выходу прибора из строя. Значения максимально и минимально допустимых параметров обычно приводятся в справочниках и паспортах приборов.

При определении предельно допустимых параметров учитывается целый ряд факторов: изменение напряжения пробоя коллекторного перехода в зависимости от режима эмиттерной цепи (холостой ход, короткое замыкание, напряжение $U_{ЭБ}$), возможные значения сопротивления в цепи базы, температурный режим и др.

Надежность работы приборов в предельном режиме во много раз ниже надежности их работы в рекомендуемом режиме. При необходимости использовать прибор в предельном режиме следует помнить, что работа прибора с использованием двух и более предельных параметров не допускается.

Тепловые климатические и механические параметры. Как известно, электрические свойства полупроводников существенным образом зависят от температуры окружающей среды. В гл. 11 и 12 был показан характер изменения основных параметров и характеристик полупроводниковых приборов при изменении температуры. Диапазон рабочих температур прибора, в котором сохраняются его основные параметры, определяется максимальной и минимальной температурами $T_{\max}$ и $T_{\min}$ окружающей среды. Для большинства приборов эти температуры соответственно равны $+70$ и -60°C ; для некоторых приборов максимальная температура может быть и выше (120°C). Помимо этих параметров используется также максимальная температура коллекторного перехода, во многом определяющая рассеиваемую прибором мощность.

К числу климатических параметров относятся относительная влажность окружающей среды при температуре 40 °С и минимальное и максимальное атмосферное давление. В особых случаях оговаривается устойчивость приборов против морского тумана, циклических изменений температуры, радио-активного облучения, космических лучей и пр.

В качестве параметров механического режима в паспорте прибора могут быть указаны: максимальные вибрационные ускорения в определенном диапазоне частот, максимальные ускорения при многократных ударных нагрузках, одиночных ударах и т. д.

Для улучшения теплового режима работы мощные диоды и транзисторы снабжаются специальными внешними радиаторами, крепящимися на корпусе прибора, либо оговаривается их специальное крепление в аппаратуре, улучшающее теплоотвод.

С целью повышения влагостойкости, температуроустойчивости и др. корпуса полупроводниковых приборов герметизируются, поверхность собственно прибора защищается специальным покрытием, например силиконовыми смолами с применением активных влагопоглотителей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Власов В. Ф. Электронные и паяные приборы. М., Связьиздат, 1960.
2. Хлебников Н. П. Электронные приборы. М., «Связь», 1964.
3. Батушев А. В. Электронные приборы. М., «Высшая школа», 1969 г.
4. Кацман Ю. А. Электронные лампы высоких и низких частот. М., «Высшая школа», 1968.
5. Клейнер Э. Ю. Основы теории электронных ламп. М., «Высшая школа», 1974.
6. Шулейкин М. В. Электронные лампы. М., Изд-во АН СССР, 1963.
7. Шпангенберг К. Р. Электронные лампы. Т. 1, 2. М., «Советское радио», 1953—1954.
8. Гапонов В. И. Электроника. Т. 1, 2. М., Физматгиз, 1960.
9. Царев Б. М. Расчет и конструирование электронных ламп. М., «Энергия», 1967.
10. Ван-дер-Зил. Флуктуации в радиотехнике и физике. М., Госэнергоиздат, 1958.
11. Мощные электровакуумные приборы СВЧ. М., «Мир», 1974.
12. Жигарев А. А. Электронная оптика и электроннолучевые приборы. М., «Высшая школа», 1972.
13. Кноль М., Кэйзан Б. Электроннолучевые трубки с накоплением зарядов. М., Госэнергоиздат, 1955.
14. Фотоэлектронные приборы. М., «Наука», 1965. Авт.: П. А. Соболева, А. Г. Берковский, Н. О. Чечин, Р. Е. Елисеев.
15. Еркин А. М. Лампы с холодным катодом. М., «Энергия», 1972.
16. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М., Физматгиз, 1962.
17. Спроул Р. Современная физика. М., Физматгиз, 1961.
18. Орешкин П. Т. Физика полупроводников и диэлектриков. М., «Высшая школа», 1977.
19. Федотов Я. А. Основы физики полупроводниковых приборов. М., «Советское радио», 1963.
20. Шайв Дж. Н. Физические свойства и конструкции полупроводниковых приборов. М., Госэнергоиздат, 1963.
21. Киреев Н. С. Физика полупроводников. М., «Высшая школа», 1969.
22. Шалимова К. В. Физика полупроводников. М., «Энергия», 1976.
23. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М., «Энергия», 1973.
24. Степаненко И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. М., «Энергия», 1973.
25. Пасынков В. В., Чиркин Л. К., Шинков А. Д. Полупроводниковые приборы. М., «Высшая школа», 1973.
26. Носов Ю. Р. Полупроводниковые импульсные диоды. М., «Советское радио», 1965.
27. Мазель Е. З. Мощные транзисторы. М., «Энергия», 1969.
28. Кремниевые планарные транзисторы. Под ред. Я. А. Федотова. М., «Советское радио», 1973.
29. Берман Л. С. Введение в физику варикапов. М., «Наука», 1968.
30. Стриха В. И., Бузанева Е. В., Радзиевский И. А. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки. М., «Советское радио», 1974.
31. Валиев К. А., Кармазинский А. Н., Королев А. М. Цифровые интегральные схемы на МДП транзисторах. М., «Советское радио», 1971.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

Акцепторные примеси 187
 Аппроксимация характеристик диода 122
 — — полупроводникового диода 407
 — — тетрода 123
 — — транзистора 412
 — — триода 123
 — — электронных ламп 120

Б

База диода 239
 — транзистора 279
 Барьерная емкость 245

В

Варикап 275
 Виртуальный катод 77
 Время жизни носителей заряда 195
 Вторичная электронная эмиссия 15

Г

Генерация пар зарядов 189
 Генпод 105
 Гетеропереход 241
 Графekon 164

Д

Двухэлектродные лампы (диоды) 24
 Действующее напряжение в пентоде 79
 — — — тетроде 78
 — — — триоде 43
 Декатроны 177
 Динатронный эффект 75
 Диоды полупроводниковые;
 — варикапы 275
 выпрямительные 266
 детекторные 273
 импульсные 268
 классификация 248
 параметры 260
 с барьером Шоттки 270
 смесительные 271
 стабилитроны 274
 Дифференциальное сопротивление выход-
 ное полевых транзисторов 356
 — — диода 35
 — — коллекторного перехода 296
 — — многоэлектродных ламп 86
 — — полупроводникового диода 261
 — — триода 57
 — — эмиттерного перехода 291
 Диффузии уравнение 222
 — коэффициент 219
 Диффузия частиц 218
 Добротность варикапа 278
 Донорные примеси 186
 Дрейфовое движение 214

Е

Емкость коллекторного перехода 297
 — р-п перехода барьерная 245
 — — — диффузионная 246
 — — полупроводникового диода 262
 — — эмиттерного перехода 292

З

Закон степени $3/2$ для диода 28
 — — — триода 45
 Запирающий слой 227
 Запоминающие трубки 162
 Защитная сетка 77

И

Излучение света 389
 Инерция электронов 98
 Инжекции коэффициент 254
 — уровень 232
 Ионные приборы 165

К

Катоды термоэлектронные 16
 — — конструкция 17
 — — параметры 16
 Кинескоп 160
 Концентрация носителей заряда 207, 208,
 210
 Коэффициент передачи тока в транзисторе
 288
 — усиления по напряжению 69
 — — статический триода 57
 — — тетрода и пентода 87
 Кремниевые батареи 377
 Крутизна характеристики диода 35
 — — многоэлектродных ламп 87
 — — полевых транзисторов 356
 — — рабочая 69
 — — триода 56

Л

Лучевой тетрод 76
 Люминесцентный конденсатор 391
 Люминесценция 390
 Люминофор 152

М

МДП транзистор с встроенным каналом 349
 — — индуцированным каналом 350
 Междуэлектродные емкости высокочастот-
 ных ламп 100
 — — диода 36
 — — ламп для широкополосного усили-
 ния 94
 — — многоэлектродных ламп 91
 — — триода 62
 Модуляции ширины базы эффект 294
 Молла — Эберса модель 301

Н
 Надежность электронных ламп 124
 — — полупроводниковых приборов 414
 Напряжение записания в тетраде и пентоде 83
 — — — триоде 45

О
 Обнаружительная способность 367
 Обратная связь по напряжению 295
 Обратные токи в транзисторе 287
 Осциллографические трубки 157
 Отклоняющая система магнитная 150
 — — электростатическая 147

П
 Параметры полевых транзисторов 355
 — статические диодов 34
 — — многоэлектродных ламп 86
 — — триодов 55, 59
 — тиристоров 399
 — транзистора высокочастотных 326
 — — импульсные 332
 — — малосигнальные 318
 — — статические 312
 — — туннельных диодов 404
 — — фотодиодов 382
 — — фоторезисторов 368
 — — фототранзисторов 389
 — — фотоэлементов 376
 Подвижность 215
 Полупроводниковые материалы 181
 — — классификация 183
 — — приборы, устройство 181
 Пороговый поток 317
 Потенциалоскоп 162
 Потенциальный барьер перехода 228
 Примеси акцепторные 187
 — в полупроводниках 185
 — донорные 186
 Пробой перехода лавинный 243
 — — тепловой 244
 — — туннельный 243
 Проницаемость лампы (триода) 44
 — — пентода 78
 — — тетрода 78

Р
 Работа выхода электрона 11
 Радиолокационные трубки 158
 Разрядники резонансные 178
 Распределение потенциала в диоде 25
 — — — пентоде 77
 — — — тетроде 77
 — — — триоде 41
 Режим возврата электронов 47, 79
 — насыщения 26
 — объемного заряда 27
 — прямого перехвата 48, 80
 Рекомбинация носителей заряда 189

С
 Светодиод 392
 Сетка защитная 77
 — управляющая 41
 — экранирующая 73
 Скитрон 159
 Стабилитрон кремниевый 274
 Статистика частиц в полупроводниках 201

Т
 Тетрод 73
 — лучевой 76
 Тиратрон дугового разряда 171
 — тлеющего разряда 175
 Тиристор 395
 Транзисторы биполярные высокочастотные 337
 — — дрейфовые 339

Транзисторы биполярные классификация 281
 — — мощные 341
 — — низкочастотные 336
 — — однопереходные 394
 — — параметры физические 285
 — — полевые, устройство 342
 — — режимы включения 282
 — — с изолированным затвором 349
 — — — управляющим переходом 344
 — — устройство 279
 Трехэлектродные лампы (триоды) 40
 Тринистор 395
 Триод-гептод 105
 Токораспределение в тетроде и пентоде 79
 — — триоде 47
 Туннельный диод 400

У
 Угол пролета 98
 Уравнение непрерывности 221

Ф
 Ферми распределение 203
 — уровень 203, 209, 212
 Фокусирующая система магнитная 145
 — — электростатическая 142
 Фотогальванический эффект 368
 Фотодиод 378
 — лавинный 384
 — с барьером Шоттки 384
 Фотопроводимость 362
 — темновая 363
 Фоторезистивный эффект 362
 Фоторезисторы 364
 Фототранзистор 387
 Фото-э. д. с. 369
 Фотоэлектрические полупроводниковые приборы 358
 Фотоэлектронная эмиссия 127
 Фотоэлектронные приборы электровакуумные 126
 — умножители 132
 Фотоэлемент полупроводниковый 372
 Фотоэлементы ионные 130
 — электровакуумные 128

Х
 Характеристика вольт-амперная перехода 230
 Характеристики анодно-сеточные пентода и триода 83
 — анодные триода 74
 — вольт-амперные фоторезисторов 365
 — двойного лучевого тетрода 81
 — — управления током в пентоде 85
 — диода анодные 31
 — лавинного фотодиода 386
 — облученного перехода 371
 — полевых транзисторов стоковые 347, 350, 353
 — световые 129
 — сеточно-анодные триода 55
 — сеточные триода 52
 — спектральные 131
 — — фотопроводимости 364
 — стабилитрона 174
 — статические пентода 81
 — — транзистора 301
 — — триода 49
 — стоко-затворные 348
 — триода 50: 54
 — фотодиодов 381
 — фоторезисторов 365
 — фототранзисторов 388
 — фотоэлементов 373, 375
 — — вольт-амперные 129
 — частотные 131
 — эмиссионные 31

Характеристики частотные фотоэлементов 375
— ЭЛТ модуляционные 138
— энергетические фоторезистора 365
Характрон 159

Ч

Частота генерации максимальная 329
— граничная 328
— транзистора предельная 327
— — фотоприемника 367
Чувствительность детекторного диода по току 273
— интегральная фотоэлементов 129
— к лучистому потоку 366
— — отклонению 149, 151
— монохроматическая 366
— по напряжению 273
— — — фотоумножителей 132
— токовая 366
— — освещенности 366

Ш

Шоттки барьер 240
— эффект 15
Шумовая температура 116, 406
Шумовое сопротивление эквивалентное 114, 406
Шумы в полупроводниковых приборах 404
— — электронных лампах 112
— дробового эффекта 113, 404
— избыточные 405

Э

Эквивалентные схемы биполярного транзистора 409
— — диода 117
— — ламп на высоких частотах 119
— — полевого транзистора 413
— — полупроводникового диода 407
— — триода 118

Эквивалентные схемы электронных ламп 117
Экономичность ламп 110
Экраны электронно-лучевых трубок 152
Электрические переходы 224
Электрический переход металл — полупроводник 240
— разряд в газе 166
— — дуговой 170
— — тлеющий 169
Электровакuumные приборы 5
— — ионные 5
— — определение 5
— — основы классификации 5
— — режимы и параметры 9
— — устройство 6
— — электронные 5
Электронно-дырочный переход несимметричный 237
— — плавный 237
— — симметричный 224
Электронно-лучевые приборы 134
— трубки 134
Электронные лампы диапазона высоких частот 98
— — для широкополосного усиления 94
— — комбинированные 105
— — мощные 108
— — с катодной сеткой 94
— — со вторичной эмиссией 95
— — стержневые 109
— — частотопреобразовательные 105
— — экономичные и особо надежные 110
— линзы 140
Электронный прожектор 135, 142, 145
Электропроводность полупроводников 216
— — примесная 217
— — собственная 216
Эмиссия вторичная 15
— термоэлектронная 12
— электронная 11
— электростатическая 15

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
РАЗДЕЛ ПЕРВЫЙ. ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ПРИБОРЫ	5
ГЛАВА ПЕРВАЯ. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫХ ПРИБОРАХ И ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИХ РАБОТЫ	5
1-1. Классификация электровакуумных приборов и их устройство	5
1-2. Основные понятия о режимах и параметрах электровакуумных приборов	9
1-3. Электронная эмиссия	11
1-4. Термоэлектронные катоды	16
1-5. Прохождение тока в вакууме	22
ГЛАВА ВТОРАЯ. ДВУХЭЛЕКТРОДНЫЕ ЛАМПЫ	24
2-1. Физические процессы в двухэлектродной лампе (диоде)	24
2-2. Зависимость анодного тока от анодного напряжения	28
2-3. Статические характеристики диода	31
2-4. Диод в режиме нагрузки	33
2-5. Параметры диодов	34
2-6. Особенности диодов различного назначения	39
ГЛАВА ТРЕТЬЯ. ТРЕХЭЛЕКТРОДНЫЕ ЛАМПЫ	40
3-1. Физические процессы в трехэлектродной лампе (триоде)	40
3-2. Статические характеристики триода	49
3-3. Параметры триода	55
3-4. Работа триода с нагрузкой в анодной цепи	64
3-5. Особенности триодов различного назначения	70
ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ. МНОГОЭЛЕКТРОДНЫЕ И СПЕЦИАЛЬНЫЕ ЛАМПЫ	72
4-1. Тетроды и пентоды. Физические процессы в многоэлектродных лампах	72
4-2. Статические характеристики многоэлектродных ламп	81
4-3. Параметры многоэлектродных ламп	86
4-4. Особенности тетродов и пентодов различного назначения	92
4-5. Электронные лампы для широкополосного усиления	94
4-6. Электронные лампы диапазона высоких частот	98
4-7. Специальные лампы	105
ГЛАВА ПЯТАЯ. ВОПРОСЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП	112
5-1. Шумы в электронных лампах	112
5-2. Эквивалентные схемы электронных ламп	117
5-3. Аппроксимация характеристик ламп	120
5-4. Надежность электронных ламп и параметры эксплуатационных режимов	124

ГЛАВА ШЕСТАЯ. ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ	126
6-1. Общие сведения	126
6-2. Фотоэлектронная эмиссия	127
6-3. Электровакуумные фотоэлементы	128
6-4. Фотоэлектронные умножители	13
ГЛАВА СЕДЬМАЯ. ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ПРИБОРЫ	134
7-1. Устройство и принцип действия электронно-лучевых приборов	134
7-2. Модуляция электронного луча по плотности	136
7-3. Фокусирующие системы. Электронный прожектор	139
7-4. Отклоняющие системы	147
7-5. Экраны электронно-лучевых трубок	152
7-6. Особенности электронно-лучевых трубок различного назначения	157
ГЛАВА ВОСЬМАЯ. ИОННЫЕ ПРИБОРЫ	165
8-1. Общие сведения	165
8-2. Электрический разряд в газе	166
8-3. Приборы дугового разряда	171
8-4. Приборы тлеющего и высокочастотного разрядов	174
РАЗДЕЛ ВТОРОЙ. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ	180
ГЛАВА ДЕВЯТАЯ. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ И ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИХ РАБОТЫ	180
9-1. Классификация полупроводниковых приборов и их устройство	180
9-2. Энергетические зонные диаграммы полупроводников	184
9-3. Генерация и рекомбинация свободных носителей заряда в полупроводниках	189
9-4. Основы статистики частиц в полупроводниках	201
9-5. Концентрация свободных носителей заряда в полупроводниках	207
9-6. Движение носителей заряда. Электропроводность полупроводников	214
ГЛАВА ДЕСЯТАЯ. ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ КОНТАКТЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ	224
10-1. Электрические переходы	224
10-2. Симметричный электронно-дырочный переход	224
10-3. Электронно-дырочный переход при подключении внешнего напряжения	230
10-4. Различные типы переходов	237
10-5. Пробой электронно-дырочного перехода	242
10-6. Емкости электронно-дырочного перехода	245
ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ	247
11-1. Устройство и классификация полупроводниковых диодов	247
11-2. Физические процессы в диоде	249
11-3. Вольт-амперная характеристика реального диода	257
11-4. Основные параметры диодов	260
11-5. Переходные процессы в полупроводниковых диодах	262
11-6. Выпрямительные диоды	266
11-7. Импульсные диоды	268
11-8. Смесительные и детекторные диоды	271
11-9. Стабилитроны	274
11-10. Варикапы	275

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ. БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ	278
12-1. Устройство и принцип действия	278
12-2. Физические процессы в транзисторе и его физические параметры	285
12-3. Транзистор как четырехполюсник	298
12-4. Статические характеристики транзистора	301
12-5. Статические параметры транзистора	312
12-6. Работа транзистора с сигналами малых амплитуд	314
12-7. Работа транзистора с высокочастотными и импульсными сигналами	323
12-8. Зависимость характеристик и параметров транзистора от режима работы и температуры	333
12-9. Особенности биполярных транзисторов различного назначения	336
ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ	342
13-1. Общие сведения	342
13-2. Полевые транзисторы с управляющим $p-n$ -переходом	344
13-3. МДП транзисторы с изолированным затвором	349
13-4. Параметры полевых транзисторов	355
ГЛАВА ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ИЗЛУЧАЮЩИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ	358
14-1. Общие сведения	358
14-2. Поглощение света полупроводниками	358
14-3. Фоторезистивный эффект	362
14-4. Фоторезисторы	364
14-5. Фотогальванический эффект	368
14-6. Полупроводниковые фотоэлементы	372
14-7. Фотодиоды	378
14-8. Фототранзисторы	386
14-9. Излучающие полупроводниковые приборы	389
ГЛАВА ПЯТНАДЦАТАЯ. РАЗЛИЧНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ	393
15-1. Приборы с отрицательным дифференциальным сопротивлением	393
15-2. Однопереходные транзисторы	394
15-3. Тиристоры	395
15-4. Туннельные диоды	400
ГЛАВА ШЕСТНАДЦАТАЯ. ВОПРОСЫ ПРИМЕНЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ	404
16-1. Шумы в полупроводниковых приборах	404
16-2. Линейная аппроксимация характеристик диодов и их эквивалентные схемы	407
16-3. Эквивалентные схемы биполярных транзисторов	409
16-4. Линейная аппроксимация характеристик биполярного транзистора	412
16-5. Эквивалентные схемы полевых транзисторов	413
16-6. Надежность полупроводниковых приборов и параметры эксплуатационных режимов	414
Список литературы	417
Алфавитный указатель	418

ВИКТОР НИКОЛАЕВИЧ ДУЛИН

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

Редактор *Н. Д. Федоров*

Редактор издательства *И. Н. Суслова*

Обложка художника *А. А. Иванова*

Технический редактор *Н. Н. Хотулева*

Корректор *И. А. Володьева*

ИБ № 681

Сдано в набор 24/І 1977 г. Подписано к печати 19/VIII 1977 г.
Т-16104. Формат 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 3. Усл. печ.
л. 26,5. Уч.-изд. л. 29,77. Тираж 60 000 экз. Зак. 1054. Цена 1 р. 30 к.

Издательство «Энергия», Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Ордена Трудового Красного Знамени Ленинградское производственно-техническое объединение «Печатный Двор» имени А. М. Горького Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли, 197136, Ленинград, П-136, Гатчинская ул., 26.