

Е.И. Бочаров, Г.Б. Гогоберидзе
Ю.М. Першин, К.С. Петров, А.П. Штагер

**ЭЛЕКТРОННЫЕ
ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ
И МИКРОЭЛЕКТРОНИКА**

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

Часть 1
12-е издание



Издательство «Линк»
САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
2010

Бочаров Е.И.

Б86 Электронные твердотельные приборы и микроэлектроника: конспект лекций. Ч. I / Е.И. Бочаров, Г.Б. Гогоберидзе, Ю.М. Першин, К.С. Петров, А.П. Штагер. – 12-е изд. – СПб. : Линк, 2010.

Рассмотрены основные электрофизические свойства полупроводников, контактные явления и физические процессы в полупроводниковых приборах: диодах, биполярных транзисторах и тиристорах, их характеристики и параметры, а также основы их применения.

Конспект лекций предназначен для студентов, обучающихся по телекоммуникационным специальностям 210300, 210400, 230100. Он может быть полезен инженерам и аспирантам, работающим в различных направлениях электроники и телекоммуникаций.

УДК 621.382

© СТ «Факультет ДВО», 1997

© Издательство «Линк», оформление, 2008

1. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Полупроводниками являются вещества, занимающие по величине удельной проводимости промежуточное положение между проводниками и диэлектриками. Эти вещества обладают как свойствами проводника, так и свойствами диэлектрика. Вместе с тем они обладают рядом специфических свойств, резко отличающих их от проводников и диэлектриков, основным из которых является сильная зависимость удельной проводимости от воздействия внешних факторов (температуры, света, электрического поля и др.)

К полупроводникам относятся элементы четвертой группы периодической таблицы Менделеева, а также химические соединения элементов третьей и пятой групп типа $A^{III}B^V$ (GaAs, InSb) и второй и шестой групп типа $A^{II}B^{VI}$ (CdS, BbS, CdFe). Ведущее место среди полупроводниковых материалов, используемых в полупроводниковой электронике, занимают кремний, германий и арсенид галлия GaAs.

1.1. Собственные и примесные полупроводники

Собственными полупроводниками или полупроводниками типа i (от английского intrinsic - собственный) называются чистые полупроводники, не содержащие примесей. Примесными полупроводникам называются полупроводники, содержащие примеси, валентность которых отличается от валентности основных атомов. Они подразделяются на электронные и дырочные.

1.1.1. Собственный полупроводник

Собственные полупроводники имеют кристаллическую структуру, характеризующуюся периодическим расположением атомов в узлах пространственной кристаллической решетки. В такой решетке каждый атом взаимно связан с четырьмя соседними атомами ковалентными связями (рис. 1.1), в результате которых происходит обобществление валентных электронов и образование устойчивых электронных оболочек, состоящих из восьми электронов. При температуре абсолютного нуля ($T=0$ К) все валентные электроны находятся в ковалентных связях, следовательно, свободные носители заряда отсутствуют, и полупроводник подобен диэлектрику. При повышении температуры или при облучении полупроводника лучистой энергией валентный электрон может выйти из ковалентной связи и стать свободным носителем электрического заряда. (Рис.1.2). При этом ковалентная связь становится дефектной, в ней образуется свободное (вакантное) место, которое может занять один из валентных электронов соседней связи, в результате чего вакантное место переместится к другой паре атомов. Перемещение вакантного места внутри кристаллической ре-

шетки можно рассматривать как перемещение некоторого фиктивного (виртуального) положительного заряда, величина которого равна заряду электрона. Такой положительный заряд принято называть дыркой.

Процесс возникновения свободных электронов и дырок, обусловленный разрывом ковалентных связей, называется тепловой **генерацией** носителей заряда. Его характеризуют

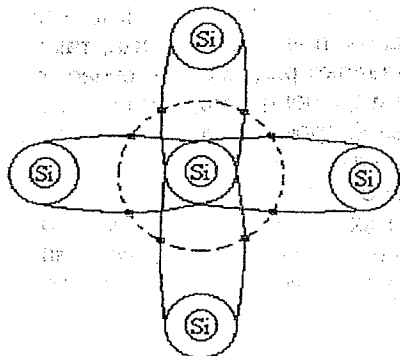


Рис. 1.1

Его характеризуют скоростью генерации G , определяющей количество пар носителей заряда, возникающих в единицу времени в единице объема. Скорость генерации тем больше, чем выше температура и чем меньше энергия, затрачиваемая на разрыв ковалентных связей. Возникшие в результате генерации электроны и дырки, находясь в состоянии хаотического теплового движения, спустя некоторое время, среднее значение которого называется **временем жизни** носителей заряда, встречаются друг с другом, в результате чего происходит восстановление ковалентных связей. Этот процесс называется **рекомбинацией** носителей заряда и характеризуется скоростью рекомбинации R , которая определяет количество пар носителей заряда, исчезающих в единицу времени в единице объема. Произведение скорости генерации на время жизни носителей заряда определяет их концентрацию, то есть количество электронов и дырок в единице объема. При неизменной температуре генерационно-рекомбинационные процессы находятся в динамическом равновесии, то есть в единицу времени рождается и исчезает одинаковое количество носителей заряда ($R=G$). Это условие называется законом равновесия масс.

Состояние полупроводника, когда $R=G$, называется **равновесным**; в этом состоянии в собственном полупроводнике устанавливаются равновесные концентрации электронов и дырок, обозначаемые n_i и p_i . Поскольку электроны и дырки генерируются парами, то выполняется условие: $n_i = p_i$. При этом полупроводник остается электрически нейтральным, т.к. суммарный отрицательный заряд электронов компенсируется суммарным положительным зарядом дырок. Это условие называется законом нейтральности заряда. При комнатной температуре в кремнии $n_i = p_i = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а в германии $n_i = p_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Различие в концентрациях объясняется тем, что для разрыва ковалентных связей в кремнии требуются большие затраты энергии, чем в германии. С ростом температуры концентрации

электронов и дырок возрастают по экспоненциальному закону.

1.1.2. Электронный полупроводник

Электронным полупроводником или полупроводником типа **n** (от латинского negative - отрицательный) называется полупроводник, в кристаллической решетке которого (рис. 1.3) помимо основных (четыревалентных) атомов содержатся примесные пятивалентные атомы, называемые **донорами**. В такой кристаллической решетке четыре валентных электрона примесного атома заняты в ковалентных связях, а пятый ("лишний") электрон не может вступить в нормальную ковалентную связь и легко отделяется от примесного атома, становясь свободным носителем заряда. При этом примесный атом превращается в положительный ион. При комнатной температуре практически все примесные атомы оказываются ионизированными. Наряду с ионизацией примесных атомов в электронном полупроводнике происходит тепловая генерация, в результате которой образуются свободные электроны и дырки, однако концентрация возникающих в результате генерации электронов и дырок значительно меньше концентрации свободных электронов, образующихся при ионизации примесных атомов, т.к. энергия, необходимая для разрыва ковалентных связей, существенно больше

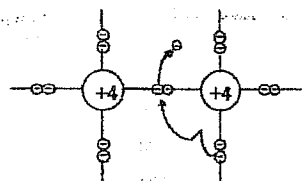


Рис. 1.2

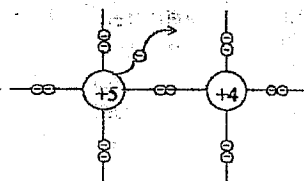


Рис. 1.3

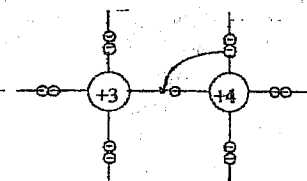


Рис. 1.4

энергии, затрачиваемой на ионизацию примесных атомов. Концентрация электронов в электронном полупроводнике обозначается n_n , а концентрация дырок - p_n . Электроны в этом случае являются основными носителями заряда, а дырки - неосновными.

1.1.3. Дырочный полупроводник

Дырочным полупроводником или полупроводником типа **p** (от латинского positive - положительный) называется полупроводник, в кристаллической решетке которого (рис. 1.4) содержатся примесные трехвалентные атомы, называемые **акцепторами**. В такой кристаллической решетке одна из ковалентных связей остается незаполненной. Свободную связь примесного атома может заполнить электрон, покинувший одну из соседних

связей. При этом примесный атом превращается в отрицательный ион, а на том месте, откуда ушел электрон, возникает дырка.

В дырочном полупроводнике, также как и в электронном, происходит тепловая генерация носителей заряда, но их концентрация во много раз меньше концентрации дырок, образующихся в результате ионизации акцепторов. Концентрация дырок в дырочном полупроводнике обозначается p_p , они являются основными носителями заряда, а концентрация электронов обозначается n_p , они являются неосновными носителями заряда.

1.2. Энергетические диаграммы полупроводников

Согласно представлениям квантовой физики электроны в атоме могут принимать строго определенные значения энергии или, как говорят, занимать определенные энергетические уровни. При этом, согласно принципу Паули, в одном и том же энергетическом состоянии не могут находиться одновременно два электрона. Твердое тело, каковым является полупроводниковый кристалл, состоит из множества атомов, сильно взаимодействующих друг с другом, благодаря малым межатомным расстояниям. Поэтому вместо совокупности разрешенных дискретных энергетических уровней, свойственных отдельному атому, твердое тело характеризуется совокупностью разрешенных энергетических зон, состоящих из большого числа близко расположенных энергетических уровней. Разрешенные энергетические зоны разделены интервалами энергий, которыми электроны не могут обладать и которые называются запрещенными зонами. При температуре абсолютного нуля электроны заполняют несколько нижних энергетических зон. Верхняя из заполненных электронами разрешенных зон называется **валентной зоной**, а следующая за ней незаполненная зона называется **зоной проводимости**. У полупроводников валентная зона и зона проводимости разделены запрещенной зоной. При нагреве вещества электронам сообщается дополнительная энергия и они переходят с энергетических уровней валентной зоны на более высокие энергетические уровни зоны проводимости. В проводниках для совершения таких переходов требуется незначительная энергия, поэтому проводники характеризуются высокой концентрацией свободных электронов (порядка 10^{22} см^{-3}). В полупроводниках для того, чтобы электроны смогли перейти из валентной зоны в зону проводимости, им должна быть сообщена энергия не менее ширины запрещенной зоны. Это и есть та энергия, которая необходима для разрыва ковалентных связей.

На рис. 1.5 представлены энергетические диаграммы собственного, электронного и дырочного полупроводников, на которых через E_C обозначена нижняя граница зоны проводимости, а через E_V - верхняя граница валентной зоны. Ширина запрещенной зоны $\Delta E_Z = E_C - E_V$. В кремнии она

равна 1,1 эВ, в германии - 0,7 эВ.

С точки зрения зонной теории под генерацией свободных носителей заряда следует понимать переход электронов из валентной зоны в зону проводимости (рис. 1.5,а). В результате таких переходов в валентной зоне появляются свободные энергетические уровни, отсутствие электронов на которых следует трактовать как наличие на них фиктивных зарядов - дырок. Переход электронов из зоны проводимости в валентную зону следует трактовать как рекомбинацию подвижных носителей заряда. Чем шире запрещенная зона, тем меньше электронов способно преодолеть ее. Этим объясняется более высокая концентрация электронов и дырок в германии по сравнению с кремнием.

В электронном полупроводнике (рис.1.5,б) за счет наличия пятиявалентных примесей в пределах запрещенной зоны вблизи дна зоны прово-

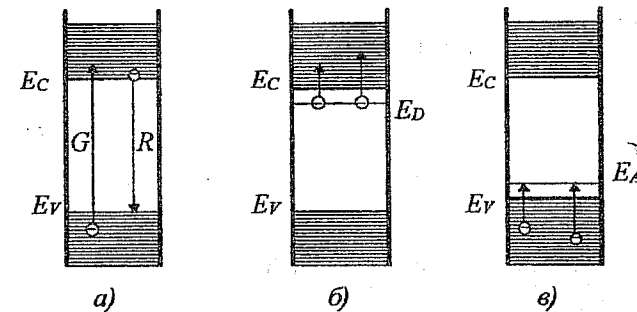


Рис. 1.5

димости появляются разрешенные уровни энергии E_D . Поскольку один примесный атом приходится примерно на 10^6 атомов основного вещества, то примесные атомы практически не взаимодействуют друг с другом. Поэтому примесные уровни не образуют энергетическую зону и их изображают как один локальный энергетический уровень E_D , на котором находятся "лишние" электроны примесных атомов, не занятые в ковалентных связях. Энергетический интервал $\Delta E_H = E_C - E_D$ называется энергией ионизации. Величина этой энергии для различных пятиявалентных примесей лежит в пределах от 0,01 до 0,05 эВ, поэтому "лишние" электроны легко переходят в зону проводимости.

В дырочном полупроводнике введение трехвалентных примесей ведет к появлению разрешенных уровней E_A (рис.1.5,в), которые заполняются электронами, переходящими на него из валентной зоны, в результате чего образуются дырки.

1.3. Расчет равновесной концентрации свободных носителей заряда

Для расчета концентрации равновесных носителей заряда необходимо знать энергетическую плотность разрешенных состояний $N(E)$ и вероятность их заполнения электронами $p(E)$. В квантовой физике доказывается, что количество разрешенных состояний, приходящееся на единичный интервал энергии, т.е. энергетическая плотность состояний для нижней границы зоны проводимости, определяется соотношением:

$$N_C(E) = C_1 \sqrt{E - E_C}, \quad (1.1)$$

а для верхней границы валентной зоны

$$N_V(E) = C_2 \sqrt{E_V - E}, \quad (1.2)$$

где C_1 и C_2 – коэффициенты пропорциональности, определяемые физическими константами.

Вероятность заполнения разрешенных уровней характеризуется функцией Ферми-Дирака:

$$p(E) = \frac{1}{\exp \frac{E - E_F}{kT} + 1}, \quad (1.3)$$

где E_F – уровень Ферми;

k – постоянная Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К);

T – абсолютная температура, К.

Из (1.3) следует, что E_F – это уровень, вероятность заполнения которого при любой температуре равна 1/2.

Зная $N_C(E)$, $N_V(E)$ и $p(E)$ можно определить количество электронов, приходящихся на единичный интервал энергии, т.е. энергетическую плотность электронов:

$$F_n(E) = N_C(E) p(E), \quad (1.4)$$

а также энергетическую плотность дырок:

$$F_p(E) = N_V(E) [1 - p(E)]. \quad (1.5)$$

Графики $N_C(E)$, $N_V(E)$, $p(E)$, $F_n(E)$ и $F_p(E)$ представлены на рис. 1.6 для случая, когда уровень Ферми совпадает с серединой запрещенной зоны, что присуще собственному полупроводнику. Заштрихованная площадь под графиком $F_n(E)$ пропорциональна концентрации электронов, а площадь под графиком $F_p(E)$ – концентрации дырок. В собственном полупроводнике концентрации электронов и дырок равны друг другу, поэтому и заштрихованные площади одинаковы, что возможно при условии, что уровень Ферми

совпадает с серединой запрещенной зоны. В электронном полупроводнике $n_n \gg p_p$, следовательно площадь под графиком $F_n(E)$ должна быть больше площади под графиком $F_p(E)$, что возможно при условии, что уровень Ферми в электронном полупроводнике E_{Fn} и сдвинут вверх относительно уровня E_i . В дырочном полупроводнике $p_p \gg n_p$, поэтому уровень Ферми E_{Fp} сдвинут вниз относительно E_i .

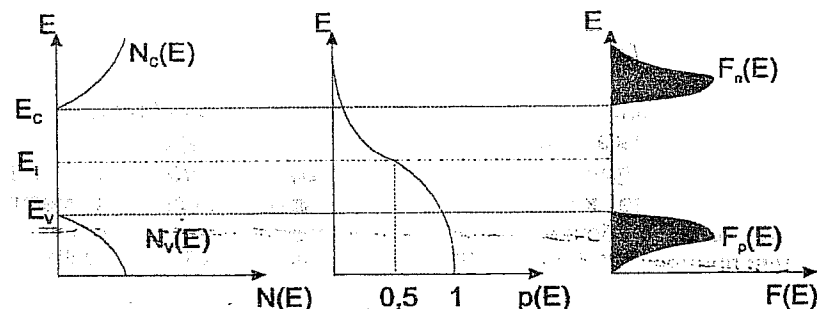


Рис. 1.6

Для расчета концентрации электронов и дырок необходимо определить площади под графиками $F_n(E)$ и $F_p(E)$ путем интегрирования, в результате получаются расчетные соотношения

$$n = N_C \exp \frac{-(E_C - E_F)}{kT}, \quad (1.6)$$

и

$$p = N_V \exp \frac{-(E_F - E_V)}{kT}, \quad (1.7)$$

где N_C и N_V – эффективные плотности состояний, определяемые физическими константами.

Собственная концентрация носителей. Перемножая левые и правые части в формулах (1.6) и (1.7) получим

$$np = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_c - E_v}{kT}\right). \quad (1.8)$$

Из (1.8) следует, что для каждого полупроводника при неизменной температуре произведение концентраций носителей - величина постоянная. Увеличение одной из концентраций (при введении примеси) сопровождается уменьшением другой.

В собственном полупроводнике концентрации электронов и дырок равны. Обе они обозначаются через n_i и называются собственными концентрациями носителей. Заменяя в (1.8) n и p на n_i получим

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_c - E_v}{2kT}\right). \quad (1.9)$$

Таким образом собственные концентрации сильно (экспоненциально) зависят от ширины запрещенной зоны и от температуры.

Концентрация носителей в примесных полупроводниках. Как отмечено ранее, концентрация основных носителей в примесных полупроводниках в рабочем диапазоне температур практически равна концентрации примеси. Для электронного полупроводника концентрация электронов

$$n_n \approx N_D, \quad (1.10)$$

а для дырочного - концентрация дырок

$$p_p \approx N_A. \quad (1.11)$$

Для определения концентраций неосновных носителей перепишем (1.8) в виде

$$np = n_i^2. \quad (1.12)$$

Тогда концентрация дырок в электронном полупроводнике определяется как

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_D}, \quad (1.13)$$

и электронов в дырочном полупроводнике равна

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_A}. \quad (1.14)$$

Температурные зависимости концентраций носителей в примесном полупроводнике приведены на рис. 1.7. В рабочем диапазоне температур $200 \text{ K} < T < 400 \text{ K}$ концентрация основных носителей $n_n \approx N_D$ от температуры практически не зависит. За пределами диапазона рабочих температур формулы (1.10 ... 1.14) требуют уточнения. В области низких температур за-

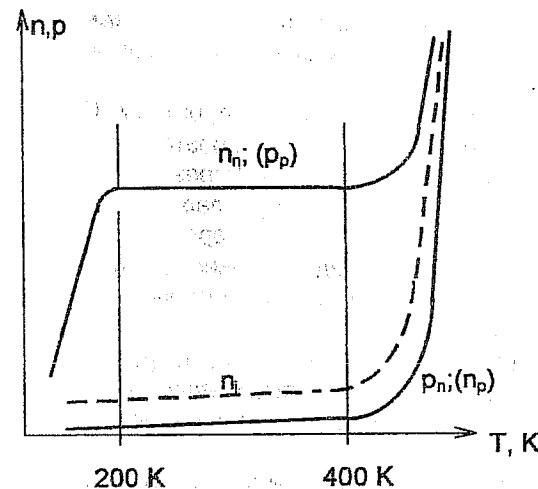


Рис. 1.7

висимость n_n от температуры определяется неполной ионизацией атомов примеси. В области высоких температур собственная концентрация n_i (экспоненциально зависящая от температуры) соизмерима с концентрацией примеси. Важно отметить, что концентрация неосновных носителей $p_n \sim n_i^2$ и $n_p \sim n_i^2$ в рабочем диапазоне температур быстро возрастает.

Уровень Ферми. В собственном полупроводнике $n=p=n_i$.

Если выражения (1.6) и (1.7) записать для собственного полупроводника и приравнять правые

части, то можно получить

$$E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c} \approx E_i, \quad (1.15)$$

то есть уровень Ферми в собственном полупроводнике расположен примерно посередине запрещенной зоны (второе слагаемое в 1.15 мало и им можно пренебречь).

В электронном полупроводнике $n_n \approx N_D$. Поэтому подставляя в (1.6) вместо n величину N_D и, обозначая уровень Ферми через E_{Fn} , получаем:

$$E_{Fn} = E_i + kT \ln \frac{N_D}{n_i}. \quad (1.16)$$

Аналогичным образом для дырочного полупроводника получаем:

$$E_{Fp} = E_i - kT \ln \frac{N_A}{n_i}. \quad (1.17)$$

Из уравнений (1.16) и (1.17) следует, что увеличение концентрации примеси приближает уровень Ферми к границам запрещенной зоны. При концентрации примесей порядка $10^{15} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ уровень Ферми расположен сравнительно далеко от границ запрещенной зоны. Такое состояние полупроводника называется **невырожденным**. При более высокой концентрации примесей возрастает взаимодействие примесных атомов и происходит расширение полосы, занимаемой энергетическими уровнями этих атомов, в результате эта полоса сливается с ближайшей к ней зоной

разрешенных уровней, а уровень Ферми оказывается за пределами запрещенной зоны. Такое состояние полупроводника называется **вырожденным**. В этом состоянии полупроводник становится почти проводником.

Положение уровня Ферми изменяется с изменением температуры. С ростом температуры возрастает скорость тепловой генерации, поэтому все большее число электронов переходит в зону проводимости. В результате различие в концентрациях основных и неосновных носителей заряда становится меньше, а чем меньше это различие, тем ближе к середине запрещенной зоны располагается уровень Ферми. Следовательно, в электронном полупроводнике уровень Ферми с повышением температуры сдвигается вниз, а в дырочном полупроводнике - вверх.

Электронейтральность однородного полупроводника. В равновесном состоянии суммарный заряд отрицательно и положительно заряженных частиц (подвижных и неподвижных) в любой части однородного полупроводника равен нулю.

В собственном полупроводнике заряд свободных электронов компенсируется зарядом дырок ($n_i = p_i$). В электронном полупроводнике заряд свободных электронов компенсируется суммарным положительным зарядом ионизированных атомов доноров и дырок.

$$n_n = N_D + p_n. \quad (1.18)$$

Аналогично в дырочном полупроводнике

$$p_p = N_A + n_p. \quad (1.19)$$

Равенство противоположных по знаку электрических зарядов и называют **условием электронейтральности** полупроводника.

1.4. Токи в полупроводниках

Токи в полупроводниках создаются направленным движением носителей заряда и по своей природе являются токами электрической конвекции. В общем случае движение носителей заряда обусловлено двумя процессами: дрейфом под действием сил поля и диффузией за счет существования градиента концентрации. Учитывая то, что перемещаются как электроны, так и дырки, плотность полного тока должна содержать четыре составляющих:

$$j = j_{\text{пров.н}} + j_{\text{пров.р}} + j_{\text{диф.н}} + j_{\text{диф.р}}. \quad (1.20)$$

1.4.1. Ток проводимости

Ток проводимости (дрейфовый ток) создается перемещением носителей заряда под действием сил поля. Плотность электронного и дырочного токов проводимости равна:

$$j_{\text{пров.н}} = q n \bar{V}_n, \quad j_{\text{пров.р}} = q p \bar{V}_p, \quad (1.21)$$

где $\bar{V}_n$ и $\bar{V}_p$ - средние направленные скорости движения электронов и дырок соответственно.

В умеренных электрических полях средние направленные скорости носителей пропорциональны напряженности электрического поля $\mathcal{E}$, или

$$\bar{V}_n = \mu_n \mathcal{E}, \quad \bar{V}_p = \mu_p \mathcal{E}, \quad (1.22)$$

где μ_n и μ_p - **подвижности** электронов и дырок.

Таким образом, плотность электронного тока проводимости равна:

$$j_{\text{пров.н}} = q n \mu_n \mathcal{E}, \quad (1.23)$$

а плотность дырочного тока равна:

$$j_{\text{пров.р}} = q p \mu_p \mathcal{E}, \quad (1.24)$$

Результирующая плотность тока проводимости равна:

$$j_{\text{пров}} = j_{\text{пров.н}} + j_{\text{пров.р}} = q(n \mu_n + p \mu_p) \mathcal{E} = \sigma \mathcal{E}, \quad (1.25)$$

где $\sigma = q(n \mu_n + p \mu_p)$ - удельная электрическая проводимость полупроводника.

В собственном полупроводнике $n_i = p_i$, поэтому

$$\sigma_i = q n_i (\mu_n + \mu_p); \quad (1.26)$$

у электронного полупроводника $n_n \gg p_n$, поэтому

$$\sigma_n = q n_n \mu_n; \quad (1.27)$$

у дырочного полупроводника $p_p \gg n_p$, поэтому

$$\sigma_p = q p_p \mu_p. \quad (1.28)$$

Из приведенных уравнений следует, что удельная электрическая проводимость полупроводников определяется концентрацией подвижных носителей заряда, зависящей от концентрации примесей и температуры, и подвижности носителей заряда. Подвижность, в свою очередь, зависит от температуры, концентрации примесей и напряженности электрического поля. Значения подвижностей носителей рассчитываются методами квантовой механики, однако основные факторы, их определяющие, могут быть проанализированы качественно.

Свободные носители, появившиеся за счет теплового возбуждения, совершают хаотические движения. При $T=300\text{ K}$ средняя скорость теплово-

го движения $\bar{V}_T \approx 10^7$ см/с. Длину свободного пробега носителей при тепловом движении $\bar{l}$ определяют процессы рассеяния на колеблющихся атомах полупроводника, ионизированных атомах примесей и дефектах кристаллической решетки ($\bar{l} = 10^{-6} \dots 10^{-4}$ см). Среднее время свободного пробега $\bar{\tau} = \frac{\bar{V}_T}{\bar{l}} \approx 1$ пс.

Под действием электрического поля на каждом участке свободного пробега носитель движется с ускорением

$$a = \frac{qE}{m^*} \quad (1.29)$$

где m^* – эффективная (с учетом влияния решетки) масса носителя.

За время свободного пробега носитель в среднем разгоняется до скорости $\bar{V} = a\bar{\tau} = \frac{qE}{m^*} \bar{\tau} = \frac{qE}{m^*} \frac{\bar{l}}{\bar{V}_T} = \mu E$.

Однако при каждом взаимодействии с решеткой энергия направленного движения теряется, и разгон начинается заново. Таким образом, направленное движение носителя под действием электрического поля в среднем является равномерным.

При комнатной температуре подвижность электронов в германии составляет $3900 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а в кремнии – $1400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, подвижность дырок в германии равна $1900 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а в кремнии – $500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. С повышением температуры уменьшается длина свободного пробега носителей заряда

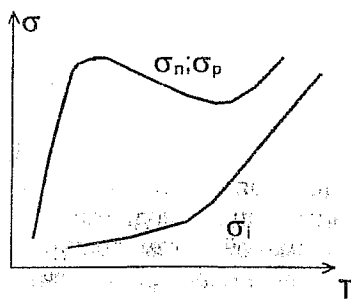


Рис. 1.8

(за счет увеличения амплитуды тепловых колебаний атомов) и возрастает тепловая скорость движения носителей заряда. Поэтому в рабочем диапазоне температур с ростом температуры подвижность убывает по закону $T^{-3/2}$. Зная зависимость подвижности и концентрации носителей заряда от температуры можно установить температурную зависимость проводимости (рис. 1.8), которая в основном подобна температурной зависимости концентрации носителей заряда, приведенной на рис. 1.7. В области низких температур σ_n и σ_p возрастают с ростом температуры из-за увеличения числа ионизированных примесных атомов. В рабочем интервале температур концентрация подвижных носителей заряда сохраня-

ется приблизительно постоянной и равной концентрации примесей, а подвижность уменьшается, поэтому уменьшаются σ_n и σ_p . В области высоких температур резко увеличивается тепловая генерация носителей заряда и снижение подвижности не играет существенной роли. Удельная электрическая проводимость собственного полупроводника σ_i зависит от температуры по экспоненциальному закону и уменьшение подвижности не имеет принципиального значения.

При невысокой концентрации примесей до $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ подвижность практически не зависит от величины концентрации. При более высокой концентрации примесей ионизированные примесные атомы создают вокруг себя кулоновское поле, искривляющее траектории движения носителей заряда, в результате чего уменьшается длина свободного пробега и соответственно подвижность. В интервале концентраций примеси $10^{15} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ подвижность изменяется примерно на порядок.

Особую роль играет зависимость подвижности от напряженности поля, так как при этом зависимость между скоростью движения носителей заряда и напряженностью поля становится нелинейной (рис. 1.9). В слабых

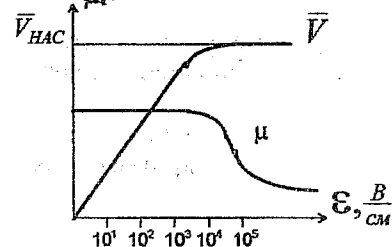


Рис. 1.9

электрических полях ($E < 10^3 \text{ В/см}$) носители заряда на длине свободного пробега приобретают относительно малую энергию, не превышающую тепловую энергию $\frac{3}{2} kT$. При этом ре-

зультирующая скорость носителей заряда примерно равна тепловой. При

таких условиях подвижность сохраняется постоянной, а скорость дрейфа линейно нарастает с ростом напряженности поля. При напряженности поля более 10^3 В/см скорость дрейфа становится соизмеримой со скоростью теплового движения, вследствие чего увеличивается результирующая скорость движения носителей заряда, происходит как бы разогрев электронно-дырочного газа. Такие носители заряда, энергия которых сравнима или

превышает тепловую энергию $\frac{3}{2} kT$, называются **горячими**. В этих усло-

виях с увеличением напряженности поля уменьшается длина свободного пробега, вследствие чего подвижность носителей заряда уменьшается обратно пропорционально $\sqrt{E}$, а дрейфовая скорость возрастает прямо пропорционально $\sqrt{E}$. Если напряженность поля превышает критическое

значение $\mathcal{E}_{кр} \approx 10^4$ В/см, то с ростом $\mathcal{E}$ подвижность уменьшается обратно пропорционально напряженности поля, а дрейфовая скорость сохраняется неизменной и для электронов в кремнии равной величине $V_{нас} \approx 10^7$ см/с.

1.4.2. Ток диффузии

Любые частицы в состоянии хаотического теплового движения (равновероятного в любом направлении) стремятся распределиться равномерно. В случае неравномерного распределения концентрации таких частиц возникает **диффузия** – направленное движение частиц из области с большей концентрацией в область с меньшей концентрацией. При диффузии заряженных частиц возникает диффузионный ток.

В соответствии с законом Фика плотность потока диффундирующих частиц Π пропорциональна градиенту концентрации частиц $\frac{dN}{dx}$, или

$$\Pi = -D \frac{dN}{dx}, \quad (1.31)$$

где D – коэффициент диффузии, см²/с.

Знак «-» учитывает, что направление потока диффузии (из области с большей концентрацией в область с меньшей) обратно направлению вектора градиента.

Умножая плотность потока на отрицательный заряд электрона или положительный заряд дырки получаем соотношения для диффузионных токов электронов и дырок:

$$j_{диф.н}(x) = qD_n \frac{dn(x)}{dx}; \quad (1.32)$$

$$j_{диф.р}(x) = -qD_p \frac{dp(x)}{dx}, \quad (1.33)$$

где D_n – коэффициент диффузии электронов, равный 99 см²/с для германия и 34 см²/с для кремния, D_p – коэффициент диффузии дырок, равный 34 см²/с для германия и 13 см²/с для кремния.

Параметры диффузионного и дрейфового движения связаны между собой соотношениями Эйнштейна:

$$D_n = u_T \mu_n; D_p = u_T \mu_p, \quad (1.34)$$

где $u_T = \frac{kT}{q}$ – термический (температурный) потенциал.

Связь между подвижностями и коэффициентами диффузии (1.34) по-

зволяет оценить влияние температуры и концентрации примеси на величины коэффициентов диффузии. Так в рабочем диапазоне температур коэффициент диффузии с ростом температуры медленно убывает ($\sim T^{-1/2}$), а при увеличении концентрации примеси уменьшается так же, как подвижность.

1.5. Неравновесное состояние полупроводника

Неравновесное состояние полупроводника возникает под действием внешних факторов (воздействие света, корпускулярные потоки, инжекция или экстракция носителей), приводящих к изменению концентраций носителей. В неравновесном состоянии концентрации носителей отличаются от своих равновесных значений. Например, в полупроводнике р-типа неравновесные концентрации $n(x, t)$ и $p(x, t)$ можно представить

$$n(x, t) = n_p + \Delta n(x, t), \quad (1.35)$$

$$p(x, t) = p_p + \Delta p(x, t), \quad (1.36)$$

где $\Delta n(x, t)$ – избыточная концентрация электронов, $\Delta p(x, t)$ – избыточная концентрация дырок, а n_p и p_p – равновесные концентрации электронов и дырок соответственно.

В общем случае избыточные концентрации могут быть положительными и отрицательными и являются функциями координат и времени.

В неравновесном состоянии скорости генерации и рекомбинации не равны $G \neq R$, и не выполняется соотношение (1.12) $np \neq n_i^2$. Как правило, в неравновесном состоянии через полупроводник протекают электрические токи.

Диэлектрическая релаксация. В равновесном состоянии однородный полупроводник электронейтрален (см. раздел 1.3). В неравновесном состоянии (если $\Delta n \neq \Delta p$) нейтральность может быть временно нарушена. Однако, существует механизм, восстанавливающий электронейтральность полупроводника за счет перераспределения основных носителей, называемый **диэлектрической релаксацией**.

На рис. 1.10,а представлен дырочный полупроводник, в который через сечение x_p вводятся (инжектируются) электроны. При этом в полупроводнике одновременно происходят два очень важных процесса. Во-первых, возрастание концентрации электронов на поверхности полупроводника неизбежно ведет к возникновению их диффузии в глубинные области; диффундируя они встречаются с дырками и рекомбинируют. Во-вторых, введение избыточных электронов нарушает электронейтраль-

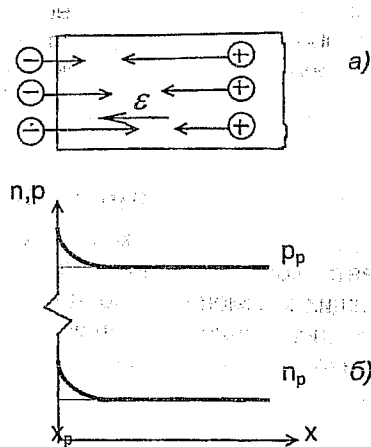


Рис. 1.10

(рис. 1.10) или

$$\Delta n \approx \Delta p. \quad (1.37)$$

Отметим, что полной компенсации инжектированного заряда произойти не может, так как в этом случае исчезнет внутреннее поле. Поэтому говорят о **квазинейтральности** однородного полупроводника в неравновесном состоянии.

Время жизни неравновесных носителей. Рассмотрим локальную область однородного дырочного полупроводника, находящегося в неравновесном состоянии. Будем считать, что в пределах рассматриваемой области концентрации носителей не зависят от координат. Тогда

$$n(t) = n_p + \Delta n(t);$$

$$p(t) = p_p + \Delta p(t).$$

Кроме того, будем считать, что выполняется закон нейтральности

$$[\Delta n(t) = \Delta p(t) \text{ в любой момент времени}].$$

Изменение концентрации носителей $\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt}$ в общем случае определяется разностью скоростей генерации и рекомбинации

$$\frac{dn}{dt} = G_{BH} + G_0 - R, \quad (1.38)$$

где G_{BH} — скорость генерации под действием внешних факторов,

ность области, примыкающей к поверхности полупроводника, что ведет к образованию внутреннего электрического поля $\mathcal{E}$, смещающего дырки из глубинных областей к поверхности полупроводника, в результате чего происходит частичная компенсация инжектированного отрицательного заряда. Время, в течение которого происходит этот процесс, называется **временем диэлектрической релаксации**. Оно составляет около 10^{-12} с. После окончания диэлектрической релаксации избыточные концентрации носителей примерно одинаковы

G_0 — скорость тепловой генерации,

R — скорость рекомбинации.

При непосредственной рекомбинации электронов и дырок скорость рекомбинации пропорциональна произведению концентрации носителей, или

$$R = \gamma n p = \gamma (n_p + \Delta n)(p_p + \Delta p), \quad (1.39)$$

где γ — коэффициент пропорциональности, рассчитываемый методами квантовой механики.

Ограничимся анализом малых отклонений от состояния равновесия.

Тогда, учитывая, что $\Delta n \ll n_p$ и $\Delta p = \Delta n \ll p_p$, получим

$$R = \gamma [n_p p_p + \Delta n(n_p + p_p)]. \quad (1.40)$$

Скорость тепловой генерации G_0 не зависит от концентрации носителей и равна скорости рекомбинации в равновесном состоянии

$$G_0 = R_0 = \gamma n_p p_p.$$

Тогда (1.38) можно преобразовать к виду

$$\frac{dn}{dt} = G_{BH} - \gamma (n_p + p_p) \Delta n = G_{BH} - \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (1.41)$$

где $\tau = \frac{1}{\gamma (n_p + p_p)} \approx \frac{1}{\gamma p_p}$ — время жизни неравновесных носителей

(одинаковое для электронов и дырок).

Выражение (1.41) называют уравнением накопления неравновесных носителей.

Если рассмотреть стационарное внешнее воздействие $G_{BH} = \text{const}\{t\}$, то

$$\frac{dn}{dt} = 0 \text{ и } \Delta n = G_{BH} \tau. \quad (1.42)$$

Таким образом, при стационарном внешнем воздействии избыточная концентрация определяется формулой (1.42). Поэтому время жизни неравновесных носителей можно рассматривать как среднее время между генерацией и рекомбинацией неравновесных носителей.

Если в момент времени $t=t_0$ снять внешнее воздействие ($G_{BH}=0$), то

$$\text{уравнение накопления примет вид: } \frac{dn}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau}.$$

Его решением будет: $\Delta n(t) = \Delta n(t_0) \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau}\right)$. (1.43)

Таким образом, избыточные концентрации носителей $\Delta n(t) \approx \Delta p(t)$ будут изменяться по экспоненциальному закону (рис. 1.11). Время жизни — это время, в течение которого избыточные концентрации изменяются в e раз.

После прекращения внешнего воздействия полупроводник возвращается в равновесное состояние. Если в начальный момент времени $\Delta n(t_0) > 0$, то $R > G_0$ и концентрации носителей со временем уменьшаются до равновесных значений n_p и p_p (этот случай показан на рис. 1.11), а если $\Delta n(t_0) < 0$, то $R < G_0$ и концентрации носителей увеличиваются.

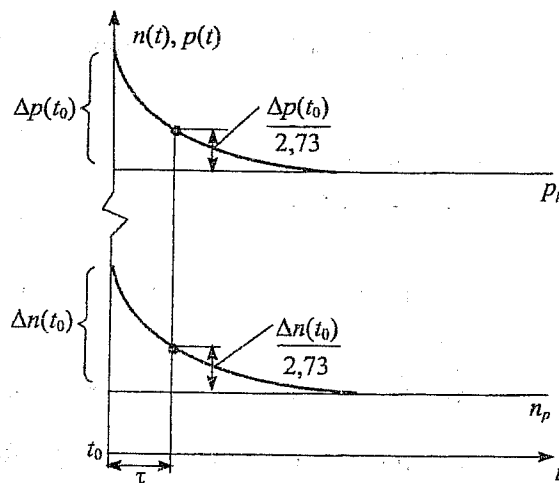


Рис. 1.11

Следует отметить, что в таких полупроводниках как кремний или германий вероятность непосредственной рекомбинации электрона с дыркой мала. В таких полупроводниках генерационно-рекомбинационные процессы происходят по схеме «зона-ловушка-зона».

Ловушками называются разрешенные энергетические уровни, возникающие посередине запрещенной зоны за счет дефектов кристаллической структуры и атомов

примеси. При таком механизме рекомбинации электроны сначала захватываются ловушкой (при этом рекомбинации дырки не происходит), а затем переходят в валентную зону (происходит рекомбинация дырки) (рис. 1.12). В этом случае время жизни электронов является величиной, обратной вероятности захвата электрона ловушкой. При этом захват может быть осуществлен свободной ловушкой.

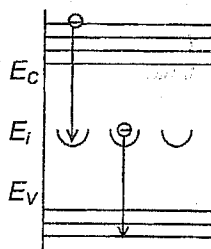


Рис. 1.12

Если M — концентрация ловушек, то $M[1-P(E_i)]$ — концентрация свободных ловушек, где $P(E_i)$ — вероятность нахождения электрона посередине запрещенной зоны, то есть в ловушке. Вероятность $P(E_i)$ зависит от положения уровня Ферми. Следовательно время жизни неравновесных носителей в дырочном полупроводнике равно:

$$\tau = \frac{1}{\gamma' M [1 - P(E_i)]} \quad (1.44)$$

Рекомбинация дырок в электронном полупроводнике происходит через занятые ловушки, следовательно время жизни неравновесных носителей в электронном полупроводнике определяется:

$$\tau = \frac{1}{\gamma'' M P(E_i)} \quad (1.45)$$

Уравнения (1.44) и (1.45) позволяют сделать вывод о факторах, влияющих на время жизни неравновесных носителей заряда.

Во-первых, время жизни зависит от концентрации ловушек M . Чем больше дефектов в кристаллической структуре полупроводника, тем меньше время жизни.

Во-вторых, время жизни зависит от концентрации примесей. Чем больше содержится примесей, тем дальше от середины запрещенной зоны расположен уровень Ферми. Поэтому в электронном полупроводнике возрастает $P(E_i)$, а дырочном полупроводнике возрастает $[1 - P(E_i)]$ и соответственно уменьшается τ .

В-третьих, время жизни зависит от температуры. С повышением температуры уровни Ферми в электронном и дырочном полупроводниках сдвигаются к середине запрещенной зоны. Поэтому уменьшается $P(E_i)$ в электронном полупроводнике и уменьшается $[1 - P(E_i)]$ в дырочном полупроводнике. В результате чего с ростом температуры возрастает время жизни неравновесных носителей заряда.

И, наконец, сильнее всего время жизни неравновесных носителей зависит от концентрации примеси, дающей энергетические уровни вблизи середины запрещенной зоны (например, золото в германии и кремнии).

1.6. Уравнение непрерывности

В общем случае концентрация носителей заряда в элементарном объеме полупроводника может изменяться как в результате генерации и рекомбинации носителей, так и из-за различия величин втекающего и вытекающего токов.

Рассмотрим элементарный объем $dV = 1 \text{ см}^2 \cdot dx$ (рис. 1.13) с вте-

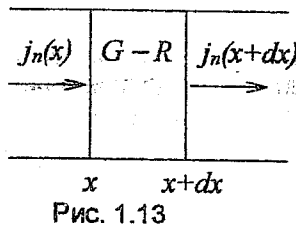
кающим $j_n(x)$ и вытекающим $j_n(x+dx)$ электронными токами. Разность скоростей генерации и рекомбинации по-прежнему обозначим $G-R$. Полная скорость изменения концентрации электронов $\frac{\partial n}{\partial t}$ содержит два слагаемых

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \left(\frac{dn}{dt} \right)_\tau + \left(\frac{dn}{dt} \right)_j \quad (1.46)$$

Формула для скорости изменения концентрации электронов в результате генерационно-рекомбинационных процессов была получена в разделе 1.5. Используем выражение (1.46), считая, что $G_{BH}=0$. Тогда

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_\tau = G - R = -\frac{n - n_0}{\tau} \quad (1.47)$$

где n_0 — равновесная концентрация электронов (независимо от типа полупроводника).



Найдем скорость изменения концентраций электронов, обусловленную различием величин втекающего и вытекающего токов. Пусть плотность втекающего тока равна $j_n(x)$, а вытекающего $j_n(x+dx)$. Тогда в объем $dV = l \text{ см}^2 \cdot dx$ за время dt вводится заряд $dQ_1 = j_n(x) dt$, а выводится заряд $dQ_2 = j_n(x+dx) dt$. При этом изменение концентрации электронов dn

в объеме dV за время dt равно

$$dn = -\frac{1}{q} \frac{dQ_1 - dQ_2}{dx},$$

и следовательно, скорость изменения концентрации $\left(\frac{dn}{dt} \right)_j$ определяется соотношением

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_j = \frac{1}{q} \frac{j_n(x+dx) - j_n(x)}{dx} = \frac{1}{q} \frac{\partial j_n}{\partial x} \quad (1.48)$$

Объединяя (1.47) и (1.48), получаем полную скорость изменения концентрации электронов, равную

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau} + \frac{1}{q} \frac{\partial j_n}{\partial x} \quad (1.49)$$

Уравнение (1.49) называется **уравнением непрерывности** для электронов. Аналогичное уравнение, отличающееся знаком, может быть записано и для дырок

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau} - \frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} \quad (1.50)$$

Если в выражения (1.49) и (1.50) подставить формулы для электронного и дырочного токов, то можно получить уравнение непрерывности в развернутом виде.

Два уравнения непрерывности (для электронов и дырок) совместно с уравнением Пуассона

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{q(\Delta p - \Delta n)}{\epsilon \epsilon_0} \quad (1.51)$$

при известных граничных и начальных условиях позволяют определить концентрации носителей $n(x,t)$, $p(x,t)$ и распределение электрического

поля $\mathcal{E}(x,t)$, необходимые для расчета полного тока. Однако, в общем случае такие решения могут быть получены только численно.

Уравнение диффузии. Во многих случаях влиянием электрического поля на движение неосновных носителей в полупроводнике можно пренебречь. Тогда ток является чисто диффузионным, например,

$$j_n = q D_n \frac{\partial n}{\partial x},$$

и уравнение (1.49) приобретает вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad (1.52)$$

или

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \quad (1.53)$$

Уравнение (1.53), представляющее частный случай (1.49), называется **уравнением диффузии**. Для каждого полупроводника используется только одно уравнение диффузии (для неосновных носителей). Однако, в силу электронейтральности полупроводника $\Delta n(x,t) \approx \Delta p(x,t)$.

Используем уравнение (1.53) для анализа стационарной инжекции (введения) электронов в p-полупроводник, качественно рассмотренной в

разделе 1.5.

Пусть на левой границе полупроводника поддерживается постоянная избыточная концентрация $\Delta n(x_p)$. Стационарное уравнение диффузии ($\frac{\partial n}{\partial t} = 0$) имеет вид

$$D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau} = 0,$$

$$\text{или } \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{L_n^2} = 0, \quad (1.54)$$

где $L_n = \sqrt{D_n \tau}$ - диффузионная длина электронов в р-полупроводнике,

$\Delta n = n - n_0$ - избыточная концентрация.

Решение уравнения (1.54) при граничных условиях $x = x_p$, $\Delta n = \Delta n(x_p)$ и $x = \infty$, $\Delta n(\infty) = 0$ получаем в виде

$$\Delta n(x) = \Delta n(x_p) \exp\left(-\frac{x - x_p}{L_n}\right). \quad (1.55)$$

Из (1.55) следует, что диффузионная длина электронов L_n это расстояние, на котором избыточная концентрация убывает в e раз.

$$\begin{aligned} \text{Учитывая, что } \Delta n(x) &\approx \Delta p(x), \\ n(x) &= n_p + \Delta n(x), \\ p(x) &= p_p + \Delta p(x), \end{aligned}$$

получим распределения концентрации носителей, показанные на рис. 1.10. Отметим, что в рамках диффузионного приближения распределения концентраций электронов и дырок отличаются только своими равновесными составляющими.

2. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

2.1. Р-п-переход в отсутствие внешнего напряжения

В основе большинства полупроводниковых диодов и транзисторов лежит контакт двух полупроводников с различным типом электропроводности. Такой контакт называют электронно-дырочным или р-п-переходом. Он может быть получен, например, путем диффузии донорной примеси в полупроводник р-типа. Идеализированная одномерная структура р-п-перехода изображена на рис. 2.1,а.

Включенный в электрическую цепь р-п-переход обладает односторонней проводимостью, то есть его вольтамперная характеристика нелинейна. Рассмотрим физические процессы в структуре, определяющие нелинейные свойства р-п-перехода.

Для простоты будем полагать, что концентрация легирующей примеси в областях n- и р-типа распределена равномерно (см. рис. 2.1,б), причем

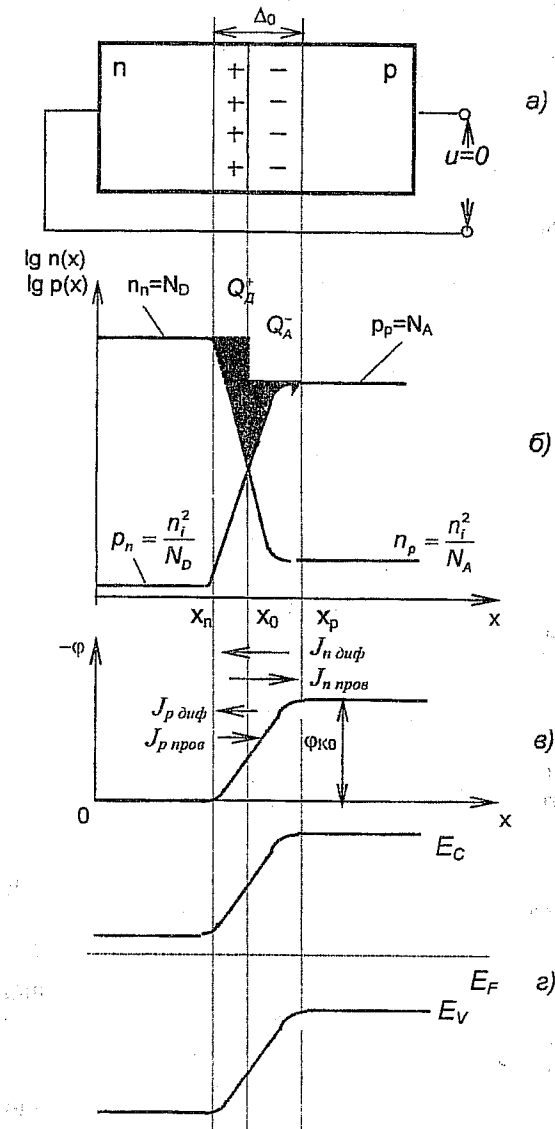


Рис. 2.1

концентрация донорной примеси N_D в n-полупроводнике значительно больше, чем концентрация акцепторной примеси N_A в р-полупроводнике ($N_D \gg N_A$). Назовем n-область с большей концентрацией примеси эмиттером, а р-область с меньшей концентрацией примеси - базой. Это допущение позволяет считать, что полный ток через р-п-переход определяется преимущественно электронной составляющей. Дырочная составляющая тока через р-п-переход мала и ею можно пренебречь:

$$J = J_n + J_p \approx J_n.$$

Будем полагать, что внешние контакты к структуре (они по своей природе должны иметь двустороннюю проводимость с очень малым сопротивлением) удалены от контакта (сечение x_0 рис. 2.1) на расстояние, значительно превышающее диффузионную длину электронов L_n в базе и дырок L_p в эмиттере. Это допущение позволяет считать, что собственно р-п-переход локализован вблизи границы x_0 . Обозначим границы р-п-перехода через x_n и x_p .

Распределение концентрации электронов вдоль оси x показано на рис. 2.1,б. Так как концентрация электронов в n-полупроводнике n_n (основные носители заряда) значительно превышает концентрацию электронов в р-полупроводнике n_p (неосновные носители заряда), то в плоскости контакта возникает **диффузия** электронов из n-области в р-область. Аналогичные рассуждения объясняют диффузию дырок из р-области в n-область. Таким образом через р-п-переход протекают диффузионные токи $J_{n \text{ диф}}$ и $J_{p \text{ диф}}$, см. рис. 2.1,в.

Уходя из полупроводника n-типа, электроны оставляют в приконтактной области n-полупроводника нескомпенсированный положительный неподвижный заряд ионов доноров Q_D^+ . Аналогично в приконтактной области р-полупроводника появляется равный по величине нескомпенсированный отрицательный неподвижный заряд ионов акцепторов Q_A^- . На рисунке 2.1,б соответствующие области заштрихованы и обозначены. Таким образом в области контакта появляется встроенное электрическое поле локализованное вблизи границы x_0 . Будем характеризовать его контактной разностью потенциалов $\phi_{ко}$. Возникшее поле препятствует движению основных носителей через переход (является причиной появления встречных дрейфовых токов $J_{n \text{ пров}}$ и $J_{p \text{ пров}}$).

Распределение электрического потенциала в переходе $\phi(x)$ показано на рис. 2.1,в. В соответствии с $\phi(x)$ изменяется и энергетическая диаграм-

ма перехода (рис. 2.1,г).

Контактная разность потенциалов. При отсутствии внешнего поля результирующий ток в переходе должен быть равен нулю, или

$$\begin{cases} J_{n \text{ диф}} - J_{n \text{ пров}} = 0 \\ J_{p \text{ диф}} - J_{p \text{ пров}} = 0. \end{cases} \quad (2.1)$$

В дальнейшем, учитывая, что $J_n \gg J_p$, второе условие рассматривать не будем.

Таким образом, в условиях равновесия диффузионный ток в переходе, вызываемый градиентом концентрации носителей заряда, уравновешивается дрейфовым током, обусловленным наличием собственного электрического поля в переходе. Так как отсутствие тока эквивалентно существованию единого уровня Ферми, высоту потенциального барьера перехода

$\phi_{ко}$ (контактную разность потенциалов) можно вычислить как разность энергий Ферми в изолированных n- и р-полупроводниках.

$$\phi_{ко} = \frac{1}{q} (E_{Fn} - E_{Fp}) = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} = u_T \ln \frac{n_n}{n_p}. \quad (2.2)$$

При выводе формулы (2.2) для величин E_{Fn} и E_{Fp} использованы выраже-

ния (1.16) и (1.17) и учтено, что $n_n = N_D$, $n_p = \frac{n_i^2}{N_A}$, $u_T = \frac{kT}{q}$ - термиче-

ский потенциал.

Ширина перехода. Для расчета ширины перехода Δ_0 и закона распределения электрического потенциала в переходе (см. рис. 2.1,в) принимают, что в области перехода подвижные носители заряда отсутствуют полностью (объемные заряды определяются ионами акцепторной и донорной примеси). Тогда, используя уравнение Пуассона, можно получить:

$$\Delta_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \phi_{ко} \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right)}. \quad (2.3)$$

Анализ выражений (2.1) и (2.2) показывает, что параметры перехода зависят от температуры и концентрации легирующей примеси в n- и р-областях.

Увеличение температуры приводит к уменьшению контактной разности потенциалов $\phi_{ко}$ и ширины р-п-перехода Δ_0 . Это, в первую очередь определяется тем, что, как показано в разд. 1, при высоких температурах уровни Ферми в n- и р-полупроводниках приближаются к середине запрещенной зоны, электропроводность полупроводников стремится к собственной, а, следовательно, р-п-переход исчезает ($\phi_{ко} \rightarrow 0$, $\Delta_0 \rightarrow 0$).

При возрастании концентрации легирующих примесей N_D и N_A контактная разность потенциалов возрастает, а ширина р-п-перехода уменьшается.

Встроенное электрическое поле в р-п-переходе определяется зарядом неподвижных ионов примеси, при этом суммарный заряд структуры равен нулю: $Q_D^+ = Q_A^-$, то есть

$$S q N_D \Delta_n = S q N_A \Delta_p,$$

где S - площадь р-п-перехода; Δ_n , Δ_p - протяженность р-п-перехода соответственно в областях п- и р-типа. Тогда с учетом $N_D \gg N_A$.

$$\frac{\Delta_n}{\Delta_p} = \frac{N_A}{N_D} \ll 1. \quad (2.4)$$

Из (2.4) следует, что р-п-переход большей своей частью лежит в базе.

Необходимо отметить, что область р-п-перехода обеднена подвижными носителями заряда, так как любой, возникший в этой области или попавший в нее, подвижный заряд выталкивается из области перехода электрическим полем. Поэтому сопротивление р-п-перехода значительно выше, чем сопротивление п- и р-областей.

2.2. Р-п-переход при подаче внешнего напряжения

Если на р-п-переход подать внешнее напряжение u , то равновесие между диффузионными и дрейфовыми потоками в переходе нарушится и через всю структуру будет протекать ток $i = J_{\text{диф}} - J_{\text{пров}}$.

В общем случае внешнее напряжение распределится между отдельными областями пропорционально их сопротивлениям. Будем полагать, что сопротивление обедненной области, где подвижных носителей заряда практически нет, значительно больше, чем сопротивление областей п- и р-типа вне перехода. Это допущение позволит считать, что практически все внешнее напряжение падает на р-п-переходе и контактная разность потенциалов соответственно изменяется до величины $\varphi_{\text{к0}} - u$, где $u > 0$ соответствует подаче прямого напряжения на р-п-переход, а $u < 0$ - подаче обратного напряжения (см. рис.2.2,а,г).

Распределение потенциала $\varphi(x)$ вдоль структуры р-п-перехода показано на рис.2.2,б,д. Следует, однако, иметь в виду, что небольшие электрические поля обязательно существуют и в областях базы и эмиттера. Они обеспечивают протекание дрейфовых токов основных носителей (постоянство полного тока во всех сечениях структуры).

При изменении высоты потенциального барьера под действием внешнего напряжения равновесие диффузионного и дрейфового токов в

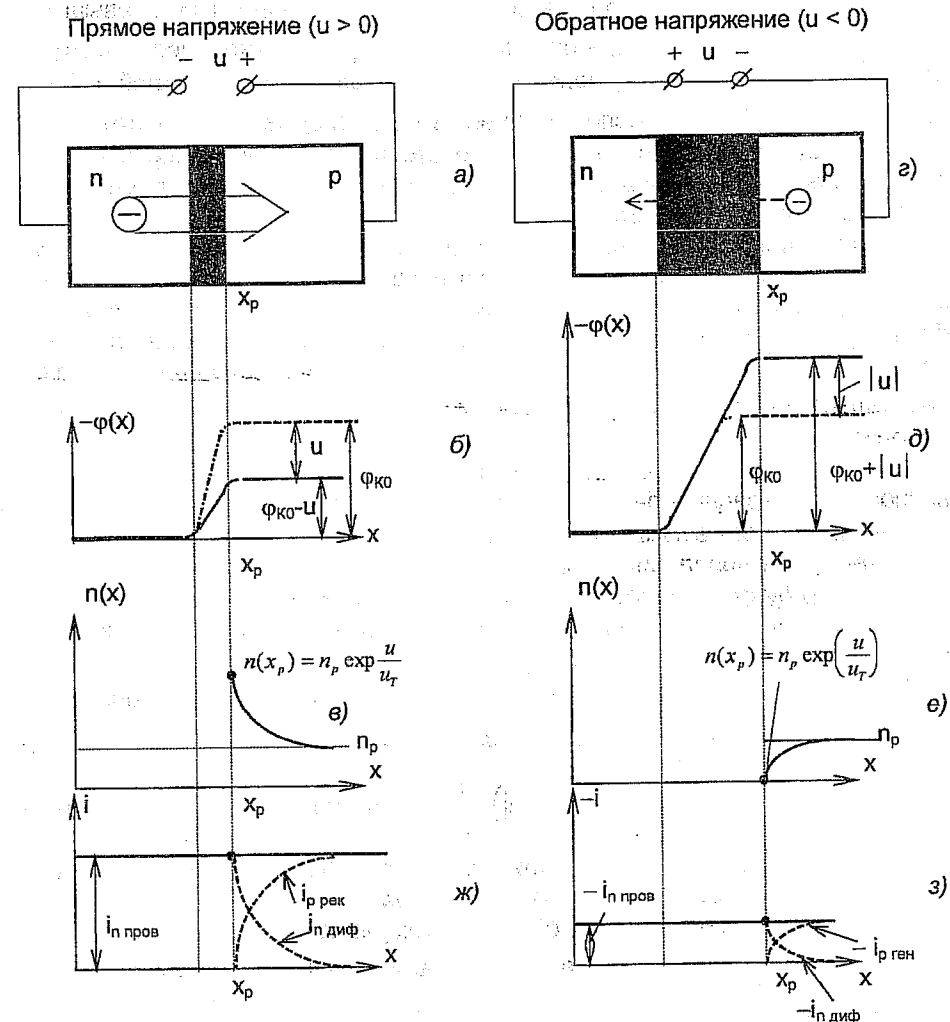


Рис. 2.2

переходе нарушается. При прямом напряжении ($u > 0$) уменьшение потенциального барьера приводит к преобладанию диффузионного потока электронов из эмиттера в базу над дрейфовым потоком электронов из базы в эмиттер. В результате электроны *инжектируются* в базу и концентрация электронов на границе x_p возрастает и значительно превышает равновесную концентрацию в базе n_p . Таким образом, инжекция электронов в базу приводит к появлению неравновесных носителей в базе $\Delta n(x_p) = n(x_p) - n_p$. Вследствие возникшего градиента концентрации в базе начинается процесс *диффузии* электронов от границы перехода x_p в глубину р-базы. По мере движения неравновесная концентрация уменьшается за счет *рекомбинации*.

Необходимо заметить, что при инжекции электронов электронейтральность базы нарушается и ее восстановление происходит за счет прихода "недостающих" положительных зарядов (дырок) из внешнего контакта базы. Поэтому распределение избыточных концентраций электронов и дырок в базе одинаково, так что в любом сечении сохраняется квазинейтральность $\Delta n(x) = \Delta p(x)$. (На рис. 2.2, в, е показаны только распределения электронов).

Таким образом, три процесса определяют распределение неравновесной концентрации в базе р-п-перехода при прямом напряжении:

- *инжекция* - вызывает увеличение граничной концентрации $n(x_p)$, то есть приводит к появлению неравновесных носителей заряда в базе;
- *диффузия* - является причиной движения электронов через базу;
- *рекомбинация* - приводит к уменьшению неравновесной концентрации в базе вдали от р-п-перехода.

При обратном напряжении $u < 0$ на р-п-переходе потенциальный барьер для электронов увеличивается до величины $\phi_{K0} + |u|$; р-п-переход

расширяется $\Delta = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q}(\phi_{K0} + |u|)\frac{1}{N_A}}$. При этом электроны вытягиваются из базы. Процесс вытягивания электронов из базы обратносмещенным р-п-переходом называется *экстракцией*.

Три процесса определяют обратный ток р-п-перехода:

- *экстракция* электронов из базы, вызывающая уменьшение $n(x_p)$ и возникновение $\Delta n(x)$;

- *диффузия* электронов из глубины базы к границе перехода x_p ;

- *генерация* пар электрон - дырка в областях, где $n(x) < n_p$.

Процесс генерации приводит к нарушению электронейтральности базы, так как генерированные электроны удаляются из базы путем экстрак-

ции. Восстановление электронейтральности базы происходит за счет ухода "лишних" дырок через внешний контакт. Так же как и при прямом напряжении $\Delta n(x) = \Delta p(x)$ в любом сечении базы. Распределение концентрации электронов при прямом и обратном напряжении приведено на рис. 2.2, в, е.

Итак, нарушение равновесия между диффузионной и дрейфовой составляющими электронного тока в обедненной области перехода под действием внешнего напряжения приводит к протеканию через всю структуру постоянного тока i . При этом природа тока в различных сечениях структуры не одинакова.

На рис. 2.2, ж, з показаны составляющие полного тока в структуре перехода. В эмиттере и базе, за исключением областей, примыкающих непосредственно к переходу, ток переносится основными носителями и является дрейфовым ($i_{n\text{ пров}}$ в эмиттере и $i_{p\text{ рек}}$ или $i_{p\text{ ген}}$ - в базе). В базовом слое толщиной порядка L_n распределение токов определяется диффузией неосновных и дрейфом основных носителей. Строго говоря, аналогичные составляющие, обусловленные инжекцией или экстракцией дырок есть и в эмиттере, но для несимметричного перехода они малы по сравнению с электронными.

2.3. Вольтамперная характеристика идеализированного р-п-перехода

Рассчитаем зависимость тока через р-п-переход от величины приложенного напряжения (вольтамперную характеристику перехода). Выделим в структуре область объемного заряда (обедненную область перехода) с границами x_n и x_p (см. рис. 2.2, а, г) и квазинейтральные области эмиттера и базы. Расчет проведем для одномерной модели при следующих ограничениях:

1. Будем считать область объемного заряда собственно перехода достаточно тонкой чтобы пренебречь в ней генерацией и рекомбинацией носителей. При этом любые оставшиеся тока через переход в пределах области объемного заряда изменяться не будут.
2. Внешнее напряжение u , будем считать практически полностью приложенным к переходу. Электрические поля и падения напряжения на областях эмиттера и базы - малыми.
3. В областях эмиттера и базы выполняется условие электронейтральности, а следовательно, избыточные концентрации электронов и дырок в любом сечении одинаковы $\Delta n(x, t) = \Delta p(x, t)$.
4. Движение неосновных носителей в квазинейтральных областях будем считать чисто диффузионным. Следует специально под-

черкнуть, что пренебрегать дрейфовым током можно только для неосновных носителей, так как для основных носителей наоборот именно эта компонента преобладает даже в слабых полях. (При заданной величине электрического поля из-за различия в концентрациях дрейфовый ток основных носителей на много порядков больше, чем дрейфовый ток неосновных носителей).

5. Будем по-прежнему считать, что концентрация донорной примеси в эмиттере $N_D = n_n$ значительно превышает концентрацию акцепторной примеси в базе $N_A = p_p$. В этом случае и при прямом и при обратном напряжении можно учитывать только электронную составляющую тока.

Необходимо отметить, что электронный ток, протекающий через структуру, в эмиттере и базе имеет различную природу.

Для п-полупроводника (область эмиттера) электронный ток есть ток основных носителей заряда, то есть является током *дрейфа*

$i_{n \text{ пров}} = Sq \mu_n n_n E$. Таким образом, электронный ток в п-полупроводнике определяется электрическим полем E в п-области и не зависит от координаты. Однако, указать какая часть приложенного к р-п-переходу внешнего напряжения определяет этот ток сложно, а следовательно, рассчитывать ток через р-п-переход как ток дрейфа нецелесообразно.

Для р-полупроводника (область базы) электронный ток есть ток неосновных носителей заряда, то есть является током *диффузии*

$i_{n \text{ диф}} = Sq D_n \frac{d\Delta n(x)}{dx}$. (Влиянием слабого электрического поля на движение неосновных носителей можно пренебречь). Таким образом, электронный ток в р-полупроводнике определяется градиентом концентрации неосновных носителей в базе $\Delta n(x)$. По мере удаления от р-п-перехода

$\Delta n(x)$ падает за счет рекомбинации, $\frac{d\Delta n(x)}{dx}$ также уменьшается, что

приводит к уменьшению электронного тока диффузии с ростом x . Распределения электронных токов вдоль оси x при прямом и обратном напряжениях приведены на рис. 2.2, ж, з.

При этом полный ток через р-п-переход, как ток через двухэлектродную структуру, не зависит от x . В базе падение электронного тока диффузии за счет рекомбинации вызывает нарушение электронейтральности базы, что приводит к появлению слабого электрического поля, тем не менее достаточного для протекания дырочного дрейфового тока, который в каж-

дом сечении x дополняет диффузионный ток электронов до полного. Этот ток называется *током рекомбинации*; прямой расчет этого тока также весьма сложен.

Удобнее всего электронный ток через р-п-переход вычислять как ток диффузии в сечении x_p , где он совпадает по величине с полным током через р-п-переход; в сечении x_p рекомбинационный ток равен нулю, так как инжектируемые в базу электроны еще не успевают рекомбинировать.

Чтобы найти ток диффузии необходимо знать градиент концентраций электронов $\frac{d\Delta n(x)}{dx}$, то есть необходимо записать уравнение непрерывности для электронов в базе р-типа и разрешить его относительно $\Delta n(x)$

при заданных неравновесных концентрациях Δn на границах базы $x=x_p$; $x \rightarrow \infty$. Найдем эти граничные условия.

На расстояниях x от границы перехода с базой, значительно превышающих диффузионную длину L_n все неравновесные носители рекомбинируют, а следовательно, $\Delta n(x \rightarrow \infty) \rightarrow 0$ (1-е граничное условие). Второе граничное условие при $x = x_p$ определим исходя из выражения (2.2) для контактной разности потенциалов ϕ_{K0} , разрешив его для $n(x_p) = n_p$.

$$n(x_p) = n_n \exp \frac{-\phi_{K0}}{u_T} \quad (2.5)$$

Полученное выражение соответствует равенству диффузионного и дрейфового токов через переход при $u = 0$. Для случая малых отклонений от равновесия при смещении перехода внешним напряжением ($J_{n \text{ диф}} \approx J_{n \text{ пров}}$ и $i_n = J_{n \text{ диф}} - J_{n \text{ пров}} \ll J_{n \text{ пров}}, J_{p \text{ пров}}$), уравнение (2.5) можно записать в виде

$$n(x_p) = n(x_n) \exp \frac{-(\phi_{K0} - u)}{u_T}, \quad (2.6)$$

по форме, совпадающем с (2.5), но с новой высотой потенциального барьера $\phi_{K0} - u$.

При малых уровнях инжекции [$\Delta n(x_p) \ll p_p$ и $\Delta p(x_n) \ll n_n$] концентрации основных носителей на границах перехода близки к равновесным или $n(x_n) \approx n_n$. В результате выражение (2.6) принимает вид

$$n(x_p) = n_n \exp\left(-\frac{\Phi_{K0}}{u_T}\right) \cdot \exp\frac{u}{u_T} = n_p \exp\frac{u}{u_T},$$

$$\Delta n(x_p) = n_p \left(\exp\frac{u}{u_T} - 1 \right). \quad (2.7)$$

Уравнение (2.7) является вторым граничным условием.

Решая уравнение непрерывности (1.54) для стационарного случая непрерывной инжекции, которая соответствует подаче на р-п-переход постоянного прямого напряжения, с заданными граничными условиями получаем $\Delta n(x)$ в виде

$$\Delta n(x) = n_p \left(\exp\frac{u}{u_T} - 1 \right) \exp\left(-\frac{x - x_p}{L_n}\right), \quad (2.8)$$

где L_n - диффузионная длина электронов в базе.

Продифференцировав (2.8) по x и подставив в полученное выражение $x = x_p$, получаем прямой ток р-п-перехода

$$i = i_{n.диф}(x_p) = SqD_n \frac{d\Delta n}{dx} \Big|_{x=x_p}$$

где S - площадь р-п-перехода, q - заряд электрона, D_n - коэффициент диффузии электронов.

$$\text{С учетом } \Delta n(x_p) = n(x_p) - n_p = n_p \left[\exp\left(\frac{u}{u_T}\right) - 1 \right] \text{ прямой ток р-п-}$$

перехода определяется выражением:

$$i = S \cdot q \cdot \frac{D_n n_p}{L_n} \left[\exp\left(\frac{u}{u_T}\right) - 1 \right]. \quad (2.9)$$

Обозначим $S \cdot q \cdot \frac{D_n n_p}{L_n} = I_0$, эта величина имеет размерность тока,

определяется концентрацией неосновных носителей заряда в базе n_p и называется **тепловым током** I_0 .

Общее выражение для вольтамперной характеристики р-п-перехода записывается в виде

$$i = I_0 \left[\exp\left(\frac{u}{u_T}\right) - 1 \right]. \quad (2.10)$$

где I_0 - тепловой ток р-п-перехода, с учетом дырочной составляющей тепловой ток может быть записан в виде:

$$I_0 = Sq \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right). \quad (2.11)$$

Тепловой ток р-п-перехода зависит от концентрации примеси (так как $n_p = n_i^2/N_A$; $p_n = n_i^2/N_D$) и температуры (так как: $n_i^2 \sim \exp T^2$).

Увеличение температуры р-п-перехода приводит к увеличению теплового тока, а, следовательно, к возрастанию прямого и обратного токов.

Увеличение концентрации легирующей примеси приводит к уменьшению теплового тока, а, следовательно, к уменьшению прямого и обратного токов р-п-перехода.

На рис. 2.3 приведена ВАХ идеального р-п-перехода, полученная при принятых нами допущениях. Учитывая, что при $T = 300 \text{ K}$ $u_T \approx 26 \text{ мВ}$, можно сделать вывод, что прямой ток очень сильно зависит от прямого напряжения (при увеличении u на 60 мВ прямой ток возрастает в 10 раз). Наоборот, обратный ток при обратных напряжениях, больших 60 мВ, практически перестает зависеть от приложенного напряжения и равен I_0 . Реально прямой и обратный токи по величине отличается на порядки и для них используются разные масштабы. В этом случае характеристика имеет излом при $u = 0$ (см., например, рис. 2.4).

ВАХ р-п-перехода представляет собой нелинейную зависимость между током и напряжением. В общем случае к р-п-переходу может быть приложено как постоянное напряжение, определяющее рабочую точку на характеристике, так и переменное

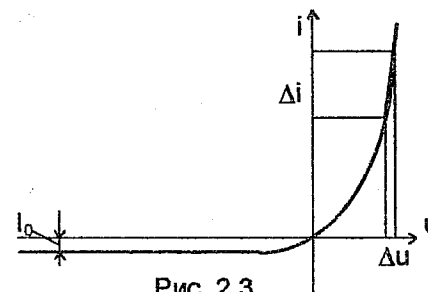


Рис. 2.3

напряжение, амплитуда которого определяет перемещение рабочей точки по характеристике. Если амплитуда переменного напряжения мала, перемещение рабочей точки не выходит за пределы малого участка характеристики и его можно заменить прямой линией. Тогда между малыми амплитудами тока и напряжения (или между

малыми приращениями тока и напряжения Δi и Δu существует линейная связь. В этом случае р-п-переход на переменном токе характеризуют дифференциальным сопротивлением r_{pn} :

$$r_{pn} = \frac{du}{di} \approx \frac{\Delta u}{\Delta i}.$$

Аналитическое выражение r_{pn} получим, дифференцируя (2.10)

$$r_{pn} = \frac{u_T}{i + I_0}. \quad (2.12)$$

При прямом напряжении r_{pn} мало и составляет единицы - сотни ом, а при обратном напряжении - велико и составляет сотни и тысячи килоом.

Дифференциальное сопротивление можно определить графически по характеристике. (См. рис. 2.3, где указаны Δu и Δi).

2.4. ВАХ реального р-п-перехода

На рис.2.4 приведена вольтамперная характеристика реального р-п-перехода, здесь же пунктиром показана характеристика идеального р-п-перехода. Рассмотрим основные причины, приводящие к отличию характеристик.

При прямом напряжении на р-п-переходе (область 1) отклонение реальной характеристики от идеальной связано с конечным (не нулевым) сопротивлением слаболегированной области базы (r_B'). Часть внешнего напряжения u падает на объемном сопротивлении базы r_B' , поэтому напряжение на р-п-переходе уменьшается до величины $u_{pn} = u - ir_B'$. С учетом сопротивления базы, прямой ток реального р-п-перехода описывается уравнением

$$i = I_0 \left(\exp \frac{(u - ir_B')}{u_T} - 1 \right), \text{ или } u = u_T \ln \left(\frac{i}{I_0} + 1 \right) + ir_B'. \quad (2.13)$$

Таким образом, при одинаковой величине поданного напряжения ток реального р-п-перехода будет меньше, чем идеального.

Для прямой ветви ВАХ, изображенной на рис. 2.4 можно провести кусочно-линейную аппроксимацию. Для этого проводят касательную к области рабочих токов, которая отсекает на оси напряжений отрезок U^* , называемый пороговым напряжением. При $u < U^*$ током через диод пренебрегают, тогда аппроксимированная ВАХ описывается выражением

$$i = \begin{cases} 0 & \text{при } u < U^*, \\ \frac{u - U^*}{r_d} & \text{при } u \geq U^*, \end{cases} \quad (2.14)$$

где $r_d \approx r_B'$ - дифференциальное сопротивление диода в области рабочих токов. Для германиевых диодов $U^* \approx 0,3$ В; для кремниевых - $U^* \approx 0,7$ В.

При обратном напряжении обратный ток реального перехода оказывается больше чем ток идеального перехода, и, кроме того, величина обратного тока зависит от обратного напряжения (область 2 на рис. 2.4). Причиной этого отличия является то, что при выводе выражения (2.10) нами не учитывалась тепловая генерация в области объемного заряда. Вследствие малой концентрации носителей заряда в р-п-переходе скорость генерации пар носителей зарядов в этой области преобладает над скоростью рекомбинации; любая пара носителей заряда, генерируемая в этой области, разделяется полем перехода, а, следовательно, к тепловому току добавляется генерационная составляющая.

Величина тока генерации пропорциональна ширине р-п-перехода, а, следовательно, зависит от приложенного обратного напряжения. Для германиевых р-п-переходов обе составляющие обратного тока одного порядка; для кремниевых р-п-переходов ток генерации на несколько порядков может превышать тепловой ток.

При достаточно больших обратных напряжениях (область 3 на рис. 2.4) в р-п-переходе может произойти пробой. Пробоем называется неограниченное увеличение тока при постоянном или даже уменьшающемся напряжении на р-п-переходе.

Различают три вида пробоя: лавинный, туннельный, тепловой.

Лавинный пробой (область 3, рис. 2.4) связан с возникновением ударной ионизации атомов полупроводника в области объемного заряда при высокой напряженности электрического поля. При больших обратных напряжениях процесс ударной ионизации лавинообразно нарастает, что приводит к увеличению обратного тока.

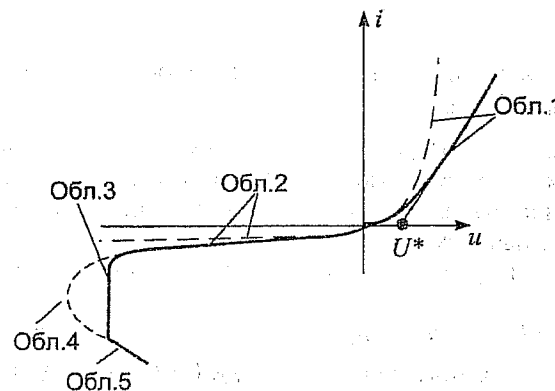


Рис. 2.4

Туннельный пробой связан с туннельными переходами электронов сквозь узкий и высокий потенциальный барьер. Такой пробой возникает в р-п-переходах на базе сильнолегированных областей п- и р-типа.

Лавинный и туннельный пробой обратимы, то есть при включении в цепь р-п-перехода ограничивающего ток резистора эти виды пробоя не приводят к разрушению р-п-перехода.

Тепловой пробой (область 4, рис. 2.4) наступает при условии, когда выделяемая в р-п-переходе мощность $P_{\text{выд}}$ оказывается больше, чем отводимая. В этом случае температура р-п-перехода лавинообразно возрастает, что в конечном счете приводит к необратимому разрушению р-п-перехода. Чтобы предотвратить тепловой пробой, необходимо улучшать теплоотвод от р-п-перехода. В реальных диодах тепловой пробой возникает при наличии лавинного или туннельного (область 5).

2.5. Влияние температуры на ВАХ р-п-перехода

Вольтамперные характеристики р-п-перехода для двух значений температуры окружающей среды приведены на рис. 2.5. С ростом температуры падает прямое напряжение на р-п-переходе при заданном токе и растет обратный ток при заданном напряжении.

Прямой ток р-п-перехода, зависит от величины потенциального барьера в р-п-переходе. Увеличение

температуры приводит к уменьшению потенциального барьера, а следовательно, к увеличению прямого тока.

Обратный ток р-п-перехода определяется тепловым током I_0 . Увеличение температуры приводит к увеличению скорости тепловой генерации, концентрация неосновных носителей заряда в полупроводнике растет, а следовательно, растет обратный ток.

Для количественной оценки влияния температуры на ВАХ р-п-перехода используют два параметра.

Температурный коэффициент напряжения (ϵ_u) показывает, на сколько изменится прямое напряжение на р-п-переходе (Δu) при заданном изменении температуры ΔT при постоянном токе через р-п-переход:

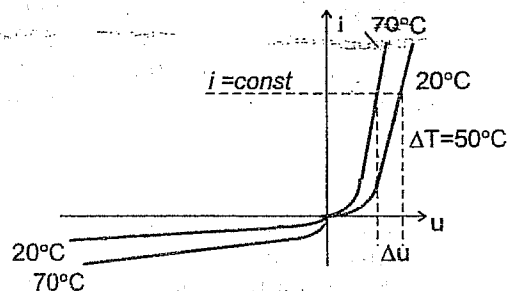


Рис.2.5

$$\epsilon_u = \frac{\Delta u}{\Delta T} \Big|_{i=\text{const}}$$

Для германиевых р-п-переходов $\epsilon_u \approx -2$ мВ/град, для кремниевых р-п-переходов $\epsilon_u \approx -3$ мВ/град.

Температура удвоения обратного тока р-п-перехода T^* позволяет рассчитать обратный ток $i_{\text{OEP}}(T_0 + \Delta T)$ при возрастании температуры на ΔT по известному значению обратного тока при заданной температуре T_0 .

$$i_{\text{OEP}}(T_0 + \Delta T) = i_{\text{OEP}}(T_0) \cdot 2^{\Delta T/T^*}.$$

Для германиевых р-п-переходов обратный ток удваивается на каждые 10°C ($T^* = 10^\circ\text{C}$), для кремниевых — $T^* = 8^\circ\text{C}$.

2.6. Емкости р-п-перехода

При подаче на р-п-переход переменного напряжения проявляются емкостные свойства.

Образование р-п-перехода связано с возникновением пространственного заряда, создаваемого неподвижными ионами атомов доноров и акцепторов. Приложенное к р-п-переходу внешнее напряжение изменяет величину пространственного заряда в переходе. Следовательно, р-п-переход ведет себя как своеобразный плоский конденсатор, обкладками которого служат области п- и р-типа вне перехода, а изолятором является область пространственного заряда, обедненная носителями заряда и имеющая большое сопротивление.

Такая емкость р-п-перехода называется **барьерной**. Барьерная ем-

кость C_B может быть рассчитана по формуле $C_B = S \frac{\epsilon \epsilon_0}{\Delta}$, где S — площадь

р-п-перехода; $\epsilon \epsilon_0$ — относительная (ϵ) и абсолютная (ϵ_0) диэлектрические проницаемости; Δ — ширина р-п-перехода. Особенностью барьерной емкости является ее зависимость от внешнего приложенного напряжения. С учетом (2.3) барьерная емкость для резкого перехода рассчитывается по формуле:

$$C_B = S \sqrt{\frac{q \epsilon \epsilon_0 N_A}{2(\phi_{K0} - u)}} = C_B(0) \left(1 - \frac{u}{\phi_{K0}}\right)^{-1/2} \quad (2.15)$$

где $C_B(0) = S \sqrt{\frac{q \epsilon \epsilon_0 N_A}{2\phi_{K0}}}$ — значение барьерной емкости при $u = 0$.

Отметим, что показатель степени $\gamma = \frac{1}{2}$ соответствует резкому переходу, а для других типов перехода γ изменяется в пределах $\left(\frac{1}{3} \dots 1\right)$.

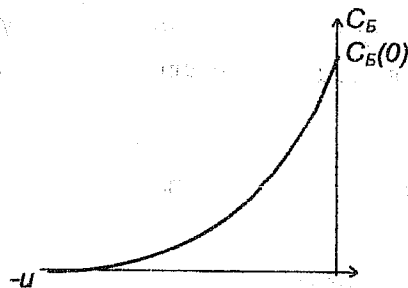


Рис. 2.6

Зависимость барьерной емкости от обратного напряжения называется вольтфарадной характеристикой (см. рис. 2.6). В зависимости от площади перехода, концентрации легирующей примеси и обратного напряжения барьерная емкость может принимать значения от десятых долей до сотен пикофарад. Барьерная емкость проявляется при обратном напряжении; при прямом напряжении она шунтируется малым со-

противлением r_{pn} .

Кроме барьерной емкости р-п-переход обладает так называемой **диффузионной** емкостью. Диффузионная емкость связана с процессами накопления и рассасывания неравновесного заряда в базе и характеризует инерционность движения неравновесных зарядов в области базы.

Диффузионная емкость может быть рассчитана следующим образом:

$$C_{диф} = \frac{dQ_{\delta}}{du} = \frac{d(i\tau_n)}{du} = \frac{\tau_n di}{du} = \frac{\tau_n}{u_T} (i + I_0) \approx \frac{\tau_n}{u_T} i, \quad (2.16)$$

где τ_n - время жизни электронов в базе.

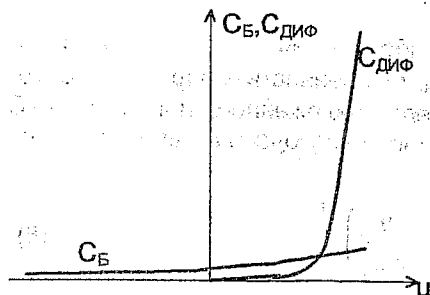


Рис. 2.7

Величина диффузионной емкости пропорциональна току через р-п-переход. При прямом напряжении значение диффузионной емкости может достигать десятков тысяч пикофарад. Суммарная емкость р-п-перехода определяется суммой барьерной и диффузионной емкостей. При обратном напряжении $C_B > C_{диф}$; при прямом напряжении преобладает диффузионная емкость $C_{диф} \gg C_B$. Соотношение емкостей при различных напряжениях и

иллюстрирует рис. 2.7

2.7. Математические модели и эквивалентные схемы р-п-перехода (полупроводникового диода)

В данном разделе рассмотрены электрические модели р-п-перехода, позволяющие найти связь между приложенным напряжением и током через переход.

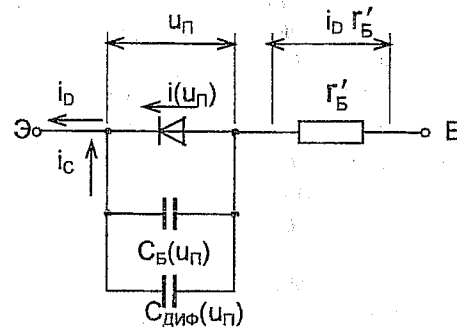


Рис. 2.8

Чаще всего модели р-п-перехода представляют в виде электрических эквивалентных схем, содержащих управляемые элементы (источники тока или напряжения, резисторы, конденсаторы и др.), задаваемые аналитическими выражениями (или таблицами).

Эквивалентная схема р-п-перехода (диода), учитывающая большинство рассмотренных ранее физических процессов изображена на рис. 2.8.

Полный ток через переход i_D складывается из конвенционного тока i , определяемого формулой (2.1) и емкостного тока

$i_C = [C_B(u_P) + C_{диф}(u_P)] \frac{du_P}{dt}$, где $C_B(u_P)$ и $C_{диф}(u_P)$ барьерная и диффузионная емкости перехода, вычисляемые с помощью (2.15) и (2.16) соответственно, или $i_D = i + i_C$.

Напряжение на диоде u_D складывается из напряжения на собственном переходе u_P и падения напряжения на сопротивлении тела базы $u_D = u_P + i_D r'_B$.

Таким образом, переход описывается системой уравнений:

$$\begin{cases} u_D = u_P + i_D r'_B, \\ i_D = i + i_C, \\ i = I_0 \left(\exp \frac{u_P}{u_T} - 1 \right), \\ i_C = [C_B(u_P) + C_{диф}(u_P)] \frac{du_P}{dt}, \end{cases} \quad (2.17)$$

где $C_B(u_P)$ и $C_{диф}(u_P)$ определяются соотношениями (2.14) и 2.16).

Часто для величины $C_B(u_P)$ используют более точные аппроксима-

ции. Кроме того, в эквивалентную схему добавляют сопротивление утечки, генератор, описывающий ток в области пробоя и др.

Рассмотренная модель относится к наиболее общему классу **динамических моделей большого сигнала**, так как она учитывает как нелинейность, так и инерционность процессов в переходе. Следует учесть, что аналитические расчеты с помощью уравнений (2.17) выполнить не удастся (требуется решение нелинейного дифференциального уравнения). Поэтому данная модель используется для численных расчетов в компьютерных программах математического моделирования электронных устройств.

Однако, в частных случаях общая модель может быть упрощена:

Во-первых, если u_D и i_D постоянные (**статический режим**) или медленно изменяющиеся по сравнению со скоростью физических процессов в переходе (**квазистатический режим**) величины, то емкостные составляющие токов можно не учитывать. В этом случае моделью является вольтамперная характеристика перехода (в аналитической или графической форме).

Во-вторых при работе с сигналами малой амплитуды (**режим малых амплитуд**) соотношения (2.17) можно линеаризовать в окрестности заданной рабочей точки. **Малосигнальная** эквивалентная схема р-п-перехода изображена на рис. 2.9. В этой схеме нелинейный генератор тока $i = f(u_D)$ заменен дифференциальным сопротивлением перехода r_{pn} , а остальные элементы C_B , $C_{диф}$, r'_B являются постоянными величинами, независимыми от малых переменных сигналов. Таким образом, для расчетов в режиме малых амплитуд можно использовать методы теории линейных электрических цепей, например, метод комплексных амплитуд. Отметим, что величины C_B , $C_{диф}$, r_{pn} должны быть определены в заданной рабочей точке.

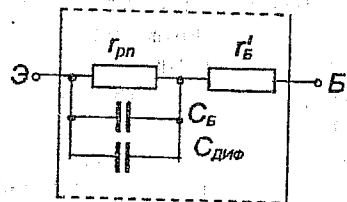


Рис. 2.9

Рис. 2.9

2.8. Динамический режим работы диода

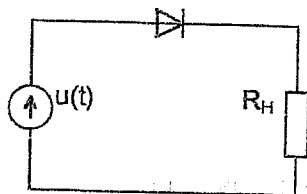


Рис. 2.10

Рассмотрим работу диода в схеме на рис. 2.10, описывающей различные устройства (выпрямители, детекторы, импульсные схемы), использующие свойство односторонней проводимости диода. Схема содержит последовательно соединенные источник сигнала с напряжением $u(t)$, диод и резистор R_H . (В

общем случае резистор R_H . Включает сопротивление нагрузки, внутреннее сопротивление источника сигнала и др.)

Во всех устройствах, использующих одностороннюю проводимость диода, сопротивление R_H выбирается много больше прямого сопротивления диода $r_{пр}$ и много больше обратного $r_{обр}$.

2.8.1. Частотные свойства диода

Пусть от источника сигнала подается синусоидальное напряжение $u(t) = U_m \sin \omega t$, где $\omega = 2\pi f$, а $f = \frac{1}{T}$, T – период колебаний.

Рассмотрим поведение диода при увеличении частоты входного сигнала ω . На низких частотах (НЧ), когда выполняются условия $\omega\tau \ll 1$, где τ – время пролета электронов через базу диода, форма тока через диод показана на рис. 2.11.

Ток через диод практически протекает в течении первых полупериодов (если пренебречь малым обратным током). Значение выпрямленного тока равно среднему значению тока за период T $I_0 \approx \frac{U_m}{\pi R}$.

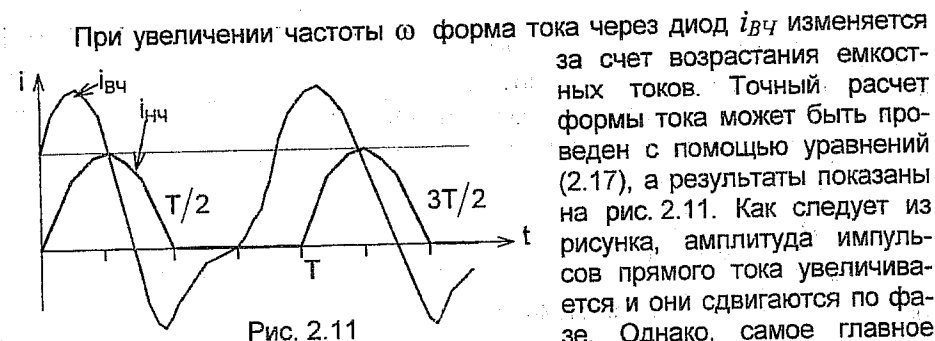


Рис. 2.11

При увеличении частоты ω форма тока через диод $i_{вч}$ изменяется за счет возрастания емкостных токов. Точный расчет формы тока может быть проведен с помощью уравнений (2.17), а результаты показаны на рис. 2.11. Как следует из рисунка, амплитуда импульсов прямого тока увеличивается и они сдвигаются по фазе. Однако, самое главное заключается в том, что на высоких частотах электроны, инжектируемые в базу в положительный полупериод, во время отрицательного полупериода создают выброс обратного тока, уменьшающий среднее значение выпрямленного тока.

На очень высоких частотах ($\omega\tau \gg 1$, $T \ll \tau$) диод полностью теряет свой выпрямительные свойства.

2.8.2. Импульсный режим работы диода

Пусть напряжение генератора в схеме на рис. 2.10 имеет форму пря-

моугольных импульсов большой амплитуды, используемых в цифровой технике (см. рис. 2.12,а). Рассмотрим форму импульса тока $i(t)$ через диод (рис. 2.12,б), совпадающую с формой напряжения на нагрузке $u_H(t)$.

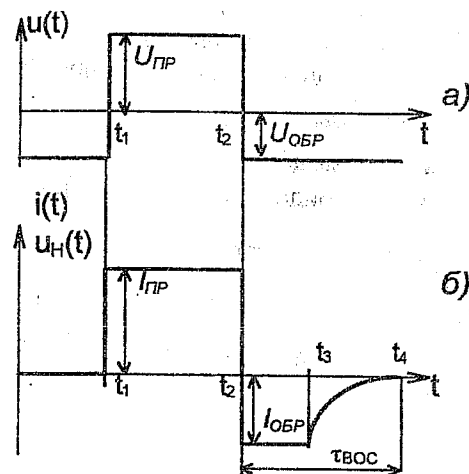


Рис. 2.12

В момент времени t_1 напряжение генератора $u(t)$ скачком изменяется до величины U_{PP} (см. рис. 2.12,а). Так как $R_H \gg r_{PP}$ - сопротивления диода в прямом направлении, импульс прямого тока по форме будет повторять импульс входного напряжения

$$I_{PP} = \frac{U_{PP}}{R_H} \text{ (см. рис. 2.12,б).}$$

В момент времени t_2 напряжение генератора $u(t)$ скачком изменяется до величины U_{OBP} и емкости диода начнут перезаряжаться. При этом в интервале $t_2 - t_3$ (фаза постоянного обратного тока, или фаза высокой обратной проводимости) ток через диод отрицательный и по-прежнему определяется внешними элементами

$$I_{OBP} = \frac{U_{OBP}}{R_H} \text{ (см. рис. 2.12,б).}$$

Физически в этот интервал времени идет рассасывание накопленного в базе избыточного заряда (разряд диффузионной емкости) за счет рекомбинации и тока I_{OBP} .

К моменту времени t_3 диффузионная емкость сильно разряжается и становится элементом, определяющим величину тока. Интервал $t_3 - t_4$ называется интервалом спада обратного тока. Длительность спада обратного тока оценивается по изменению обратного тока от $0,9I_{OBP}$ до $0,1I_{OBP}$.

Полная длительность переходного процесса характеризуется временем восстановления обратного сопротивления диода t_{BOS} , приводимого в справочной литературе. Для современных быстродействующих импульсных диодов t_{BOS} составляет десятые доли или единицы наносекунд. Кроме того, импульсные диоды характеризуются зарядом переключения $Q_{П}$ (зарядом, переносимым обратным током при переключении диода), време-

нем установления прямого напряжения на диоде $t_{уст}$ и другими параметрами.

3.3. Контакт металл-полупроводник

Переходы металл-полупроводник в полупроводниковой электронике весьма распространены и в зависимости от соотношения работ выхода металла и полупроводника могут выполнять роль как выпрямляющих, так и омических контактов.

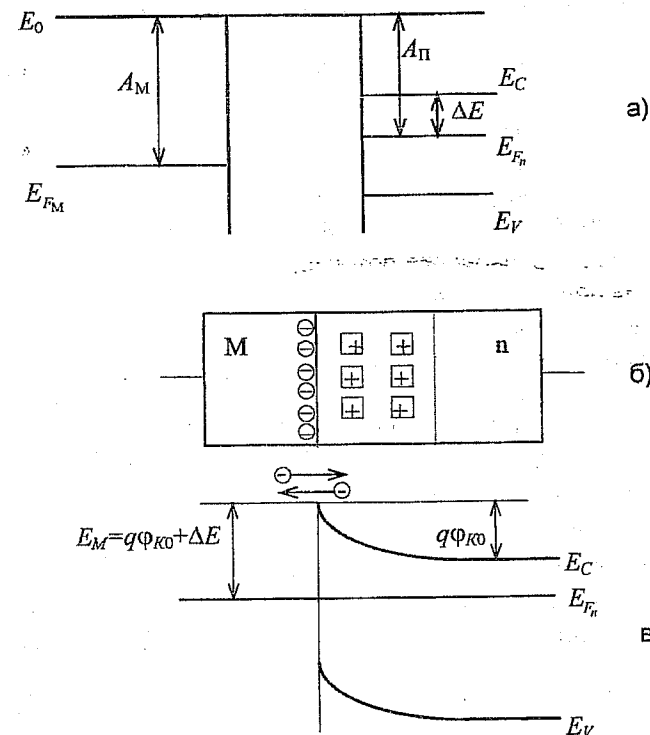


Рис.2.13

Выпрямляющий контакт металл-полупроводник или **диод Шоттки** (ДШ) может быть получен при контакте металла с n-полупроводником, если работа выхода электрона из металла превышает работу выхода электрона из n-полупроводника, то есть $A_M > A_P$ (рис. 2.13,а). Как принято, будем отсчитывать работу выхода электрона от уровня Ферми E_F до уровня

E_0 , являющегося уровнем свободного электрона в вакууме. В этом случае электроны из n-полупроводника переходят в металл и заряжают бесконечно узкий слой металла отрицательно. Уходя из полупроводника электроны оставляют нескомпенсированный положительный заряд ионов доноров, причем протяженность этой области пространственного заряда на порядки больше, чем в металле, и определяется концентрацией примеси.

Аналогично тому, как это происходит в p-n-переходе, в приконтактных областях нарушается электронейтральность, выравниваются уровни Ферми в контакте, а следовательно, возникает контактная разность потенциалов $\Phi_{K0} = \frac{A_M - A_P}{q}$. Как и ранее изгиб энергетических зон в полупровод-

нике повторяет изменение электростатического потенциала. На рис. 2.13,а приведены энергетические диаграммы металла и n-полупроводника до контакта; 2.13,б - структура рассматриваемого контакта; 2.13,в - энергетическая диаграмма контакта в состоянии термодинамического равновесия ($u = 0$). В состоянии равновесия поток электронов из металла равен потоку электронов из полупроводника.

При подаче прямого внешнего напряжения $u > 0$ ("+" - на металл, "-" - на полупроводник) вследствие резкого различия концентрации свободных электронов в металле и полупроводнике все внешнее напряжение будет падать на приконтактной области полупроводника, а следовательно, энергетический барьер для электронов из полупроводника понизится на величину приложенного напряжения u и будет равен $q(\Phi_{K0} - u)$. При такой полярности напряжения через контакт протекает большой прямой ток электронов из полупроводника в металл, зависящий от величины u . Величина тока из металла в полупроводник не меняется, так как на металле внешнее напряжение не падает, а следовательно, величина барьера E_M остается неизменной.

При подаче обратного напряжения: ("-" - на металл, "+" - на полупроводник), контактный потенциал возрастает до величины $q(\Phi_{K0} + |u|)$, поток электронов из полупроводника прекращается, и через контакт протекает малый обратный ток из металла, определяемый величиной E_M . Таким образом, в рассматриваемой структуре эмиттером является n-полупроводник, а базой - металл.

ВАХ диода Шоттки описывается уравнением

$$i = I_0 \left(\exp \frac{u}{u_T} - 1 \right),$$

где I_0 - обратный ток ДШ, определяемый потоком электронов, идущих через переход из металла через барьер E_M . Этот обратный ток можно считать как ток термоэмиссии.

К достоинствам ДШ можно отнести следующее:

- ДШ имеет металлическую базу, сопротивление которой r'_B пренебрежимо мало, а следовательно ВАХ ДШ близка к экспоненциальной зависимости.
- Пороговое напряжение для ДШ лежит в пределах $U^* = 0,2 \dots 0,3$ В, то есть оказывается меньше, чем для кремниевых p-n-переходов.
- Невозможность накопления электронов в металлической базе приводит к тому, что $C_{диф} = 0$, что в сочетании с $r'_B = 0$ позволяет использовать ДШ на сверхвысоких частотах.

Омический контакт. Омические контакты необходимы для присоединения внешних выводов к различным областям полупроводниковых структур. К таким контактам предъявляются требования:

- малое сопротивление,
- линейная зависимость тока от напряжения в широком диапазоне токов,
- высокая скорость рекомбинации на поверхности раздела, что исключает возможность инжекции через контакт.

Наиболее распространенным металлом для омических контактов является алюминий. Его напыляют на поверхность и затем "вжигают" при повышенной температуре. (Если алюминий просто напылить на кремний возникнет барьер Шоттки). При использовании кремния p-типа алюминий будучи акцептором, при вжигании дополнительно легирует приповерхностный слой, что повышает проводимость омического контакта.

Для кремния n-типа акцепторные атомы алюминия могут перекомпенсировать основные донорные атомы и вместо омического контакта получится p-n-переход. Чтобы этого избежать поверхность n-кремния в районе контакта дополнительно легируют донорами, превращая ее в n^+ -слой, в котором перекомпенсация атомами алюминия исключается.

3. БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ И ТИРИСТОРЫ

3.1. Общие сведения о биполярном транзисторе

3.1.1. Основные определения

Биполярным транзистором называется электропреобразовательный полупроводниковый прибор, имеющий в своей структуре два взаимодействующих р-п-перехода и три внешних вывода, и предназначенный, в частности, для усиления электрических сигналов. Термин "биполярный" подчеркивает тот факт, что принцип работы прибора основан на взаимодействии с электрическим полем частиц, имеющих как положительный, так и отрицательный заряд, - дырок и электронов. В дальнейшем для краткости будем его называть просто - транзистором.

Структура транзистора, изготовленного по диффузионной технологии, приведена на рис. 3.1. Как видно из рисунка, транзистор имеет три области полупроводника, причем две крайние области имеют одинаковый тип проводимости, а средняя область - противоположный. Структура транзистора, приведенная на рис. 3.1, называется **п-р-п-структурой**. Области транзистора имеют внешние выводы, с помощью которых транзистор включается в электрическую схему.

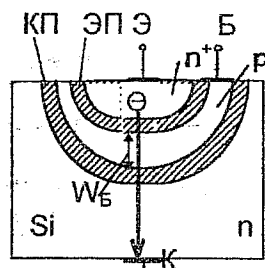


Рис. 3.1

Одна из крайних областей транзистора, имеющая наименьшие размеры, называется **эмиттером** (Э). Она предназначена для создания сильного потока основных носителей заряда (в данном случае электронов), пронизывающего всю структуру прибора (см. рис. 3.1). Поэтому эмиттер характеризуется очень высокой степенью легирования ($N_{DЭ} = 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$). Другая крайняя область транзистора, называемая **коллектором** (К), предназначена для собирания потока носителей, создаваемого эмиттером. Поэтому коллектор имеет наибольшие размеры среди областей транзистора. Легируется коллектор значительно слабее эмиттера (подробнее вопрос о выборе концентрации атомов примеси в коллекторе рассмотрен ниже). Средняя область транзистора называется **базой** (Б). Она предназначена для управления потоком носителей, движущихся из эмиттера в коллектор. Для уменьшения потерь электронов на рекомбинацию с дырками в базе ее ширина W_b делается очень маленькой ($W_b \ll L_n$), а степень легирования - низкой - на 3...4 порядка ниже, чем у эмиттера ($N_{AB} \ll N_{DЭ}$).

Между областями транзистора образуются р-п-переходы. Переход, разделяющий эмиттер и базу, называется **эмиттерным переходом** (ЭП),

а переход, разделяющий базу и коллектор, - **коллекторным переходом** (КП). С учетом резкой асимметрии эмиттерного перехода ($N_{DЭ} \gg N_{AB}$) он характеризуется односторонней инжекцией: поток электронов, инжектируемых из эмиттера в базу, значительно превосходит встречный поток дырок, инжектируемых из базы в эмиттер.

3.1.2. Режимы работы транзистора

В зависимости от того, в каких состояниях находятся переходы транзистора, различают режимы его работы. Поскольку в транзисторе имеется два перехода (эмиттерный и коллекторный), и каждый из них может находиться в двух состояниях (открытом и закрытом), различают четыре режима работы транзистора. Основным режимом является **активный режим**, при котором эмиттерный переход находится в открытом состоянии, а коллекторный - в закрытом. Транзисторы, работающие в активном режиме, используются в усилительных схемах. Помимо активного, выделяют **инверсный режим**, при котором эмиттерный переход закрыт, а коллекторный - открыт, **режим насыщения**, при котором оба перехода открыты, и **режим отсечки**, при котором оба перехода закрыты.

Наряду с транзисторами п-р-п-структуры, существуют транзисторы с симметричной ей **р-п-р-структурой**, в которых используется поток дырок. Условные обозначения п-р-п- и р-п-р-транзисторов, используемые в электрических схемах, приведены на рис. 3.2.

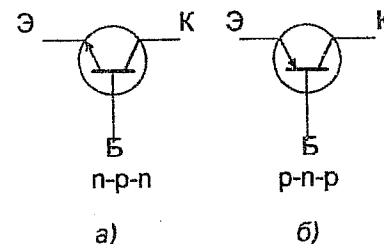


Рис. 3.2

Стрелка на выводе эмиттера показывает направление эмиттерного тока в активном режиме. Кружок, обозначающий корпус дискретного транзистора, в изображении бескорпусных транзисторов, входящих в состав интегральных микросхем, не используется. Принцип работы п-р-п- и р-п-р-транзисторов одинаков, а полярности напряжений между их электродами и направления токов в цепях электродов противоположны. В современной электронике наибольшее распространение получили транзисторы п-р-п-структуры, которые, благодаря более высоким значениям подвижности и коэффициента диффузии электронов по сравнению с дырками ($\mu_n > \mu_p$; $D_n > D_p$), обладают большим усилением и меньшей инерционностью, чем транзисторы р-п-р-структуры. Поэтому ниже рассматриваются именно п-р-п-транзисторы.

3.1.3. Схемы включения биполярного транзистора

В большинстве электрических схем транзистор используется в качестве четырехполюсника, то есть устройства, имеющего два входных и два

выходных вывода. Очевидно, что, поскольку транзистор имеет только три вывода, для его использования в качестве четырехполюсника необходимо один из выводов транзистора сделать общим для входной и выходной цепей. Соответственно различают три схемы включения транзистора: схемы с **общей базой** (ОБ), **общим эмиттером** (ОЭ) и **общим коллектором** (ОК). На рис. 3.3 показаны полярности напряжений и направления токов, соответствующие активному режиму в указанных схемах включения транзистора. Следует отметить, что токи транзистора обозначаются одним индексом, соответствующим названию области, во внешней цепи которой протекает данный ток, а напряжения между областями обозначаются двумя индексами, причем вторым указывается индекс, соответствующий названию общей для входной и выходной цепей области (см. рис. 3.3).

В схеме с **общей базой** (см. рис. 3.3,а) входной цепью является цепь эмиттера, а выходной - цепь коллектора. Схема ОБ наиболее проста для анализа, поскольку в ней каждое из внешних напряжений прикладывается к конкретному переходу: напряжение $u_{ЭБ}$ прикладывается к эмиттерному переходу, а напряжение $u_{КБ}$ - к коллекторному. Следует заметить, что падениями напряжений на областях эмиттера, базы и коллектора можно в первом приближении пренебречь, поскольку сопротивления этих областей значительно меньше сопротивлений переходов. Нетрудно убедиться, что приведенные на рисунке полярности напряжений ($u_{ЭБ} < 0$; $u_{КБ} > 0$) обеспечивают открытое состояние эмиттерного перехода и закрытое состояние коллекторного перехода, что соответствует активному режиму

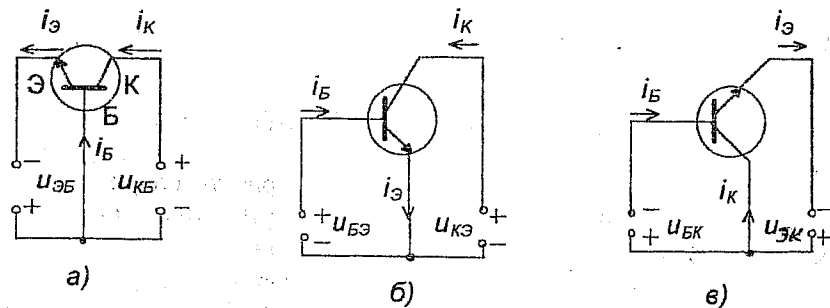


Рис. 3.3

му работы транзистора.

В схеме с **общим эмиттером** (см. рис. 3.3,б) входной цепью является цепь базы, а выходной - цепь коллектора. В схеме ОЭ напряжение $u_{БЭ} > 0$ прикладывается непосредственно к эмиттерному переходу и отпирает его. Напряжение $u_{КЭ}$ распределяется между обоими переходами:

$u_{КЭ} = u_{КБ} + u_{БЭ}$. Для того, чтобы коллекторный переход был закрыт, необходимо $u_{КБ} = u_{КЭ} - u_{БЭ} > 0$, что обеспечивается при $u_{КЭ} > u_{БЭ} > 0$.

В схеме с **общим коллектором** (см. рис. 3.3,в) входной цепью является цепь базы, а выходной - цепь эмиттера.

3.1.4. Использование транзистора для усиления электрических сигналов

Рассмотрим в первом приближении физические процессы, протекающие в транзисторе в активном режиме, и постараемся выяснить, каким образом с помощью транзистора можно усиливать электрические сигналы. Заметим, что усиление переменных электрических сигналов осуществляется за счет использования энергии источника питания. Поэтому роль транзистора, по существу, сводится к преобразованию энергии источника питания в энергию усиливаемого переменного сигнала.

Для простоты будем использовать плоскую одномерную модель транзистора, представленную на рис. 3.4. Эта модель предполагает, что р-п-переходы транзистора являются плоскими, и все физические величины в структуре, в частности концентрации носителей заряда, зависят только от одной продольной координаты x , что соответствует бесконечным поперечным размерам структуры. С учетом того,

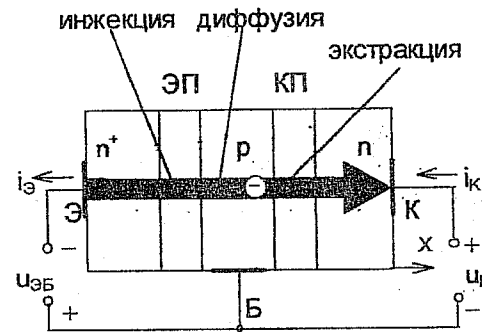


Рис. 3.4

что в реальной структуре транзистора (см. рис. 3.1) ширина базы значительно меньше поперечных размеров переходов, плоская одномерная модель достаточно хорошо отражает процессы, протекающие в транзисторе.

Рассмотрим вначале статическую ситуацию, при которой на переходы транзистора от внешних источников питания подаются постоянные напряжения $u_{ЭБ}$ и $u_{КБ}$ - см. рис. 3.4. Заметим, что приведенный на рисунке транзистор включен по схеме с общей базой. Напряжения $u_{ЭБ} < 0$ и $u_{КБ} > 0$ обеспечивают открытое состояние эмиттерного перехода и закрытое состояние коллекторного перехода, что соответствует активному режиму работы транзистора.

Через открытый эмиттерный переход протекают основные носители заряда. Как уже отмечалось в п. 3.1, из-за резкой асимметрии эмиттерного перехода инжекцию через него можно считать односторонней, то есть достаточно рассматривать только поток электронов, инжектируемых из эмиттера в базу - см. рис. 3.4. Этот поток очень сильно зависит от напряжения

токов. На рис. 3.6 также показаны потоки неосновных носителей заряда, создающие собственный тепловой ток обратносмещенного коллекторного перехода (поток электронов, движущихся из базы в коллектор, и поток дырок, движущихся из коллектора в базу).

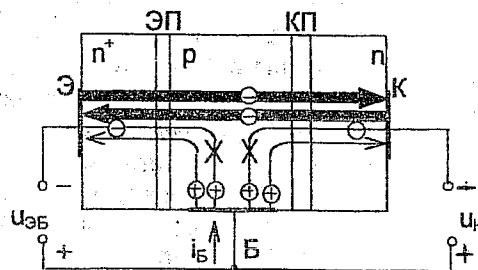


Рис. 3.7

Каждый из рассмотренных на рис. 3.6 потоков вносит свой вклад в токи, протекающие во внешних цепях эмиттера, коллектора и базы. При этом следует подчеркнуть, что сквозной поток электронов является единственным полезным потоком носителей в транзисторе, поскольку определяет возможность усиления электрических сигналов. Все остальные потоки в усилении сигнала не участвуют, и поэтому являются побочными. Для того, чтобы транзистор имел высокие усилительные свойства, необходимо, чтобы побочные потоки были как можно слабее по сравнению с сильным полезным сквозным потоком.

Завершая рассмотрение активного режима, отметим, что основной вклад в ток базы вносит рекомбинационная составляющая. Равная ей рекомбинационная составляющая тока эмиттера определяет его отличие от тока коллектора, создаваемого практически исключительно сквозным потоком электронов. С учетом того, что база транзистора делается очень узкой и слабо легируется, потери электронов на рекомбинацию в базе очень невелики, и $i_B \ll i_E$, а $i_E \approx i_K$.

Инверсный режим (инверсный активный режим) работы транзистора аналогичен активному режиму с той лишь разницей, что в этом режиме в открытом состоянии находится коллекторный переход, а в закрытом - эмиттерный переход. В связи с тем, что усилительные свойства транзистора в инверсном режиме оказываются значительно хуже, чем в активном режиме, транзистор в инверсном режиме практически не используется.

В режиме насыщения оба перехода транзистора находятся в открытом состоянии. На рис. 3.7 приведена структура транзистора и показаны потоки носителей, протекающие в режиме насыщения. Как видно из рисунка, в этом режиме и эмиттер, и коллектор инжектируют электроны в базу, в результате чего в структуре протекают два встречных сквозных потока электронов (нормальный и инверсный). От соотношения этих потоков зависит направление токов, протекающих в цепях эмиттера и коллектора. Вследствие двойной инжекции база транзистора очень сильно насыщается избыточными электронами, из-за чего усиливается их рекомбинация с дыр-

ками, и рекомбинационный ток базы оказывается значительно выше, чем в активном или инверсном режимах.

Следует также отметить, что в связи с насыщением базы транзистора

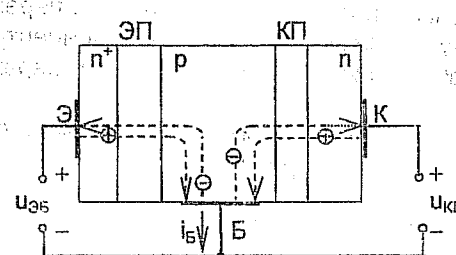


Рис. 3.8

и его переходов избыточными носителями заряда, их сопротивления становятся малыми. Поэтому цепи, содержащие транзистор, находящийся в режиме насыщения, можно считать короткозамкнутыми. Учитывая то, что в режиме насыщения напряжение между областями транзистора составляет всего несколько десятых долей вольта, часто

считают, что в этом режиме транзистор представляет собой эквивалентную точку.

В режиме отсечки оба перехода транзистора находятся в закрытом состоянии. Структура транзистора и потоки носителей в режиме отсечки приведены на рис. 3.8. Как видно из рисунка, сквозные потоки электронов в режиме отсечки отсутствуют. Через переходы транзистора протекают потоки неосновных носителей заряда, создающие малые и неуправляемые тепловые токи переходов.

База и переходы транзистора в режиме отсечки обеднены подвижными носителями заряда, в результате чего их сопротивления оказываются высокими. Поэтому часто считают, что транзистор, работающий в режиме отсечки, представляет собой разрыв цепи.

Режимы насыщения и отсечки используются при работе транзисторов в импульсных (ключевых) схемах.

3.3. Расчет токов биполярного транзистора

3.3.1. Основные допущения теории биполярных транзисторов

Для построения идеализированной модели биполярного транзистора будем считать, что его структура разбивается на области пространственного заряда (обедненные области эмиттерного и коллекторного переходов) и квазинейтральные области эмиттера, базы и коллектора, в которых выполняется условие $\Delta n \approx \Delta p$.

Кроме того, примем обычные допущения теории идеализированного p-n-перехода:

1. Области пространственного заряда практически не содержат подвижных носителей заряда и имеют резкие границы с квазинейтральными областями эмиттера, базы и коллектора.

2. Объемные сопротивления эмиттера, базы и коллектора близки к нулю и внешние напряжения приложены непосредственно к эмиттерному и коллекторному переходам.
3. На краях областей пространственного заряда (на границах переходов) справедливы граничные уравнения, связывающие концентрации носителей заряда с напряжениями, приложенными к переходам.
4. В областях эмиттера, базы и коллектора имеет место низкий уровень инжекции неосновных носителей заряда.

3.3.2. Составляющие токов транзистора

Рассмотрим транзистор, включенный по схеме ОБ (рис 3.9). Во внешних цепях транзистора будут протекать токи $i_{\mathcal{E}}$, i_K , i_B . За положительные направления токов примем указанные стрелками (они совпадают с физическими направлениями токов в активном режиме). Внешние напряжения $u_{\mathcal{E}Б}$ и $u_{КБ}$, как и ранее, будем отсчитывать от общего электрода (в данном случае - базы). Кроме того, введем напряжения на переходах транзистора $u_{\mathcal{E}П}$ - на эмиттерном переходе, $u_{КП}$ - на коллекторном. Эти напряжения будем считать положительными, если они прямые ("+" приложен к р-области, а "-" к п-области) и отрицательными, если они обратные. Для

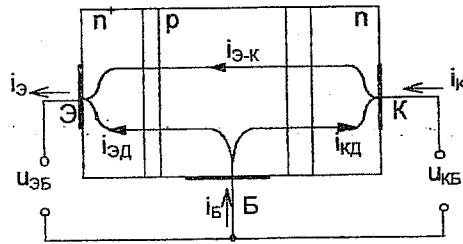


Рис. 3.9

рассматриваемого п-р-п-транзистора в схеме с ОБ $u_{\mathcal{E}П} = -u_{\mathcal{E}Б} = u_{БЭ}$ и $u_{КП} = -u_{КБ}$.

Для р-п-р-транзисторов: $u_{\mathcal{E}П} = u_{\mathcal{E}Б}$, $u_{КП} = u_{КБ}$. Использование понятий напряжений на переходах позволяет получить одинаковые формулы для п-р-п- и р-п-р-транзисторов.

Как было показано в предыдущей главе, каждый ток содержит различные составляющие, которые для удобства сгруппируем следующим образом:

1. Выделим единственную полезную составляющую, обусловленную переносом электронов из эмиттера в коллектор. Назовем ее током связи $i_{\mathcal{E}-К}$ (направление тока на рис. 3.9 обратно направлению движения электронов).
2. Дырочные токи переходов и токи, обусловленные рекомбинацией в базе, объединим в дополнительные токи эмиттерного $i_{\mathcal{E}Д}$ и коллекторного $i_{КД}$ переходов. Эти токи замыкаются каждый через свой переход и не

могут передаваться из эмиттера в коллектор. Таким образом, наличие дополнительных токов приводит только к потерям энергии.

Полные токи транзистора могут быть представлены в виде:

$$i_{\mathcal{E}} = i_{\mathcal{E}-К} + i_{\mathcal{E}Д};$$

$$i_K = i_{\mathcal{E}-К} - i_{КД};$$

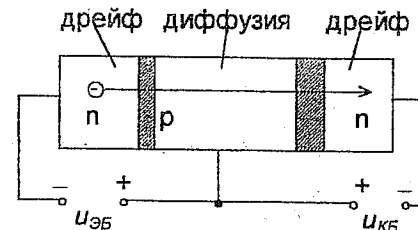
$$i_B = i_{\mathcal{E}Д} + i_{КД}.$$

(3.1)

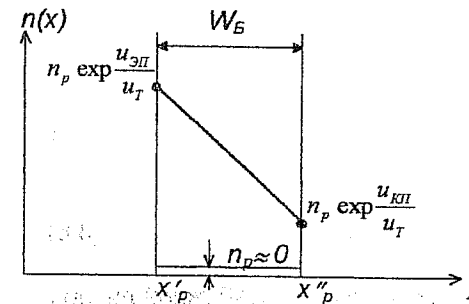
Вредные дополнительные токи переходов мало изменяют токи $i_{\mathcal{E}}$ и i_K (на 1 - 3 %), однако именно они определяют ток базы.

3.3.3. Перенос электронов из эмиттера в коллектор. Ток связи

Расчет полезной электронной составляющей токов транзистора - тока связи $i_{\mathcal{E}-К}$ - проведем, пренебрегая малыми дополнительными токами. С физической точки зрения это соответствует отсутствию рекомбинации в базе и переходах транзистора.



а)



б)

Рис. 3.10

внешних напряжений на переходах.

Определим величину диффузионного тока в базовой области, равного току связи.

В соответствии с граничным уравнением р-п-перехода получим:

Электронный поток из эмиттера в коллектор одинаков в любом сечении транзистора, а его величина зависит от процессов в базовой области (в эмиттере и коллекторе электроны являются основными носителями, их концентрация велика и движение обеспечивается малыми электрическими полями). Перемещение электронов в базовой области (для нее электроны - неосновные носители) происходит путем диффузии за счет разной концентрации на границах базы с эмиттерным и коллекторным переходами, см. рис. 3.10, (для определенности будем полагать, что на обоих переходах действуют прямые напряжения $u_{\mathcal{E}П} > u_{КП} > 0$). Однако дальнейшие рассуждения справедливы при произвольных напря-

$$\begin{aligned} n(x'_p) &= n_p \exp \frac{u_{\text{ЭП}}}{u_T}; \\ n(x''_p) &= n_p \exp \frac{u_{\text{КП}}}{u_T}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где n_p - равновесная концентрация электронов в р-базе.

Запишем стационарное уравнение диффузии для электронов:

$$\frac{d^2 n(x)}{dx^2} - \frac{n(x) - n_p}{L_n^2} = 0. \quad (3.3)$$

Если пренебречь рекомбинацией в базе (это эквивалентно условию $L_n \rightarrow \infty$), то уравнение (3.3) упрощается и приобретает вид:

$$\frac{d^2 n(x)}{dx^2} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{dn(x)}{dx} = \text{const}. \quad (3.4)$$

Таким образом, решением уравнения будет прямая линия, проходящая через точки $n(x'_p)$ и $n(x''_p)$. Распределение электронов в р-базе показано на рис 3.10, из которого с учетом (3.2) следует:

$$\frac{dn(x)}{dx} = \frac{n(x'_p) - n(x''_p)}{W_B} = \frac{n_p}{W_B} \left(\exp \frac{u_{\text{ЭП}}}{u_T} - \exp \frac{u_{\text{КП}}}{u_T} \right).$$

Тогда ток связи может быть рассчитан по формуле:

$$i_{\text{Э-К}} = qSD_n \frac{dn(x)}{dx} = qS \frac{D_n n_p}{W_B} \left(\exp \frac{u_{\text{ЭП}}}{u_T} - \exp \frac{u_{\text{КП}}}{u_T} \right),$$

где S - площадь переходов транзистора.

Окончательно:

$$i_{\text{Э-К}} = I_0 \left(\exp \frac{u_{\text{ЭП}}}{u_T} - \exp \frac{u_{\text{КП}}}{u_T} \right), \quad (3.5)$$

$$\text{где } I_0 = qS \frac{D_n n_p}{W_B}. \quad (3.6)$$

Ток I_0 называется тепловым током транзистора (в зарубежной литературе - током насыщения). Он аналогичен электронной составляющей теплового тока изолированного р-п-перехода.

Часто ток связи представляют в виде разности нормальной i_N и инверсной i_I составляющих.

$$i_{\text{Э-К}} = i_N - i_I, \quad (3.7)$$

$$\text{где } i_N = I_0 \left(\exp \frac{u_{\text{ЭП}}}{u_T} - 1 \right); \quad (3.8)$$

$$i_I = I_0 \left(\exp \frac{u_{\text{КП}}}{u_T} - 1 \right). \quad (3.9)$$

Физически i_N - это ток связи при $u_{\text{КП}} = 0$, а i_I - ток связи при $u_{\text{ЭП}} = 0$. Таким образом, ток связи имеет две составляющие, каждая из которых зависит от напряжения на одном из переходов.

3.3.4. Дополнительные токи переходов

Дополнительные токи переходов складываются из дырочных и рекомбинационных составляющих (см. рис. 3.11).

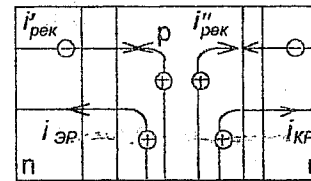


Рис. 3.11

таны по формулам:

$$i_{\text{ЭП}} = qD_p S \frac{p_{n\text{Э}}}{L_p} \left(\exp \frac{u_{\text{ЭП}}}{u_T} - 1 \right); \quad (3.10)$$

$$i_{\text{КР}} = qD_p S \frac{p_{n\text{К}}}{L_p} \left(\exp \frac{u_{\text{КП}}}{u_T} - 1 \right),$$

где $p_{n\text{Э}}$ и $p_{n\text{К}}$ - равновесные концентрации дырок в эмиттере и коллекторе соответственно.

Рекомбинационные токи $i'_{\text{рек}}$ и $i''_{\text{рек}}$ обусловлены частичной рекомбинацией электронов, диффундирующих из эмиттера в коллектор. Скорость рекомбинации в базе (и рекомбинационные токи) пропорциональны избыточному числу неосновных носителей во всей базовой области (площадь под распределением $\Delta n(x)$ на рис. 3.10 $\Delta n(x) = n(x) - n_p$), или

$$i_{\text{рек}} = qS \int_{x'_p}^{x''_p} \frac{\Delta n(x)}{\tau} dx. \quad (3.11)$$

Учитывая, что распределение $\Delta n(x)$ - линейно, по формуле трапеции получим:

$$i_{рек} = qS \frac{\Delta n(x'_p) + \Delta n(x''_p)}{2\tau} W_B = i'_{рек} + i''_{рек}, \quad (3.12)$$

$$\text{где } i'_{рек} = qS \frac{n_p W_B}{2\tau} (\exp \frac{u_{ЭП}}{u_T} - 1), \quad (3.13)$$

$$i''_{рек} = qS \frac{n_p W_B}{2\tau} (\exp \frac{u_{КП}}{u_T} - 1). \quad (3.14)$$

Ток $i'_{рек}(u_{ЭП})$ определяется рекомбинацией электронов, соответствующих нормальной составляющей тока связи i_N , а $i''_{рек}(u_{КП})$ — инверсной i_I .

Дополнительные токи каждого перехода складываются из рекомбинационных и дырочных составляющих:

$$i_{ЭД} = i'_{рек}(u_{ЭП}) + i_{ЭР}(u_{ЭП}); \quad (3.15)$$

$$i_{КД} = i''_{рек}(u_{КП}) + i_{КР}(u_{КП}).$$

и зависят каждый от напряжения на своем переходе.

3.3.5. Влияние обратного напряжения на коллекторном переходе на токи транзистора. Эффект Эрли

В соответствии с формулами (3.5)...(3.8) ток связи перестает зависеть от обратных напряжений при $|u_{КП}| \gg u_T = 26$ мВ. Однако реально такая зависимость существует, так как при увеличении обратных напряжений ширина p-p-переходов увеличивается, а ширина базы уменьшается.

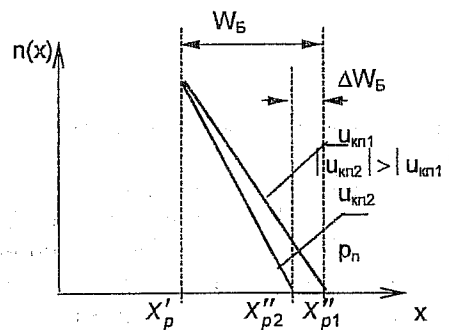


Рис 3.12

на рис 3.12 показаны два распределения $n(x)$ электронов в базе при двух значениях обратного напряжения на коллекторном переходе. Видно, что при $|u_{КП2}| > |u_{КП1}|$ ширина базы уменьшилась на величину ΔW_B . При этом увеличился гра-

диент концентрации электронов $\frac{dn}{dx} = \frac{n(x'_p)}{W_B}$ и, следовательно, увели-

чился и ток связи, являющийся диффузионным.

Как следует из рис. 3.12, большему обратному напряжению $u_{КП2}$ соответствует больший ток связи $i_{ЭК}$ а, следовательно, и большие токи $i_{Э}$ и $i_{К}$.

Однако данный эффект в сотни раз слабее, чем влияние прямых напряжений на переходах, и часто не учитывается, или учитывается приближенно. Для учета эффекта Эрли уточняют формулу (3.6) теплового тока транзистора I_0 , принимая:

$$I'_0 = I_0 \left(1 + \frac{|u_{КЭ}|}{u_A}\right), \quad (3.16)$$

где I_0 — ток, определенный без учета эффекта Эрли по формуле (3.6), u_A — напряжение Эрли — параметр транзистора, характеризующий величину эффекта Эрли. Обычно u_A составляет десятки вольт и более.

3.3.6. Коэффициенты передачи токов

Полезный эффект в транзисторе создается за счет передачи эмиттерного тока из эмиттера в коллектор. Количественно эффективность этого процесса оценивают с помощью статического коэффициента передачи

тока эмиттера α . Введем: $\alpha = \frac{i_K}{i_{Э}}$ при $u_{КП} = 0$. Смысл условия $u_{КП} = 0$ заключается в том, что при этом дополнительный ток коллекторного перехода $i_{КД} = 0$, и в коллекторной цепи протекает только нормальная составляющая i_N полезного электронного тока. Тогда

$$\alpha = \frac{i_K}{i_{Э}} \Big|_{u_{КП}=0} = \frac{i_N}{i_N + i_{ЭД}}. \quad (3.17)$$

Коэффициент α показывает какую долю в токе эмиттера $i_{Э}$ составляет ток i_N .

Аналогично можно ввести и инверсный коэффициент передачи тока α_I , или

$$\alpha_I = \frac{i_{Э}}{i_K} \Big|_{u_{ЭП}=0} = \frac{i_I}{i_I + i_{КД}}. \quad (3.17,а)$$

Коэффициенты α и α_I называют также интегральными коэффициентами передачи тока в схеме с общей базой (ОБ). Из выражений (3.17) следует: $\alpha i_N + \alpha i_{ЭД} = i_N$ и $\alpha_I i_I + \alpha_I i_{КД} = i_I$, тогда

$$i_{ЭД} = \frac{1-\alpha}{\alpha} i_N = \frac{1}{\beta} i_N \text{ и } i_{КД} = \frac{1-\alpha_I}{\alpha_I} i_I = \frac{1}{\beta_I} i_I,$$

где: $\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}$ и $\beta_I = \frac{\alpha_I}{1-\alpha_I}$ - статические коэффициенты передачи тока

базы, прямой и инверсный соответственно.

Действительно, при $u_{КП} = 0$ $i_B = i_{ЭД}$, $i_K = i_N$ и, следовательно,

$$\beta = \left. \frac{i_K}{i_B} \right|_{u_{КП}=0} = \frac{i_N}{i_{ЭД}} \quad (3.18)$$

Аналогично, при $u_{ЭП} = 0$ $i_B = i_{КД}$, $i_E = i_I$ и

$$\beta_I = \left. \frac{i_E}{i_B} \right|_{u_{ЭП}=0} = \frac{i_I}{i_{КД}} \quad (3.18,а)$$

Коэффициенты β и β_I называют также интегральными коэффициентами передачи тока в схеме с общим эмиттером.

В рассматриваемой упрощенной теории коэффициенты α , α_I , β , β_I считаются постоянными, однако опыт показывает, что они изменяются, как при изменении тока связи $i_{Э-К}$ (на практике рассматривают зависимость от тока эмиттера i_E , отличающегося от тока связи на несколько процентов, но легко измеряемого), так и от обратного напряжения на коллекторном переходе $u_{КП}$. Типичный вид зависимостей для β показан на рис. 3.13 а, б. Коэффициент α изменяется аналогично, но его изменениями можно пренебречь, так как $\alpha \approx 1$. Пример: если $\alpha = 0,99$, то $\beta = \alpha / (1-\alpha) = 99$, а при $\alpha = 0,98$ $\beta = 49$.

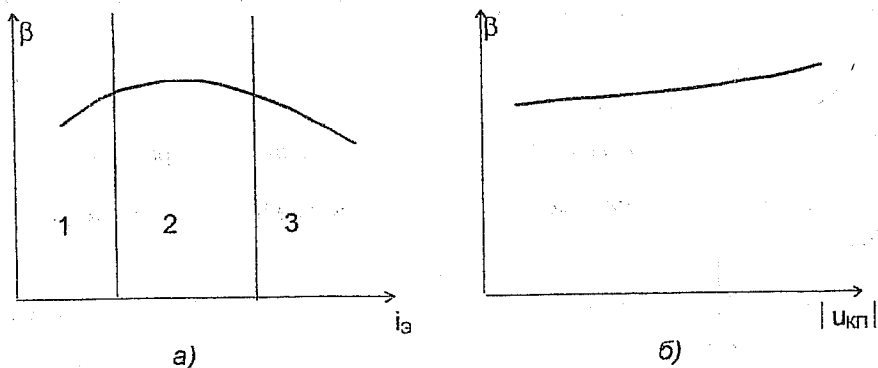


Рис. 3.13

Таким образом, изменению α на 1% соответствует изменение β примерно в 2 раза.

В области малых токов эмиттера (рис. 3.13, а, участок 1) спад β связан с рекомбинацией носителей в самом эмиттерном переходе; в области больших токов (участок 3) уменьшение β связано с увеличением концентрации дырок в базе и возрастанием дырочной составляющей тока эмиттерного перехода.

Возрастание β с увеличением обратного напряжения на коллекторе вызвано уменьшением ширины базы и рекомбинационных составляющих токов.

3.4. Нелинейные модели биполярного транзистора

Основная задача моделирования состоит в определении связи между физическими параметрами и электрическими характеристиками транзистора. Для этого транзистор описывают системами уравнений или представляют в виде эквивалентных схем, состоящих из более простых элементов (диодов, источников тока или напряжения, резисторов, конденсаторов и др.) Модели используют для расчета электрических схем, содержащих транзисторы.

3.4.1. Передаточная модель Эберса - Молла

Эта разновидность модели транзистора использует соотношения, полученные в разделе 3.3. При известных напряжениях $u_{ЭБ}$ и $u_{КБ}$ составляющие токов транзистора рассчитываются по формулам

$$\begin{cases} i_N = I_0 (\exp \frac{u_{ЭП}}{u_T} - 1) \\ i_I = I_0 (\exp \frac{u_{КП}}{u_T} - 1) \\ i_{ЭД} = \frac{i_N}{\beta} \\ i_{КД} = \frac{i_I}{\beta_I} \end{cases} \quad (3.19)$$

причем $u_{ЭП} = -u_{ЭБ}$, $u_{КП} = -u_{КБ}$. (для п-р-п-транзистора).

Системе соответствует эквивалентная схема, приведенная на рис. 3.14, в которой ток связи $i_{Э-К} = i_N - i_I$ моделируется с помощью генератора тока, включенного между выводами эмиттера и коллектора транзистора. Дополнительные токи $i_{ЭД}$ и $i_{КД}$ протекают через диоды, отображающие эмиттерный и коллекторный переходы транзистора. Токи во внешних цепях транзистора определяются суммами отдельных составляющих и рассчитываются по формулам:

$$\begin{cases} i_{\mathcal{E}} = i_N - i_I + \frac{i_N}{\beta} \\ i_K = i_N - i_I - \frac{i_I}{\beta_I} \\ i_B = \frac{i_N}{\beta} + \frac{i_I}{\beta_I} \end{cases} \quad (3.20)$$

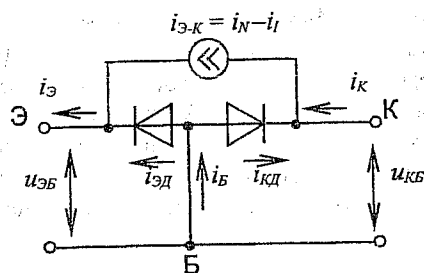


Рис. 3.14

комбинационных токов переходов, эффект Эрли и т. д.) и именно она используется в компьютерных программах.

3.4.2. Классическая модель Эберса - Молла

Классическая модель Эберса - Молла базируется на эквивалентной схеме, изображенной на рис. 3.15. От передаточной модели классическая отличается тем, что составляющие токов транзистора сгруппированы иначе.

Переходы транзистора представлены изолированными диодами, токи которых i_1 и i_2 определяются напряжениями $u_{ЭП}$ и $u_{КП}$ соответственно:

$$\begin{cases} i_1 = I_{ЭБК} \left(\exp \frac{u_{ЭП}}{u_T} - 1 \right) \\ i_2 = I_{КБК} \left(\exp \frac{u_{КП}}{u_T} - 1 \right) \end{cases} \quad (3.21)$$

Тепловые токи $I_{ЭБК}$ и $I_{КБК}$ имеют следующий смысл:

- $I_{ЭБК}$ — это тепловой ток эмиттера в схеме с общей базой при $u_{КП} = 0$ (замыкании выводов коллектора и базы).
- $I_{КБК}$ — тепловой ток коллектора в схеме ОБ при $u_{ЭП} = 0$.

В простейшем случае в модели транзистора используются три параметра:

- I_0 — тепловой ток транзистора;
- β — прямой коэффициент передачи тока базы;
- β_I — инверсный коэффициент передачи тока базы.

Передаточная модель Эберса-Молла может уточняться (влияние объемных сопротивлений, генерационно-ре-

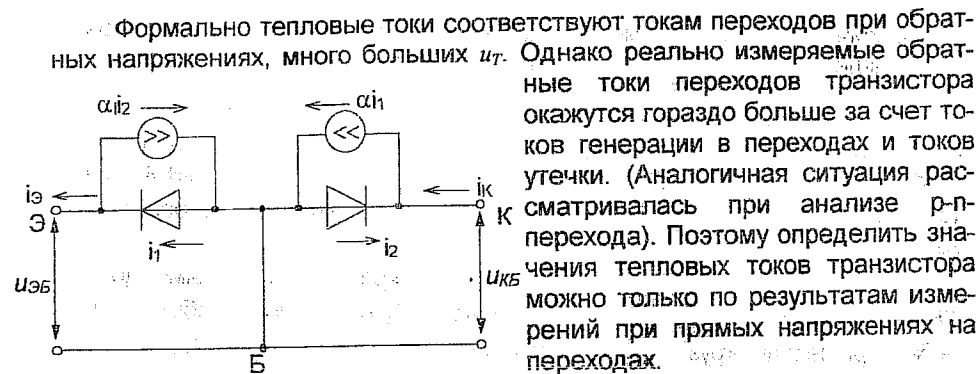


Рис. 3.15

Взаимодействие переходов отражено путем введения в эквивалентную схему генераторов тока αi_1 и αi_2 .

Соответственно токи в цепях каждого электрода можно рассчитать по формулам:

$$\begin{cases} i_{\mathcal{E}} = i_1 - \alpha_I i_2 \\ i_K = \alpha_I i_1 - i_2 \\ i_B = i_{\mathcal{E}} - i_K = (1 - \alpha) i_1 + (1 - \alpha_I) i_2 \end{cases} \quad (3.22)$$

Найдем связи между параметрами классической и передаточной моделей. В классической модели $i_1 = i_{\mathcal{E}}|_{u_{КП} = 0}$. Таким образом, в терминах передаточной модели

$$i_1 = i_N + i_{\mathcal{EД}} = i_N \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) = \frac{i_N}{\alpha} \quad (3.23)$$

Так как экспоненциальные множители в формулах для i_1 , i_N , $i_{\mathcal{EД}}$ одинаковы из (3.23) следует

$$i_{ЭБК} = \frac{I_0}{\alpha}$$

Аналогично можно получить формулу

$$i_{КБК} = \frac{I_0}{\alpha_I}$$

Таким образом, и классическая модель использует три независимых параметра, так как

$$\alpha I_{ЭБК} = \alpha_I I_{КБК} = I_0.$$

Классическая модель, менее удобна для компьютерных расчетов, однако чаще передаточной используется в теоретических исследованиях.

3.4.3. Уточнение базовых моделей Эберса - Молла

Рассмотренные выше базовые варианты моделей можно уточнить.

Во-первых, следует учесть влияние объемных сопротивлений областей базы r'_B и коллектора r'_K . Сопротивление сильно легированного эмиттера мало и не учитывается.

Во-вторых, для описания динамических эффектов необходимо добавить емкости эмиттерного $C_Э$ и коллекторного C_K переходов; в общем случае барьерные и диффузионные ($C_Э = C_{ЭБ} + C_{Эдиф}$; $C_K = C_{KB} + C_{Кдиф}$).

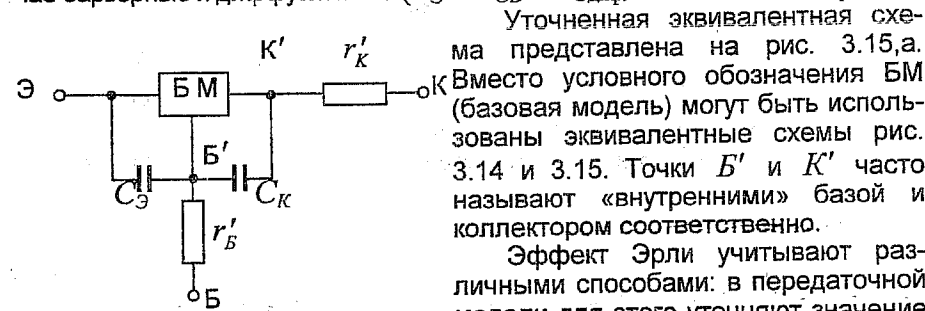


Рис. 3.15, а

Уточненная эквивалентная схема представлена на рис. 3.15, а. Вместо условного обозначения БМ (базовая модель) могут быть использованы эквивалентные схемы рис. 3.14 и 3.15. Точки Б' и К' часто называют «внутренними» базой и коллектором соответственно.

Эффект Эрли учитывают различными способами: в передаточной модели для этого уточняют значение теплового тока I_0 (см. (3.16)), а в классической – параллельно коллек-

торному переходу включают резистор r_K , имеющий величину от десятков до сотен килоом.

3.4.4. Кусочно-линейные модели транзистора

Рассмотренные выше нелинейные модели транзистора справедливы для любого режима работы. Однако, для отдельных режимов они могут быть существенно упрощены.

В активном режиме работы ($u_{ЭП} > 0$, $u_{КП} < 0$):

1. Во-первых, можно исключить элементы, описывающие инверсную составляющую тока связи (генератор αI_2).
2. Во-вторых, в качестве одного из аргументов целесообразно рассматривать входной ток транзистора (ток эмиттера в схеме ОБ и ток базы в схеме ОЭ), так как сопротивление открытого эмиттерного перехода мало, и внешняя цепь по отношению к транзистору в большинстве случаев может рассматриваться как генератор входного тока.

Рассмотрим транзистор в **схеме ОБ**, работающий в активном режиме (рис.3.16).

Если разорвать цепь эмиттера, то под действием обратного напряжения на коллекторе через коллекторный переход из коллектора в базу будет протекать обратный ток $I_{КБ0}$. Его величина приводится в справочных данных

транзистора. Подчеркнем, что ток $I_{КБ0}$ следует именно измерять, так как аналитически оценить все составляющие обратного тока невозможно (если использовать формулу, связывающую $I_{КБ0}$ и $I_{КБК}$, получаемую из уравнений Эберса - Молла, то получится очень большая ошибка).

Таким образом, при $i_Э = 0$, $i_К =$

$I_{КБ0}$.

Если теперь замкнуть цепь эмиттера, то появится ток $i_Э = E_Э / R_Э$ (задаваемый внешней цепью). Ток

эмиттера будет передаваться в коллектор с коэффициентом α . В результате получим:

$$i_К = \alpha i_Э + I_{КБ0}. \quad (3.24)$$

Напряжение на эмиттерном переходе можно вычислить с помощью (3.21). Пренебрегая малыми тепловыми токами, получаем:

$$u_{ЭП} = u_T \ln \frac{i_Э}{I_{ЭБК}}. \quad (3.25)$$

Эквивалентная схема транзистора для активного режима приведена

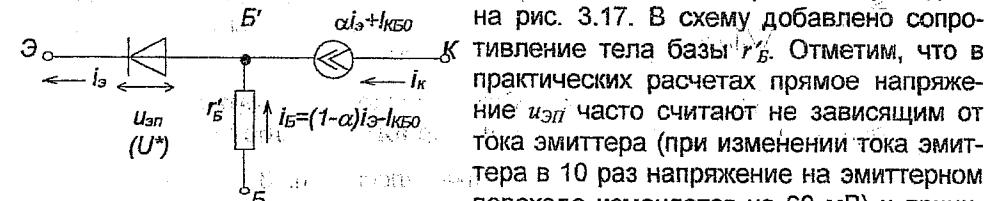


Рис. 3.17

на рис. 3.17. В схему добавлено сопротивление тела базы $r'_Б$. Отметим, что в практических расчетах прямое напряжение $u_{ЭП}$ часто считают не зависящим от тока эмиттера (при изменении тока эмиттера в 10 раз напряжение на эмиттерном переходе изменяется на 60 мВ) и принимают $u_{ЭП} \approx U^*$, где U^* - пороговое напряжение перехода. Для кремниевых транзисторов $U^* \approx 0,6-0,8$ В. Током $I_{КБ0}$ для кремниевых транзисторов пренебрегают.

Для включения ОЭ в качестве входного тока рассматривается ток базы. Учитывая, что $i_Э = i_К + i_Б$, исключим ток $i_Э$ из выражения (3.24) $i_К = \alpha(i_К + i_Б) + I_{КБ0}$, тогда

$$i_K = \frac{\alpha}{1-\alpha} i_B + \frac{I_{KB0}}{1-\alpha} = \beta \cdot i_B + I_{KЭ0}. \quad (3.26)$$

$I_{KЭ0} \approx \beta I_{KB0}$ — называется сквозным тепловым током транзистора. Это ток между эмиттером и коллектором при оборванном выводе базы.

Для вычисления напряжения на эмиттерном переходе используем (3.25). Считая, что $i_B \approx (1-\alpha)i_E$, получим:

$$u_{ЭП} = u_T \ln \frac{i_B}{(1-\alpha)I_{ЭБК}} = u_T \ln \frac{(\beta+1)i_B}{I_{ЭБК}}. \quad (3.27)$$

Эквивалентная схема для включения с общим эмиттером приведена на рис. 3.18.

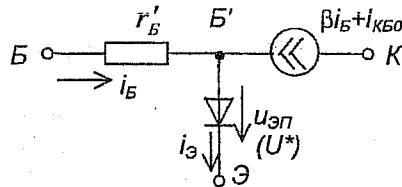


Рис. 3.18

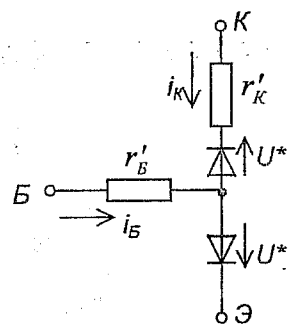


Рис. 3.19

В режиме насыщения ($u_{ЭП} > 0$, $u_{КП} > 0$) заданными внешними цепями считают токи транзистора i_B и i_K (режим насыщения рассмотрим только при включении по схеме ОЭ). Напряжения на электродах $u_{БЭ \text{ нас}}$ и $u_{КЭ \text{ нас}}$ рассчитываются с помощью эквивалентной схемы рис. 19. Обозначая алгебраическую сумму напряжений на эмиттерном и коллекторном переходах транзистора $\Delta U^* \approx 0,1$ В получим

$$\begin{cases} u_{КЭ \text{ нас}} = \Delta U^* + i_K r'_K, \\ u_{БЭ \text{ нас}} = U^* + i_B r'_Б. \end{cases} \quad (3.28)$$

Таким образом, для отдельных режимов работы могут быть использованы существенно более простые модели.

3.5. Статические характеристики биполярного транзистора

Как уже отмечалось в п. 3.1, транзистор в электрических схемах используется в качестве четырехполюсника, характеризующегося четырьмя величинами: входным и выходным напряжениями и входным и выходным токами (u_{BX} , u_{BLY} , i_{BX} , i_{BLY}). Функциональные зависимости между этими величинами называются **статическими характеристиками транзистора**. Чтобы установить функциональные связи между указанными величинами, необходимо две из них взять в качестве независимых переменных, а две оставшиеся выразить в виде функций этих независимых переменных. Как правило, применительно к биполярному транзистору в качестве независимых переменных выбирают

входной ток и выходное напряжение. В этом случае входное напряжение и выходной ток выражаются следующим образом:

$$\begin{cases} u_{BX} = F_1(i_{BX}, u_{BLY}), \\ i_{BLY} = F_2(i_{BX}, u_{BLY}). \end{cases} \quad (3.29)$$

На практике удобнее использовать функции одной переменной. Для перехода к таким функциям необходимо вторую переменную, называемую в этом случае **параметром характеристики**, поддерживать постоянной. В результате получаются четыре типа характеристик транзистора:

– входная характеристика:

$$u_{BX} = f_1(i_{BX})|_{u_{BLY} = \text{const}} \quad (3.31)$$

– характеристика обратной передачи (связи) по напряжению:

$$u_{BX} = f_2(u_{BLY})|_{i_{BX} = \text{const}} \quad (3.32)$$

– характеристика (прямой) передачи тока, называемая также управляющей или передаточной характеристикой:

$$i_{BLY} = f_3(i_{BX})|_{u_{BLY} = \text{const}} \quad (3.33)$$

– выходная характеристика:

$$i_{BLY} = f_4(u_{BLY})|_{i_{BX} = \text{const}} \quad (3.34)$$

Статические характеристики транзистора могут задаваться соответствующими аналитическим выражениями, а могут быть представлены графически. Несколько характеристик одного типа, полученные при различных значениях параметра, образуют **семейство характеристик**. Семейства входных и выходных характеристик транзистора считаются основными и приводятся в справочниках, с их помощью легко могут быть получены два других семейства характеристик.

В различных схемах включения транзистора в качестве входных и выходных токов и напряжений выступают токи, протекающие в цепях различных областей, и напряжения, приложенные между различными областями. Поэтому конкретный вид статических характеристик зависит от схемы включения транзистора. Рассмотрим статические характеристики транзистора в наиболее распространенных схемах ОБ и ОЭ.

3.5.1. Статические характеристики в схеме ОБ

В схеме ОБ (см. рис. 3.3,а) входным током является ток эмиттера i_E , а выходным — ток коллектора i_K , соответственно, входным напряжением является напряжение $u_{ЭБ}$, а выходным — напряжение $u_{КБ}$.

Входная характеристика в схеме ОБ представляет собой зависимость $u_{ЭБ} = f_1(i_E)|_{u_{КБ} = \text{const}}$. Однако, реально в справочниках приводится

обратная зависимость $i_3 = \varphi_1(u_{ЭБ})|_{u_{КБ}=\text{const}}$. Семейство входных характеристик кремниевого п-р-п-транзистора приведено на рис. 3.20.

Выражение для идеализированной входной характеристики транзистора в активном режиме имеет вид:

$$i_3 = I_{ЭБК} \exp\left(-\frac{u_{ЭБ}}{u_T}\right), \quad (3.35)$$

где $u_{ЭБ} < 0$ – прямое напряжение на эмиттерном переходе. То есть вид входной характеристики транзистора аналогичен виду прямой ветви вольтамперной характеристики р-п-перехода.

Следует отметить, что в выражении (3.35) отсутствует зависимость тока i_3 от напряжения на коллекторном переходе $u_{КБ}$. Реально такая зависимость существует и связана она с эффектом Эрли. Как показано в п.3.3, при увеличении обратного напряжения $u_{КБ}$ сужается база транзистора, в результате чего несколько увеличивается ток эмиттера i_3 . Увеличение тока i_3 с ростом $u_{КБ}$ отражается небольшим смещением входной характеристики в сторону меньших напряжений $|u_{ЭБ}|$ – см. рис. 3.20.

Режиму отсечки формально соответствует обратное напряжение $u_{ЭБ} > 0$, хотя реально эмиттерный переход остается закрытым ($i_3 \approx 0$) и при прямых напряжениях $|u_{ЭБ}|$ меньших порогового напряжения U^* .

На практике часто используется кусочно-линейная аппроксимация входных характеристик транзистора, в соответствии с которой входной (эмиттерный) ток определяется следующим образом

$$i_3 = \begin{cases} 0 & \text{при } -u_{ЭБ} \leq U^* \\ \frac{-u_{ЭБ} - U^*}{r'_B} & \text{при } -u_{ЭБ} > U^* \end{cases}$$

где r'_B – сопротивление тела базы транзистора.

Выходная характеристика транзистора в схеме ОБ представляет собой зависимость $i_K = f(u_{КБ})|_{i_3=\text{const}}$. Семейство выходных характе-

ристик п-р-п-транзистора приведена на рис. 3.21. Выражение для идеализированной выходной характеристики в активном режиме имеет вид:

$$i_K = \alpha \cdot i_3 + I_{КБ0}. \quad (3.36)$$

В соответствие с этим выражением ток коллектора определяется только током эмиттера и не зависит от напряжения $u_{КБ}$. Реально (см. рис.3.21) имеет место очень небольшой рост i_K при увеличении обратного напряжения $u_{КБ}$, связанный с эффектом Эрли. В активном режиме характеристики практически эквидистантны (расположены на одинаковом расстоянии друг от друга), лишь при очень больших токах эмиттера из-за уменьшения коэффициента передачи тока эмиттера α эта эквидистантность нарушается, и характеристики несколько приближаются друг к другу. При $i_3 = 0$ в цепи коллектора протекает тепловой ток ($i_K = I_{КБ0}$).

В режиме насыщения на коллекторный переход подается прямое напряжение $u_{КБ}$, большее порогового значения, открывающее коллекторный переход. В структуре транзистора появляется инверсный сквозной поток электронов, движущийся из коллектора в эмиттер навстречу нормальному сквозному потоку, движущемуся из эмиттера в коллектор. Инверсный поток очень резко увеличивается с ростом $|u_{КБ}|$, в результате чего коллекторный ток уменьшается и очень быстро спадает до нуля – см. рис. 3.21.

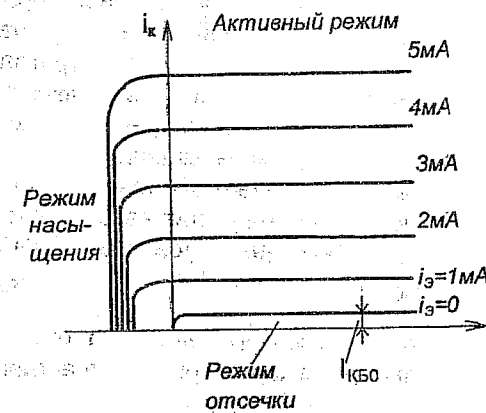


Рис. 3.21

3.5.2. Статические характеристики в схеме ОЭ

В схеме с общим эмиттером (см. рис. 3.3,б) входным током является ток базы i_B , а выходным – ток коллектора i_K , соответственно, входным напряжением является напряжение $u_{БЭ}$, а выходным – напряжение $u_{КЭ}$.

Входная характеристика в схеме ОЭ представляет собой зависимость $u_{БЭ} = f_1(i_B)|_{u_{КЭ}=\text{const}}$. Однако, реально в справочниках приводит-

ся обратная зависимость $i_B = \varphi_1(u_{БЭ})|_{u_{КЭ}=\text{const}}$. Семейство входных характеристик кремниевого п-р-п-транзистора приведено на рис. 3.22.

Выражение для идеализированной входной характеристики в активном режиме имеет вид:

$$i_B = \frac{I_{ЭБК}}{\beta + 1} \exp \frac{u_{БЭ}}{u_T} \quad (3.37)$$

где $u_{БЭ}$ - прямое напряжение на эмиттерном переходе. Так же, как и в схеме ОБ, входная характеристика имеет вид, характерный для прямой ветви ВАХ р-п-перехода (см. рис. 3.22), однако, входной ток i_B здесь в $(\beta + 1)$ раз меньше, чем в схеме ОБ. Экспоненциальный рост тока базы при увеличении $u_{БЭ}$ связан с увеличением инжекции электронов в базу и соответствующим усилением их рекомбинации с дырками.

В выражении (3.37) отсутствует зависимость тока i_B от напряжения $u_{КЭ}$. Реально эта зависимость имеет место, она связана с эффектом Эрли. Как показано в разд. 3.3, с ростом обратного напряжения на коллекторном переходе сужается база транзистора, в результате чего уменьшается рекомбинация носителей в базе и, соответственно, уменьшается ток базы. Снижение тока базы с ростом $u_{КЭ}$ отражается небольшим смещением характеристик в область больших напряжений $u_{БЭ}$ - см. рис. 3.22.

При $u_{КЭ} < u_{БЭ}$ открывается коллекторный переход, и транзистор переходит в режим насыщения. В этом режиме вследствие двойной инжекции в базу накапливается большой избыточный заряд электронов, их рекомбинация с дырками усиливается, и ток базы резко возрастает - см. рис. 3.22.

Выходная характеристика в схеме ОЭ представляет собой зависимость $i_K = f_2(u_{КЭ})|_{i_B = \text{const}}$. Семейство выходных характеристик п-р-п-транзистора приведено на рис. 3.23. Выражение для идеализированной выходной характеристики в активном режиме имеет вид:

$$i_K = \beta \cdot i_B + I_{КЭ0} \quad (3.38)$$

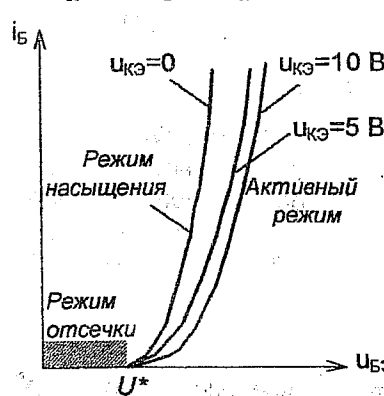


Рис. 3.22

Особенностью выходной характеристики транзистора в схеме с общим эмиттером по сравнению с характеристикой в схеме с общей базой, является то, что она целиком лежит в первом квадранте. Это связано с тем, что в схеме ОЭ напряжение $u_{КЭ}$ распределяется между обоими переходами, и при $u_{КЭ} < u_{БЭ}$ напряжение на коллекторном переходе меняет знак и становится прямым, в результате транзистор переходит в режим насыщения при $u_{КЭ} > 0$ (см. рис. 3.23). В режиме насыщения характеристики сливаются в одну линию, то есть ток коллектора не зависит от тока базы.

Так же, как и в схеме ОБ, идеализированная характеристика в активном режиме не зависит от напряжения $u_{КЭ}$. Реально имеет место заметный рост тока i_K с ростом $u_{КЭ}$ (см. рис. 3.23), связанный с эффектом Эрли. Этот рост выражен значительно сильнее, чем в схеме ОБ в связи с более резкой зависимостью от напряжения на коллекторном переходе коэффициента передачи тока базы β по сравнению с коэффициентом передачи тока эмиттера α . Также более резкой зависимостью β от тока эмиттера i_E , соответственно, от тока базы объясняется практическое отсутствие эквидистантности характеристик.

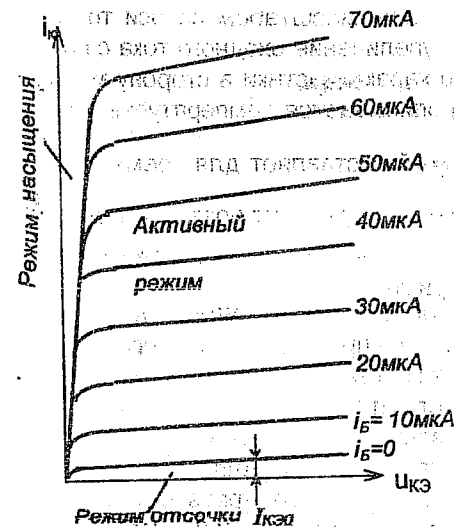


Рис. 3.23

В режиме насыщения часто используется линейная аппроксимация выходных характеристик транзистора, в соответствии с которой

$$i_{K \text{ нас}} = \frac{u_{КЭ}}{r_{K \text{ нас}}}, \text{ где } r_{K \text{ нас}} - \text{выходное сопротивление транзистора в режиме насыщения, определяемое (в основном) сопротивлением тела коллектора } r_K.$$

ное сопротивление транзистора в режиме насыщения, определяемое (в основном) сопротивлением тела коллектора r_K .

3.6. Влияние температуры на работу биполярного транзистора

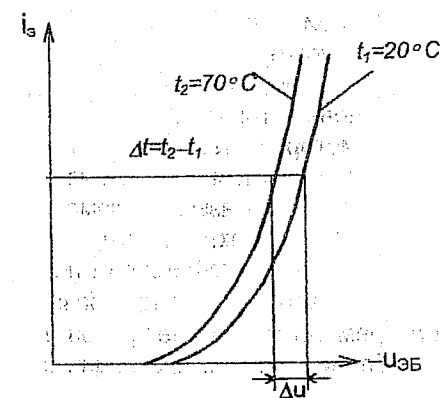


Рис. 3.24

Влияние температуры на работу биполярного транзистора обусловлено тремя физическими факторами: уменьшением потенциальных барьеров в переходах, увеличением тепловых токов переходов и увеличением коэффициентов передачи токов с ростом температуры.

Уменьшение потенциального барьера ϕ_K с ростом температуры также, как и в изолированном переходе, (см. раздел 2) приводит к усилению инжекции, в результате чего увеличивается входной

ток транзистора. На рис. 3.24 приведены входные характеристики транзистора в схеме с общей базой, полученные при различных температурах (заметим, что входные характеристики в схеме ОЭ при различных температурах выглядят аналогично и отличаются лишь масштабом по оси токов, так как $i_K \gg i_B$). Как видно из рисунка 3.24, увеличение входного тока с ростом температуры эквивалентно смещению характеристики в сторону меньших входных напряжений. Это смещение описывается температурным коэффициентом напряжения $\varepsilon_u = \frac{\Delta u}{\Delta t}$, который составляет для кремниевых транзисторов $\varepsilon_u = -(1-3)$ мВ/град. Этот же коэффициент позволяет определить изменение порогового напряжения U^* при использовании кусочно-линейной аппроксимации входных характеристик.

Увеличение тепловых токов переходов с ростом температуры, подробно рассмотренное в разделе 2, описывается приводимыми в справочниках температурными зависимостями токов $I_{КБ0}$ и $I_{ЭБ0}$. Типовые зависимости токов $I_{КБ0}$ и $I_{ЭБ0}$ от температуры для кремниевого маломощного транзистора приведены на рис. 3.25. Использование логарифмического масштаба по оси ординат позволило представить экспоненциальную зависимость токов от температуры в линейном виде. Как видно

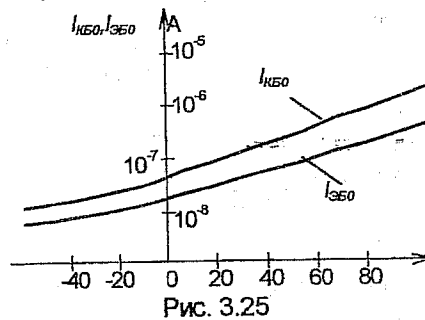


Рис. 3.25

из рисунка, в рабочем интервале температур транзистора ($-60^\circ \dots +80^\circ \text{C}$) токи $I_{КБ0}$ и $I_{ЭБ0}$ могут изменяться на 1...2 порядка. Следует заметить,

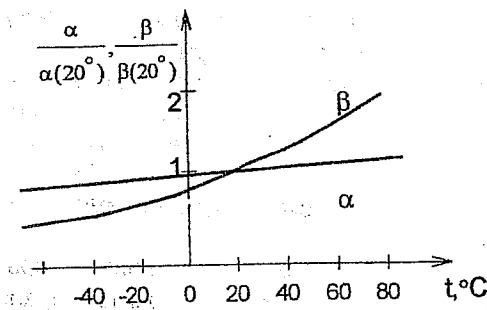


Рис. 3.26

β с ростом температуры обусловлено ростом времени жизни электронов в базе (см. раздел 1.5) и соответствующим ослаблением их рекомбинации с

что отмеченный рост тепловых токов заметно сказывается на выходных характеристиках лишь германиевых транзисторов, что связано с относительно большой величиной самих тепловых токов. В кремниевых транзисторах тепловые токи очень малы, поэтому их изменение с температурой не оказывает заметного влияния на характеристики.

Увеличение коэффициента передачи тока эмиттера α и тока базы

дырками. На рис. 3.26 приведены типичные температурные зависимости коэффициентов α и β , нормированных к значениям, полученным при комнатной температуре ($t = 20^\circ \text{C}$). Из рисунка видно, что если изменение α с температурой выражено очень слабо (в рабочем интервале температур оно не превышает нескольких процентов), то изменение β может достигать нескольких сотен процентов.

Сказанное выше иллюстрируют приведенные на рис. 3.27 выходные характеристики транзистора в схемах ОБ и ОЭ, полученные при различных температурах. Как видно из рисунка, увеличение температуры приводит к смещению (дрейфу) характеристик в сторону более высоких токов коллектора. При этом в схеме ОБ при фиксированном токе эмиттера $\Delta i_K = \Delta \alpha i_E$ температурный дрейф характеристик выражен довольно слабо, что объясняется слабой температурной зависимостью коэффициента передачи тока эмиттера α — см. рис. 3.26.

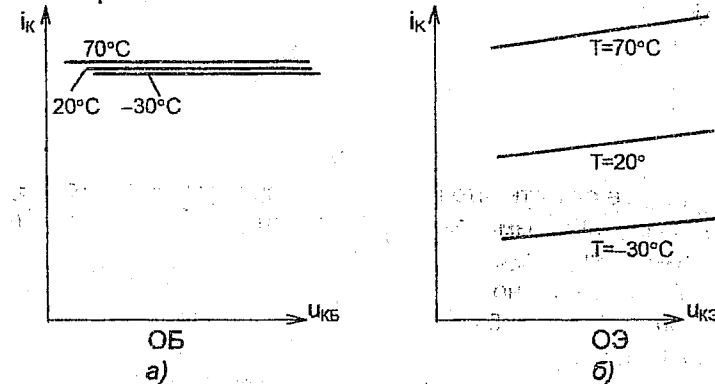


Рис. 3.27

У характеристик для схемы ОЭ, снимаемых при $i_E = \text{const}$, в связи с сильной температурной зависимостью коэффициента передачи тока базы β температурный дрейф очень велик — изменение тока коллектора $\Delta i_K = \Delta \beta i_E$ может достигать несколько десятков и даже сотен процентов (см. рис. 3.27, б).

Температурная нестабильность характеристик транзистора в схеме ОЭ требует специальных мер по стабилизации рабочей точки. На рис. 3.28 приведены три типовые схемы задания режима работы транзистора по постоянному току. В схеме, приведенной на рис. 3.28, а, внешние элементы задают ток базы:

$$I_B \approx \frac{E_K - U^*}{R_B} \quad \text{и} \quad I_K = \beta \cdot I_B + I_{КЭ0}.$$

Отсюда можно записать выражение для расчета коллекторного тока:

$$I_K = \beta \frac{E_K}{R_B} - \beta \frac{U^*}{R_B} + I_{KЭ0} \quad (3.39)$$

Оценим изменение тока I_K при изменении температуры на 20°C . Будем полагать $E_K = 10\text{ В}$, $R_B = 100\text{ кОм}$, $\beta(20^\circ\text{C}) = 100$, $U^*(20^\circ\text{C}) = 0.7\text{ В}$ и $I_{KЭ0}(20^\circ\text{C}) = 5\text{ мкА}$, откуда $I_K(20^\circ\text{C}) = 9.305\text{ мА}$.

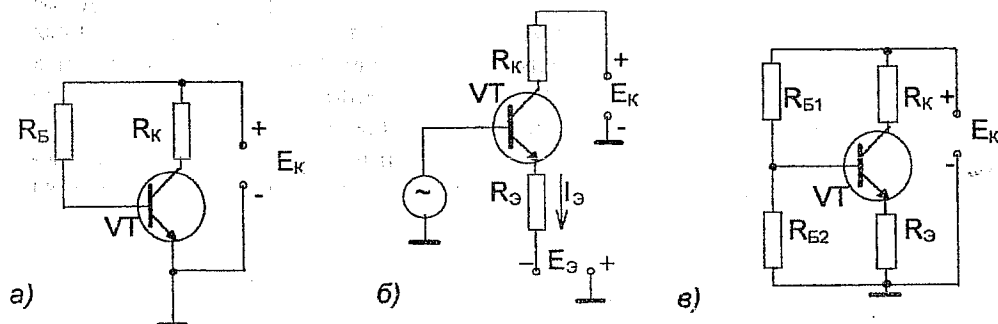


Рис. 3.28

Будем также считать, что изменение β при изменении температуры на 20°C составляет 50%, изменение U^* определяется коэффициентом $\varepsilon_u = -2\text{ мВ/град}$, изменение $I_{KЭ0}$ определяется температурой его удвоения $T^* = 5^\circ\text{C}$. Тогда несложно определить значения β , U^* и $I_{KЭ0}$ при $t^* = 40^\circ\text{C}$: $\beta(40^\circ\text{C}) = 150$, $U^*(40^\circ\text{C}) = 0.66\text{ В}$ и $I_{KЭ0}(40^\circ\text{C}) = 160\text{ мкА}$. В результате ток $I_K(40^\circ\text{C}) = 14.17\text{ мА}$, то есть ток I_K изменился на 52,3 % и основной вклад в это изменение внес коэффициент передачи тока базы β . Расчет показывает, что эта схема обладает низкой температурной стабильностью.

В схеме, приведенной на рис. 3.28,б, внешние элементы задают ток эмиттера $I_Э = \frac{E_Э - U^*}{R_Э} \approx \frac{E_Э}{R_Э}$ и $\Delta I_K = \Delta \alpha I_Э$. В этой схеме изменение

тока I_K целиком определяется изменением коэффициента передачи тока эмиттера α , которое при изменении температуры на 20°C не превышает 1% - см. рис. 3.26. Таким образом, в данной схеме обеспечивается высокая температурная стабильность (как в схеме ОБ), правда достигается она за счет использования дополнительного источника питания. Следует заметить, что указанная схема представляет собой по переменному току - схему ОЭ, а по постоянному току - схему ОБ. Третья схема (см. рис. 3.28,в) занимает промежуточное по термостабильности положение между двумя первыми схемами. В этой схеме фиксируется напряжение $U_{БЭ}$ и при рациональном выборе $R_{Б1}$, $R_{Б2}$ и $R_Э$ температурная стабильность всего в 2 - 3 раза хуже, чем во второй схеме, но на порядок лучше, чем в первой.

3.7. Пробой биполярного транзистора

Физические причины, вызывающие пробой переходов транзистора, те же, что и в полупроводниковом диоде (см. раздел 2.4). В то же время пробой переходов в транзисторах имеет определенную специфику, связанную с взаимодействием переходов и проявляющуюся главным образом в схеме с общим эмиттером, где напряжение $U_{КЭ}$ прикладывается к обоим переходам.

В схеме ОБ напряжение лавинного пробоя коллекторного перехода $U_{КБ0\text{ проб}}$ близко к напряжению пробоя изолированного перехода. Эмиттерный переход, как правило, работает при прямом смещении и его пробивное напряжение не представляет интереса, однако следует иметь в виду, что из-за сильного легирования эмиттера напряжение пробоя эмиттерного перехода мало - несколько вольт.

В схеме ОЭ условия возникновения лавинного пробоя очень сильно зависят от режима базовой цепи. В случае, когда ток базы не ограничен (сопротивление в цепи базы $R_B \rightarrow 0$) пробой коллекторного перехода происходит так же, как и в схеме ОБ, и возникает при напряжении $U_{КЭК\text{ проб}}$, несколько меньшем, чем напряжение пробоя в схеме ОБ $U_{КБ0\text{ проб}}$ (небольшое отличие $U_{КЭК\text{ проб}}$ от $U_{КБ0\text{ проб}}$ связано с влиянием сопротивления тела базы r'_B , которое невозможно «закоротить»). При фиксированном токе базы, когда базовая цепь питается от источника тока ($R_B \rightarrow \infty$), проявляется механизм положительной обратной связи, снижающей пробивное напряжения. Его суть состоит в том, что образующиеся в переходе в результате ударной ионизации пары носителей заряда разделяются полем перехода: электроны уходят на коллектор, увеличивая его ток, а дырки скапливаются в базе, увеличивая ее потенциал и снижая потенциальный барьер в эмиттерном переходе. В результате увеличивается инжекция электронов из эмиттера в базу и растет коллекторный ток. Соответственно уменьшается пробивное напряжение. Наиболее сильно накопление дырок в базе происходит при отсутствии базового тока ($I_B = 0$), что соответствует разомкнутой цепи базы ($R_B = \infty$). В этом режиме пробивное напряжение $U_{КЭ0\text{ проб}}$ оказывается в несколько раз ниже, чем в схеме ОБ, и определяется выражением:

$$U_{КЭ0\text{ проб}} = U_{КБ0\text{ проб}} \sqrt{1 - \alpha} \quad (3.40)$$

где $b = 2 \dots 6$ - коэффициент, зависящий от материала, из которого изготовлен транзистор. В связи с сильным уменьшением пробивного напряжения запрещается эксплуатация транзистора с разомкнутой базовой цепью.

На рис. 3.29 для схемы ОЭ приведены выходные характеристики транзистора в режиме пробоя. Помимо рассмотренных выше пробивных напряжений $U_{КЭК\text{ проб}}$ и $U_{КЭ0\text{ проб}}$ на рисунке показано напряжение $U_{КЭР\text{ проб}}$.

соответствующее некоторому конкретному сопротивлению R_B , включенному в цепь базы и определяющему ее ток. Из рисунка видно, что $U_{KЭ0 \text{ проб}} < U_{KЭR \text{ проб}} < U_{KЭК \text{ проб}}$. Для увеличения напряжения пробоя коллекторного перехода степень легирования коллектора стараются выбирать достаточно низкой.

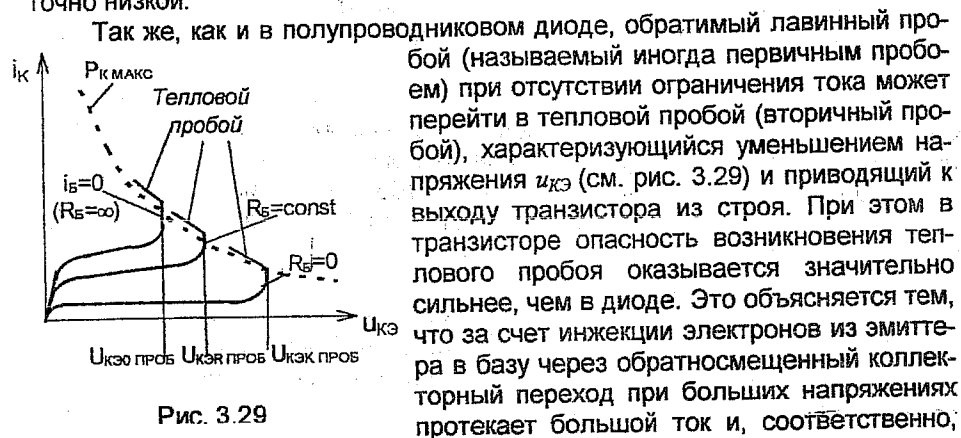


Рис. 3.29

велика мощность, рассеиваемая в переходе. Тепловой пробой наступает в том случае, когда рассеиваемая на коллекторе мощность $P_K = u_{KЭ} i_K$ превышает максимально допустимую рассеиваемую мощность $P_{K \text{ МАКС}}$. Гипербола, соответствующая допустимой мощности, показана пунктиром на рис. 3.29.

Кроме лавинного и теплового пробоя в транзисторах с очень узкой базой возникает специфический для транзисторной структуры вид пробоя, называемый эффектом смыкания. Он связан с эффектом Эрли и заключается в том, что при очень большом обратном напряжении коллекторный переход, расширяясь, заполняет всю базовую область и смыкается с эмиттерным переходом.

3.8. Применение биполярных транзисторов для усиления электрических сигналов

3.8.1. Усилительный каскад на биполярном транзисторе

Усилительный каскад должен содержать нелинейный управляющий элемент (транзистор или лампу), источник электрической энергии и вспомогательные элементы. Во входную цепь включается источник сигнала, а в выходную - нагрузка. В дальнейшем будем описывать источник сигнала в виде генератора с напряжением e_T и внутренним сопротивлением R_T , а нагрузку - резистором R_H (в ряде случаев нагрузка может быть включена вместо резистора R_K).

На рис. 3.30 приведена схема усилительного каскада с ОЭ. Полярность источника питания E_K обеспечивает работу транзистора в **активном** режиме. Резисторы R_B и R_K задают требуемые постоянные составляющие токов в цепях транзистора и постоянные напряжения на его электродах - **рабочую точку транзистора**. От выбора рабочей точки зависит усиление каскада, КПД, искажения сигнала. Для того, чтобы источник сигнала и нагрузка не влияли на режим работы транзистора по постоянному току, включены разделительные конденсаторы C_{P1} и C_{P2} , имеющие в рабочем диапазоне частот малые сопротивления. В рассматриваемой схеме постоянные составляющие токов и напряжений определяются следующими выражениями:

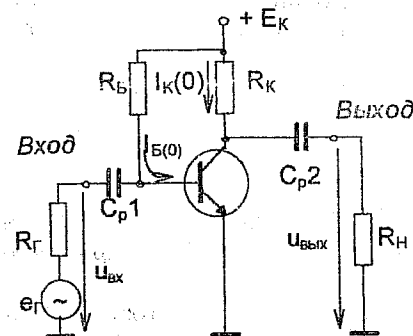


Рис. 3.30

деляются следующими выражениями:

$$I_B(0) = \frac{E_K - U^*}{R_B} \approx \frac{E_K}{R_B}; \quad (3.41)$$

$$I_K(0) = \beta I_B(0);$$

$$U_{KЭ}(0) = E_K - I_K(0)R_K \approx E_K - \beta I_B(0)R_K \quad (3.42)$$

где U^* - пороговое напряжение на открытом эмиттерном переходе транзистора. Тепловые токи считаются пренебрежимо малыми.

3.8.2. Графический расчет усилительного каскада

Будем считать, что источник сигнала по отношению к транзистору является генератором тока $i_T \approx I_{Tm} \sin \omega t$, где $I_{Tm} = E_{Tm}/R_T$. Тогда полный входной ток транзистора можно считать известным:

$$i_B = I_B(0) + I_{Tm} \sin \omega t. \quad (3.43)$$

Сопротивление нагрузки будем считать большим $R_H \gg R_K$.

Для описания работы транзистора воспользуемся семейством выходных характеристик (рис. 3.31) $i_K = f(i_B, u_{KЭ})$.

Учитывая, что характеристика резистора R_K подчиняется закону Ома,

получим: $i_K = \frac{E_K - u_{KЭ}}{R_K}$, где $(E_K - u_{KЭ})$ - падение напряжения на резисторе R_K . Это уравнение называется уравнением **нагрузочной линии**. Ее график имеет вид прямой линии, проходящей через точку E_K на оси абс-

цисс и через точку E_K/R_k на оси ординат. Чем меньше R_K , тем более круто проходит нагрузочная линия.

Поскольку через транзистор и R_K протекает один и тот же ток i_K , то его величина и напряжение $u_{KЭ}$ могут быть найдены путем решения системы уравнений:

$$\begin{cases} i_K = f(i_B, u_{KЭ}) \\ i_K = \frac{E_K - u_{KЭ}}{R_K} \end{cases} \quad (3.44)$$

Эта система уравнений может быть решена графически, путем нахождения точек пересечения нагрузочной линии с графиками выходных характеристик транзистора.

Для определения параметров режима по постоянному току примем $e_{\Gamma} = 0$. Тогда значения постоянной составляющей тока коллектора $I_K(0)$ и напряжения $U_{KЭ}(0)$ определяются пересечением нагрузочной линии и статической характеристики транзистора, снятой при $i_B = I_B(0)$, - см. рис. 3.31,

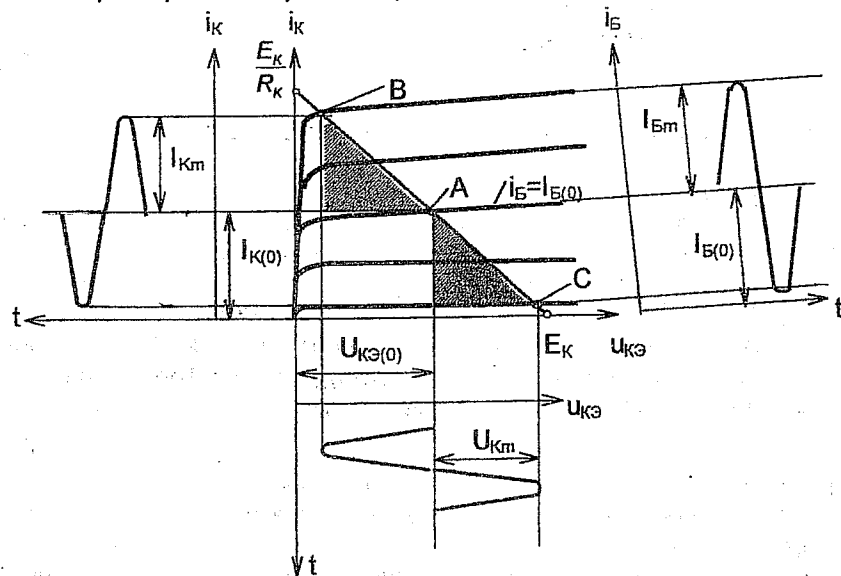


Рис. 3.31

точка А.

При подаче на вход каскада напряжения e_{Γ} ток базы будет изменяться относительно $I_B(0)$ по синусоидальному закону с амплитудой $I_{Bм} = \frac{E_{\Gamma м}}{R_{\Gamma}}$ и рабочая точка будет перемещаться по нагрузочной линии между точками В

и С. Соответственно будет изменяться ток коллектора с амплитудой $I_{Kм}$ около значения $I_K(0)$ и напряжение на коллекторе с амплитудой $U_{KЭ}$ около значения $U_{KЭ}(0)$. При этом ток коллектора i_K будет находиться в фазе с током базы i_B , а выходное напряжение $u_{KЭ}$ в противофазе.

(Увеличению тока базы соответствует увеличение тока коллектора и уменьшение напряжения на коллекторе, см. рис. 3.31).

Для определения входного напряжения $u_{BЭ}$ необходимо воспользоваться входной характеристикой транзистора $i_B = f(u_{BЭ})$ при $u_{KЭ} = U_{KЭ}(0)$, приведенной на рис. 3.32. Строго говоря, при больших $U_{KЭ}$ может потребоваться семейство входных характеристик, снятых при различных

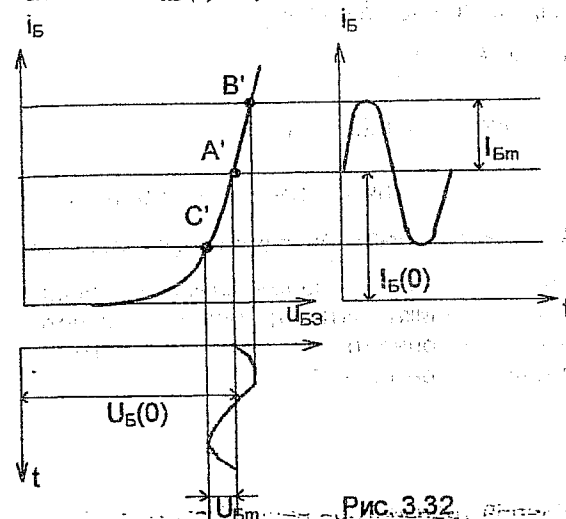


Рис. 3.32

ных $u_{KЭ}$, но, как правило, влиянием $u_{KЭ}$ на входной ток можно пренебречь и использовать только одну характеристику. Постоянному току $I_B(0)$ соответствует постоянное напряжение $U_{BЭ}(0)$. При изменении тока базы с амплитудой $I_{Bм}$ входное напряжение изменяется с амплитудой $U_{BЭм}$. Обратим внимание на то, что выходное напряжение в данном каскаде (ОЭ) противофазно входному.

Определив с помощью графических построений амплитуды входных и выходных сигналов

$$U_{BЭм} = U_{BЭ}, I_{BЭм} = I_{BЭ}, U_{BЭ(0)} = U_{BЭ(0)}, I_{BЭ(0)} = I_{BЭ(0)}$$

можно рассчитать основные параметры усилительного каскада:

$$K_U = \frac{U_{BЭм}}{U_{BЭ(0)}} - \text{коэффициент усиления по напряжению};$$

$$K_I = \frac{I_{BЭм}}{I_{BЭ(0)}} - \text{коэффициент усиления по току};$$

$$K_P = \frac{P_{BЭ}}{P_{BЭ(0)}} = K_U K_I - \text{коэффициент усиления по мощности};$$

$$R_{BЭ} = \frac{U_{BЭ(0)}}{I_{BЭ(0)}} - \text{входное сопротивление};$$

$$R_{\text{ВЫХ}} = \frac{U_{\text{ВЫХ м.х.х.}}}{I_{\text{ВЫХ м.к.з.}}} - \text{выходное сопротивление,}$$

где $U_{\text{ВЫХ м.х.х.}}$ - выходное напряжение при $R_H \rightarrow \infty$,

$I_{\text{ВЫХ м.к.з.}}$ - выходной ток при $R_H = 0$;

$$\eta = \frac{P_{\text{ВЫХ}}}{P_0} - \text{коэффициент полезного действия,}$$

где $P_0 = I_K(0)E_K$ - потребляемая от источника питания мощность.

3.9. Малосигнальные параметры и схемы замещения транзистора

В общем случае транзистор представляет собой активный (способный преобразовывать энергию источника сигнала) нелинейный четырехполюсник (рис. 3.33,а). Его можно описать семействами характеристик - нелинейными функциями двух переменных.

$$\begin{cases} u_1 = f_2(i_1, u_2), \\ i_2 = f_1(i_1, u_2). \end{cases} \quad (3.45)$$

В зависимости от схемы включения транзистора величинам i_1 , i_2 , u_1 , u_2 соответствуют те или иные реальные токи и напряжения.

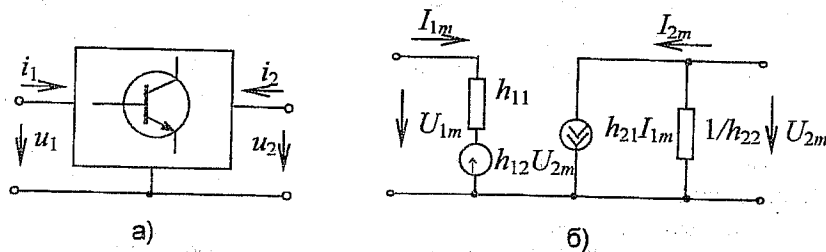


Рис. 3.33

Однако на практике часто приходится сталкиваться с задачей усиления **малых сигналов**. В этом случае на постоянные составляющие токов $I(0)$ и напряжений $U(0)$ (определяющих рабочую точку транзистора) наложены малые переменные сигналы $\Delta i(t)$, $\Delta u(t)$ или:

$$\begin{aligned} i_1 &= I_1(0) + \Delta i_1(t) ; & u_1 &= U_1(0) + \Delta u(t) ; \\ i_2 &= I_2(0) + \Delta i_2(t) ; & u_2 &= U_2(0) + \Delta u(t). \end{aligned} \quad (3.46)$$

Связи между малыми приращениями **линейны** и определяются **полными дифференциалами функций** f_1 и f_2 :

$$\begin{cases} \Delta u_1 = \frac{\partial u_1}{\partial i_1} \Delta i_1 + \frac{\partial u_1}{\partial u_2} \Delta u_2 \\ \Delta i_2 = \frac{\partial i_2}{\partial i_1} \Delta i_1 + \frac{\partial i_2}{\partial u_2} \Delta u_2 \end{cases} \quad (3.47)$$

Частные производные перед независимыми переменными обозначим символами h_{11} , h_{12} , h_{21} , h_{22} и будем называть h -параметрами транзистора. (В зависимости от схемы включения в обозначения добавляется индекс, например, $h_{11Э}$ или $h_{11Б}$ или $h_{11К}$). Зададим приращения токов и напряжений в виде малых гармонических колебаний. Тогда уравнения (3.47) можно записать:

$$\begin{cases} U_{1m} = h_{11} I_{1m} + h_{12} U_{2m} \\ I_{2m} = h_{21} I_{1m} + h_{22} U_{2m} \end{cases} \quad (3.48)$$

Уравнениям (3.48) соответствует эквивалентная схема (рис. 3.33,б). Из (3.48) вытекают смысл и наименование h -параметров:

$$h_{11} = \left. \frac{U_{1m}}{I_{1m}} \right|_{U_{2m}=0} - \text{входное сопротивление транзистора при коротком}$$

замыкании на выходе для переменной составляющей тока;

$$h_{12} = \left. \frac{U_{1m}}{U_{2m}} \right|_{I_{1m}=0} - \text{коэффициент обратной связи по напряжению}$$

при разомкнутом входе для переменной составляющей тока;

$$h_{21} = \left. \frac{I_{2m}}{I_{1m}} \right|_{U_{2m}=0} - \text{дифференциальный коэффициент передачи тока}$$

при коротком замыкании на выходе для переменной составляющей;

$$h_{22} = \left. \frac{I_{2m}}{U_{2m}} \right|_{I_{1m}=0} - \text{выходная проводимость транзистора при ра-}$$

зомкнутом входе для переменной составляющей тока.

На высоких частотах между переменными составляющими токов и напряжений появляются фазовые сдвиги и параметры становятся комплексными.

При этом (3.48) записываются в виде:

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 &= H_{11} \dot{I}_1 + H_{12} \dot{U}_2 ; \\ \dot{I}_2 &= H_{21} \dot{I}_1 + H_{22} \dot{U}_2 . \end{aligned} \quad (3.49)$$

3.9.1. Определение h -параметров по характеристикам

Низкочастотные значения h -параметров транзистора можно найти с помощью семейств входных и выходных характеристик.

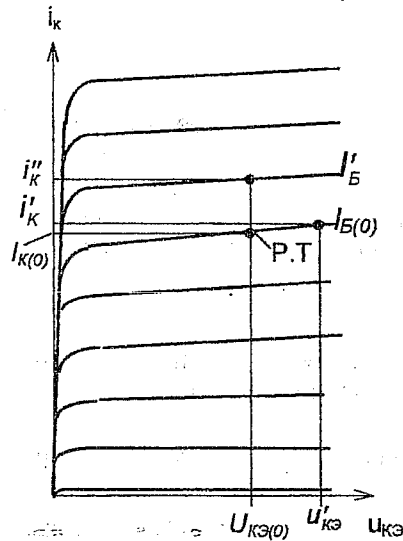


Рис. 3.34

Параметры h_{22} и h_{21} определяют по выходным характеристикам (рис. 3.34).

$$h_{22} = \left. \frac{\Delta i_K}{\Delta u_{KЭ}} \right|_{i_B = \text{const}}$$

Условие $i_B = \text{const}$ эквивалентно равенству нулю переменной составляющей $I_{Бм}$. По характеристикам определяем

$$\Delta i_K = I_K' - I_K(0);$$

$$\Delta u_{KЭ} = U_{KЭ}' - U_{KЭ}(0).$$

Отметим, что приращения выбираются вдоль характеристики, снятой при $i_B = I_{Б(0)}$.

$$h_{21} = \left. \frac{\Delta i_K}{\Delta i_B} \right|_{u_{KЭ} = \text{const}}$$

При этом:

$$\Delta i_K = I_K'' - I_K(0);$$

$$\Delta i_B = I_B' - I_B(0).$$

Для этого:

1. Указывают на характеристиках положение рабочей точки по постоянному току, в которой определяются h -параметры.

2. Определяются малые приращения токов и напряжений относительно рабочей точки и рассчитываются h -параметры.

В качестве примера определим значения $h_{11Э}$, $h_{12Э}$, $h_{21Э}$, $h_{22Э}$ - параметров транзистора в рабочей точке, задаваемой величинами $I_{Б(0)}$, $I_{К(0)}$, $U_{БЭ}(0)$, $U_{КЭ}(0)$.

Параметры $h_{11Э}$ и $h_{12Э}$ определяются аналогично по входным характеристикам транзистора (рис. 3.35).

$$h_{11Э} = \left. \frac{\Delta u_{БЭ}}{\Delta i_B} \right|_{u_{KЭ} = \text{const}}$$

где $\Delta u_{БЭ} = U_{БЭ}' - U_{БЭ}(0)$

и $\Delta i_B = I_B' - I_B(0)$.

$$h_{12Э} = \left. \frac{\Delta u_{БЭ}}{\Delta u_{KЭ}} \right|_{i_B = \text{const}}$$

где $\Delta u_{БЭ} = U_{БЭ}(0) - U_{БЭ}''$

и $\Delta u_{KЭ} = U_{KЭ}(0) - U_{KЭ}'$.

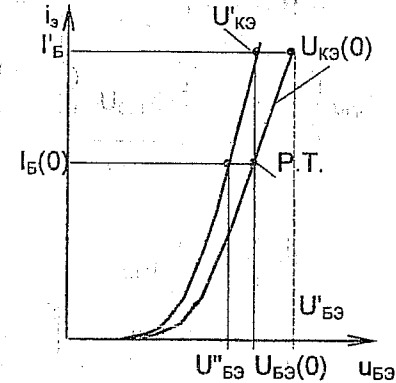


Рис. 3.35

H -параметры широко используются для анализа транзисторных схем в режиме малого сигнала, так как позволяют применять готовые формулы теории линейных четырехполюсников.

3.9.2. Y -параметры транзистора

Если в качестве независимых переменных в формулах (3.45) выбрать u_1 и u_2 , то, выполнив аналогичную линеаризацию, мы получим систему Y -параметров (все Y -параметры имеют размерность проводимости — См).

$$\dot{I}_1 = Y_{11}\dot{U}_1 + Y_{12}\dot{U}_2;$$

$$\dot{I}_2 = Y_{21}\dot{U}_1 + Y_{22}\dot{U}_2.$$

(3.50)

Y -параметрами пользуются при анализе транзисторных схем на высоких частотах.

3.9.3. Использование схем замещения транзистора для анализа усилительных каскадов в режиме малых сигналов

С помощью схем замещения транзистора легко рассчитать параметры усилительной схемы для сигналов *малой амплитуды*. Для примера проведем расчет усилительного каскада (см. рис. 3.30).

Составим малосигнальную эквивалентную схему, соответствующую схеме рис. 3.30; для этого:

1. Источник постоянного напряжения замкнем накоротко (его сопротивление переменному току близко к нулю).
2. Заменим транзистор малосигнальной схемой замещения.

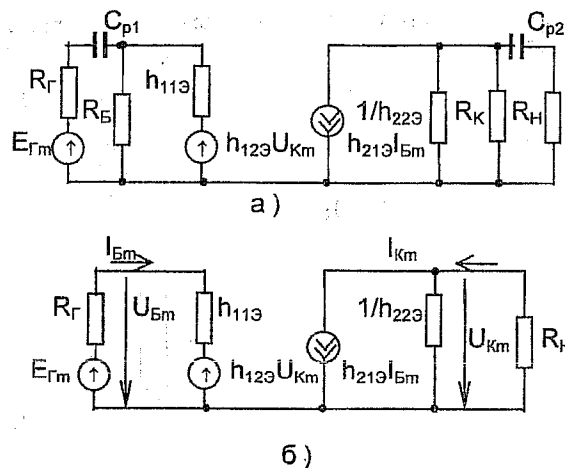


Рис. 3.36

Полученная таким образом малосигнальная эквивалентная схема усилительного каскада изображена на рис. 3.36, а. Для простоты примем, что сопротивления разделительных конденсаторов в рабочем диапазоне частот близки к нулю, а сопротивления R_B и R_K велики ($R_B \gg h_{113}$, $R_K \gg R_H$). Тогда схема упрощается и приобретает вид рис. 3.36, б. Тогда для токов и напряжений транзистора запишем:

$$\begin{cases} U_{Bm} = h_{113} I_{Bm} + h_{123} U_{Km}, \\ I_{Km} = h_{213} I_{Bm} + h_{223} U_{Km}. \end{cases} \quad (3.51)$$

Кроме того, добавим два уравнения, описывающие источник сигнала и нагрузку:

$$E_{Гм} = U_{Bm} + I_{Bm} R_G, \quad (3.52)$$

$$U_{Km} = -R_H I_{Km} \quad (3.53)$$

Из системы уравнений (3.51)...(3.53) можно получить все расчетные формулы.

$$K_U = -\frac{h_{213} R_H}{h_{113} + \Delta h R_H} \approx -\frac{h_{213} R_H}{h_{113}};$$

$$K_I = \frac{h_{213}}{1 + h_{223} R_H} \approx h_{213}; \quad (3.54)$$

$$R_{BX} = \frac{h_{113} + \Delta h R_H}{1 + h_{223} R_H} \approx h_{113};$$

$$R_{BBLX} = \frac{h_{113} + R_G}{h_{223} R_G + \Delta h} \approx \frac{1}{h_{223}},$$

где: $\Delta h = h_{223} h_{113} - h_{123} h_{213}$ — определитель матрицы h -параметров.

Отметим, что, как правило, $\Delta h R_H \ll h_{113}$; $\Delta h \ll h_{223} R_H$ и $h_{113} \ll R_G$.

Например, если: $h_{113} = 0,24 \text{ кОм}$; $h_{123} = 4,3 \cdot 10^{-4}$; $h_{213} = 45$; $h_{223} = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ См}$; $R_H = 1 \text{ кОм}$; и $R_G = 10 \text{ кОм}$, то

$$K_U = 190; K_I = 45; R_{BX} = 0,24 \text{ кОм}; R_{BBLX} = 5,5 \text{ кОм}.$$

Главное достоинство полученных с помощью схемы замещения соотношений (3.54) в том, что они справедливы для любой схемы включения транзистора (ОБ, ОЭ, ОК) и даже для любых усилительных элементов.

3.10. Малосигнальные физические эквивалентные схемы биполярного транзистора

Как и схемы замещения, малосигнальные физические (моделирующие) эквивалентные схемы предназначены для расчета **малых переменных составляющих** токов и напряжений, но элементы этих схем соответствуют структуре и физическим процессам реального транзистора. Параметры элементов физических эквивалентных схем вычисляются с помощью соотношений, вытекающих из теории транзисторов.

Наиболее распространенные физические эквивалентные схемы получают путем **линеаризации** уравнений моделей Эберса - Молла. При этом уравнения предварительно упрощают, записывая для **активного режима** (малосигнальные физические эквивалентные схемы предназначены для анализа усилительных каскадов, в которых используется активный режим работы транзистора). В данном подразделе будут рассмотрены **низкочастотные** варианты эквивалентных схем, не учитывающие инерционность физических процессов в транзисторе.

3.10.1. Схема для включения транзистора ОБ

T-образная малосигнальная эквивалентная схема приведена на рис. 3.37. Она включает:

$$r_{\text{э}} = \frac{\Delta u_{\text{эп}}}{\Delta i_{\text{э}}} = \frac{u_T}{I_{\text{э}}(0)} - \text{дифференциальное сопротивление эмиттерно-}$$

го перехода;

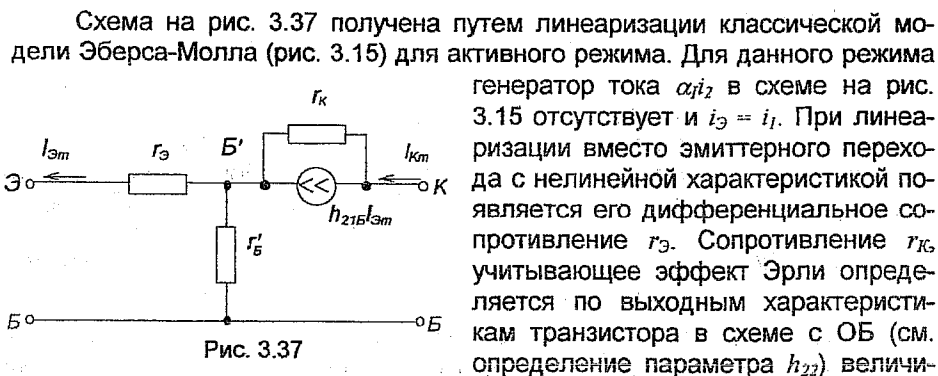
$$r'_B - \text{сопротивление тела базы};$$

$$r_K = \frac{\Delta u_{\text{кб}}}{\Delta i_K} \approx \frac{1}{h_{22B}} - \text{дифференциальное выходное сопротивление}$$

транзистора, учитывающее эффект Эрли;

$$h_{21B} = \frac{\Delta i_K}{\Delta i_{\text{э}}} - \text{дифференциальный коэффициент передачи тока в}$$

схеме с общей базой.



на r_K составляет сотни килоом и часто не учитывается. $h_{21B} \approx \alpha$ - параметр, аналогичный статическому коэффициенту передачи тока α , но для малых приращений. В практических расчетах h_{21B} часто принимают равным единице.

3.10.2. Схемы для включения транзистора с ОЭ

Схема на рис. 3.37 может быть использована и при включении транзистора с ОЭ. Для этого ток эмиттера I_{Em} надо выразить через ток базы I_{Bm} . В соответствии со схемой на рис. 3.37 для тока коллектора справедливо

$$I_{Km} = h_{21B} I_{Em} + \frac{U_{KBm}}{r_K}, \quad (3.55)$$

кроме того: $I_{Em} = I_{Bm} + I_{Km}$ тогда

$$I_{Km} = h_{21B} (I_{Bm} + I_{Km}) + \frac{U_{KBm}}{r_K} \text{ или}$$

$$I_{Km} = h_{21B} I_{Bm} + \frac{U_{KBm}}{r_K^*} \quad (3.56)$$

где $h_{21B} = \frac{h_{21B}}{1 - h_{21B}}$ - дифференциальный коэффициент передачи тока для

схемы с ОЭ; (соотношение аналогичное $\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$).

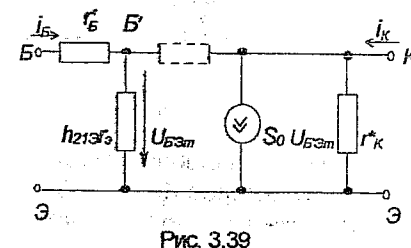
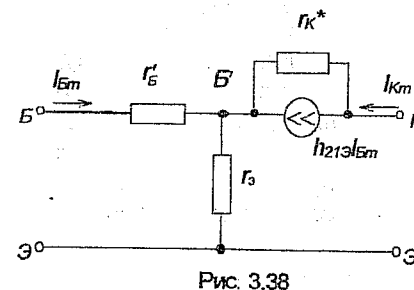
Так как $i_K \approx \beta i_B$, то

$$h_{21B} = \frac{I_{Km}}{I_{Bm}} \bigg|_{U_{KBm} = 0} = \frac{\partial i_K}{\partial i_B} = \beta \frac{\partial i_B}{\partial i_B} + i_B \frac{\partial \beta}{\partial i_B} = \beta + i_B \frac{\partial \beta}{\partial i_B} \quad (3.57)$$

Дифференциальный коэффициент передачи тока h_{21B} может отличаться от статического β на десятки процентов, но технологический разброс оказывается еще больше и в последнее время между ними часто не делают различия, считая $h_{21B} \approx \beta$.

$r_K^* = r_K (1 - h_{21B})$ - выходное сопротивление транзистора в схеме ОЭ (в десятки раз меньше, чем r_K в схеме ОБ).

С учетом выражения (3.56) Т-образная, малосигнальная эквивалент-



ная схема для включения ОЭ приобретает вид (рис. 3.38).

Для схемы с общим эмиттером часто используют и Π -образную эквивалентную схему (рис. 3.39), получаемую линеаризацией передаточной модели Эберса - Молла.

$S_0 = \frac{\alpha}{r_E} \approx \frac{1}{r_E}$ - статическая крутизна транзистора; остальные элемен-

ты соответствуют введенным ранее для Т-образных схем. Резистор, показанный пунктиром, учитывает влияние модуляции ширины базы на дополнительный ток коллекторного перехода. Он имеет порядок r_K и в практических расчетах не учитывается. Π -образная схема удобна для расчетов методом узловых потенциалов и используется, например, в компьютерных программах.

3.10.3. Сравнение усилительных свойств биполярного транзистора в различных схемах включения

Для сравнения усилительных каскадов воспользуемся малосигнальными физическими эквивалентными схемами при различных схемах включения транзистора (ОЭ, ОБ, ОК). При анализе будем полагать, что во всех схемах обеспечивается одинаковый режим по постоянному току.

Схема ОЭ. Принципиальная схема усилительного каскада и соответствующая ей малосигнальная эквивалентная схема приведены на рис. 3.30 и 3.40 соответственно. Малосигнальная эквивалентная схема усилитель-

ного каскада (схема для переменных составляющих) получена следующим образом:

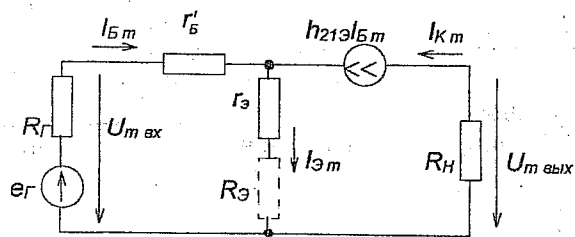


Рис. 3.40

сопротивление разделительных конденсаторов считается малым, а резисторов R_B и R_K - большим.

Из схемы следует, что коэффициент усиления по току равен

$$K_I = \frac{I_{B\Delta X m}}{I_{B m}} = \frac{I_{K m}}{I_{B m}} = h_{21 \Delta}, \text{ выходное напряжение определяется как}$$

$$U_{B\Delta X m} = -I_{K m} R_H = -h_{21 \Delta} R_H I_{B m}.$$

По второму закону Кирхгофа для входной цепи имеем

$$E_{r m} = I_{B m} (R_r + r'_B) + I_{\Delta m} r_{\Delta}.$$

Учтем, что $I_{\Delta m} = (1 + h_{21 \Delta}) I_{B m}$, тогда

$$E_{r m} = I_{B m} (R_r + r'_B) + (1 + h_{21 \Delta}) I_{B m} r_{\Delta};$$

$$I_{B m} = \frac{E_{r m}}{R_r + r'_B + (1 + h_{21 \Delta}) r_{\Delta}}. \quad (3.58)$$

Входное напряжение равно

$$U_{B X m} = I_{B m} [r'_B + (1 + h_{21 \Delta}) r_{\Delta}]. \quad (3.59)$$

Следовательно, коэффициент усиления по напряжению равен

$$K_U = \frac{U_{B\Delta X m}}{U_{B X m}} = - \frac{h_{21 \Delta} R_H}{r'_B + (1 + h_{21 \Delta}) r_{\Delta}} = - \frac{h_{21 \Delta}}{h_{11 \Delta}} R_H, \quad (3.60)$$

знак " - " показывает, что выходное напряжение противофазно входному.

Входное сопротивление равно: $R_{B X} = \frac{U_{B X m}}{I_{B X m}} = r'_B + (h_{21 \Delta} + 1) r_{\Delta}.$

а выходное сопротивление (без вывода): $R_{B\Delta X} = \frac{U_{B\Delta X m X}}{I_{B\Delta X m K \Delta}} = \frac{R_K r_K^*}{R_K + r_K^*}.$

Для повышения стабильности работы усилительного каскада в эмиттерную цепь часто включают резистор $R_{\Delta} \gg r_{\Delta}$, тогда

$$K_U \approx - \frac{R_K}{R_{\Delta}} \text{ и } R_{B X} \approx h_{21 \Delta} \cdot R_{\Delta}. \quad (3.61)$$

Аналогично можно проанализировать схемы ОБ и ОК.

Таблица 3.1

Параметр	ОЭ	ОБ	ОК
$R_{B X}$	$r'_B + h_{21 \Delta} (r_{\Delta} + R_{\Delta}) \approx h_{21 \Delta} R_{\Delta}$ сотни ом... единицы килоом	$r_{\Delta} + r'_B (1 - h_{21 \Delta})$ единицы... десятки ом	$h_{21 \Delta} R_{\Delta}$ десятки... сотни килоом
K_I	$h_{21 \Delta} = (50 \dots 300)$	$h_{21 \Delta} = (0,98 \dots 0,998)$	$h_{21 \Delta} + 1 = (50 \dots 300)$
K_U	$- h_{21 \Delta} \frac{R_H}{R_{B X}} \approx - \frac{R_H}{R_{\Delta}}$ единицы... сотни (с инверсией)	$\frac{R_H}{R_{B X}}$ десятки... сотни (без инверсии)	$\frac{R_{\Delta}}{R_{\Delta} + r_{\Delta}} \leq 1$ повторитель напряжения (без инверсии)
$R_{B\Delta X}$	$\frac{R_K r_K^*}{R_K + r_K^*}$ единицы килоом	$\frac{R_K r_K}{R_K + r_K}$ десятки килоом	$\frac{R_r}{h_{21 \Delta}}$ десятки ом

Для наглядности приближенные расчетные соотношения для трех схем включения транзистора сведены в таблицу 3.1. В скобках указаны типовые значения параметров для каскадов на маломощных транзисторах.

Сопоставляя полученные результаты, можно сделать выводы:

1. Схема ОЭ обладает высоким усилением, как по напряжению, так и по току. У нее самое большое усиление по мощности. Отметим, что схема изменяет фазу выходного напряжения на 180° . Это самая распространенная усилительная схема.
2. Схема ОБ усиливает напряжение (примерно, как и схема ОЭ), но не усиливает ток. Фаза выходного напряжения по отношению к входному не меняется. Схема находит применение в усилителях высоких и сверхвысоких частот.
3. Схема ОК (эмиттерный повторитель) не усиливает напряжение, но усиливает ток. Основное применение данной схемы - согласование сопротивлений источника сигнала и низкоомной нагрузки.

3.11. Особенности работы биполярного транзистора на высоких частотах

При работе транзистора с сигналами высокой частоты время протекания основных физических процессов (время перемещения носителей от эмиттера к коллектору, заряд и разряд барьерных емкостных переходов) становится соизмеримым с периодом изменения входного сигнала. В результате способность транзистора усиливать электрические сигналы с ростом частоты ухудшается.

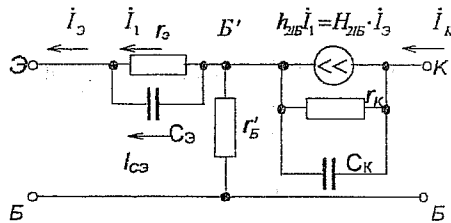


Рис. 3.41

Для анализа работы транзистора с высокочастотными сигналами используются динамические модели как нелинейные, так и линейные, отличающиеся от статических учетом влияния емкостей переходов. При этом барьерные емкости переходов описывают процессы, аналогичные перезаряду обычных конденсаторов, а диффузионные емкости, характеризующие накопление и рассасывание неравновесных носителей, одновременно учитывают и конечную скорость их перемещения.

3.11.1. Динамические свойства транзистора при включении с общей базой

Рассмотрим высокочастотную малосигнальную физическую эквивалентную схему транзистора при включении ОБ (рис. 3.41). По сравнению с

аналогичной низкочастотной схемой (рис. 3.37) в нее добавлена емкость эмиттерного перехода C_3 , состоящая из диффузионной $C_{3Д}$ и барьерной $C_{3Б}$ емкостей. В общем случае $C_3 = C_{3Д} + C_{3Б}$. Но для прямого смещенного перехода $C_3 \approx C_{3Д}$. Кроме того, параллельно обратному смещенному коллекторному переходу включена емкость $C_K = C_{KB} + C_{KD} \approx C_{KB}$. Генератор тока может быть описан двумя способами: в первом случае он управляется током с комплексной амплитудой $\dot{I}_1$, протекающим через r_3 , что соответствует базовым моделям Эберса-Молла. Отметим, что при появлении емкости C_3 ток $\dot{I}_1 \neq \dot{I}_3$. При этом ток генератора равен $h_{21Б} \dot{I}_1$, где $h_{21Б}$ — низкочастотное значение параметра.

Во втором случае генератор управляется током эмиттера с комплексной амплитудой $\dot{I}_3$. При этом необходимо ввести частотозависимый параметр $H_{21Б}$ так, чтобы ток генератора не изменился, т. е. принять

$$\dot{I}_3 H_{21Б} = \dot{I}_1 h_{21Б}, \quad (3.62)$$

тогда

$$H_{21Б} = h_{21Б} \frac{\dot{I}_1}{\dot{I}_3} = h_{21Б} \frac{\dot{I}_1}{\dot{I}_1 + \dot{I}_C} = \frac{h_{21Б} \dot{U}_{БЭ}}{r_3 \dot{U}_{БЭ} + j2\pi C_3 \dot{U}_{БЭ} f} = \frac{h_{21Б}}{1 + j2\pi C_3 r_3 f}. \quad (3.63)$$

Обозначим: $\frac{1}{2\pi C_3 r_3} = f_{H21Б}$, где $f_{H21Б}$ — предельная частота коэффициента передачи тока эмиттера. Тогда:

$$H_{21Б} = \frac{h_{21Б}}{1 + j \frac{f}{f_{H21Б}}}. \quad (3.64)$$

В литературе часто используют и другие обозначения: вместо $H_{21Б} - \alpha$, вместо $f_{H21Б} - f_\alpha$.

Найдем из (3.64) модуль $|H_{21Б}|$ и фазовый угол $\varphi_{H21Б}$ коэффициента передачи тока эмиттера.

$$|H_{21Б}| = \frac{h_{21Б}}{\sqrt{1 + f^2 / f_{H21Б}^2}}; \quad (3.65)$$

$$\varphi_{H21B} = -\arctg \frac{f}{f_{H21B}} \quad (3.66)$$

Зависимость коэффициента передачи тока эмиттера от частоты приведена на рис. 3.42. Таким образом, с ростом частоты коэффициент $|H_{21B}|$ убывает. На частоте $f = f_{H21B}$ модуль $|H_{21B}| = \frac{h_{21B}}{\sqrt{2}}$. Отсюда следует физическое определение предельной частоты коэффициента передачи тока эмиттера: f_{H21B} представляет частоту, на которой $|H_{21B}|$ уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по

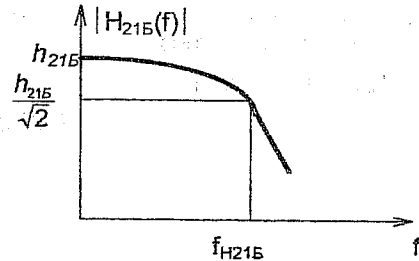


Рис. 3.42

сравнению с низкочастотным значением h_{21B} .

Из формулы (3.66) также следует, что с ростом частоты увеличивается запаздывание по фазе тока коллектора $\dot{I}_K$ относительно тока эмиттера $\dot{I}_Э$. На частоте f_{H21B} сдвиг составляет 45° . Максимальный сдвиг (при $f \rightarrow \infty$) составляет 90° . Из выражения (3.63) следует,

что предельная частота f_{H21B} определяется постоянной времени τ_{OB} заряда полной емкости $C_Э$ эмиттерного перехода. Можно показать, что

$$\tau_{OB} \approx C_Э r_Э + t_{npB} + t_{КП} \quad (3.67)$$

и включает в себя:

$\bar{C}_Э r_Э$ - постоянную времени заряда барьерной емкости эмиттерного перехода;

t_{npB} - время диффузии носителей через базу;

$t_{КП}$ - время пролета через коллекторный переход.

На практике величина f_{H21B} измеряется (в режиме короткого замыкания выходной цепи по переменной составляющей; $R_H \rightarrow 0$) и по ней с помощью (3.63) (иногда по более точным формулам) рассчитывается $C_Э$.

По величине f_{H21B} можно судить об усилительных свойствах транзистора на высоких частотах в схеме с ОБ (строго говоря, при малом сопротивлении нагрузки). Для увеличения f_{H21B} следует уменьшать время пролета носителей через структуру транзистора (в первую очередь, через базу и обедненную область коллекторного перехода).

Дополнительную инерционность вносит барьерная емкость коллекторного перехода, не влияющая на величину f_{H21B} . В реальных схемах она перезаряжается через сопротивление нагрузки R_H . Ее влияние существенно, если $C_K R_H$ соизмеримо с τ_{OB} . Отметим, что влияние C_K усиливается при возрастании сопротивления нагрузки R_H .

Во многих случаях высокочастотную схему (рис. 3.41) упрощают, исключая C_K . При этом вводят

$$\tau_{OB}^* = \tau_{OB} + C_K R_H \quad (3.68)$$

и

$$f_{H21B}^* = \frac{1}{2\pi\tau_{OB}^*}; \quad H_{21B}^* = \frac{h_{21B}}{1 + j \frac{f}{f_{H21B}^*}} \quad (3.69)$$

f_{H21B}^* используют для описания частотной зависимости генератора тока. В эквивалентной схеме при этом остается один частотнозависимый элемент H_{21B}^* . Такой подход вносит дополнительную погрешность, но широко используется для оценки границ частотного диапазона усилительных каскадов и при анализе длительности фронтов в импульсных схемах.

3.11.2. Динамические свойства транзистора в схеме ОЭ

Для перехода к схеме ОЭ, как и ранее, выразим выходной ток $\dot{I}_K$ через ток базы $\dot{I}_Б$. Из схемы (рис. 3.41) имеем:

$$\dot{I}_K = H_{21B} \dot{I}_Э + \frac{\dot{U}_{KB'}}{r_K} + j2\pi C_K \dot{U}_{KB'} f \quad (3.70)$$

где $\dot{U}_{KB'}$ - напряжение между коллектором и точкой Б'. Подставляя $\dot{I}_Э = \dot{I}_K + \dot{I}_Б$ в (3.70) получим

$$\dot{I}_K = H_{21B} \dot{I}_Б + \frac{\dot{U}_{KB'}}{r_K} + j2\pi C_K \dot{U}_{KB'} f \quad (3.71)$$

$$\text{где } H_{21B} = \frac{H_{21B}}{1 - H_{21B}}; \quad (3.72)$$

$$C_K^* = \frac{C_K}{1 - H_{21B}}; r_K^* = r_K(1 - H_{21B}). \quad (3.73)$$

Отметим, что C_K^* и r_K^* – комплексные частотнозависимые величины. Эк-

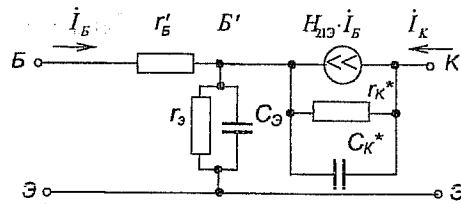


Рис. 3.43

вивалентная схема транзистора с учетом (3.71)...(3.74) приведена на рис. 3.43.

Физический смысл $H_{21э}$ следует из (3.72). При $\dot{U}_{КЭ} = 0$

$$H_{21э} = \frac{\dot{I}_K}{\dot{I}_B}, \text{ поэтому } H_{21э} \text{ на-}$$

зывается коэффициентом передачи тока базы на частоте f .

Вместо $H_{21э}$ и $f_{H21э}$ также используются обозначения $\beta_{\sim}$ и f_{β} .

Для оценки частотных свойств транзистора в схеме ОЭ найдем частотную зависимость $H_{21э}$. Подставляя (3.64) в (3.72), получим

$$H_{21э} = \frac{\frac{h_{21B}}{1 + jf/f_{H21B}}}{1 - \frac{h_{21B}}{1 + jf/f_{H21B}}} = \frac{h_{21э}}{1 + jf/f_{H21э}}, \quad (3.74)$$

$$\text{где } h_{21э} = \frac{h_{21B}}{1 - h_{21B}}, \quad f_{H21э} = (1 - h_{21B})f_{H21B}. \quad (3.75)$$

Величину $f_{H21э}$ называют предельной частотой коэффициента передачи

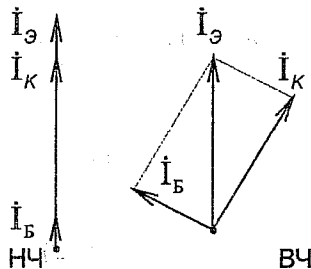


Рис. 3.44

тока базы. При $f = f_{H21э}$ $|H_{21э}| = \frac{h_{21э}}{\sqrt{2}}$. Та-

ким образом, частотная зависимость $H_{21э}$ аналогична зависимости H_{21B} , но предельная частота значительно ниже (примерно в $h_{21э}$ раз). Физически эта закономерность объясняется с помощью векторной диаграммы токов транзистора (рис. 3.44), из которой видно, что небольшой сдвиг фаз между близкими токами $\dot{I}_э$ и $\dot{I}_K$ вызывает сильное увеличение разностного тока $\dot{I}_B$.

Как и в схеме ОБ, в схеме ОЭ дополнительную инерционность вносит емкость C_K^* перезаряжающаяся через сопротивление нагрузки R_H . При использовании упрощенной схемы (с одним частотно-зависимым элементом $H_{21э}$) C_K^* – исключают, но принимают:

$$f_{H21э}^* = \frac{1}{2\pi\tau_{Oэ}^*}; \quad \tau_{Oэ}^* = \frac{1}{f_{H21э}} + |C_K^*| R_H, \quad (3.76)$$

$f_{H21э}^*$ и $\tau_{Oэ}^*$ – характеризуют граничную частоту и постоянную времени уже усилительного каскада ОЭ с конкретным значением сопротивлением нагрузки R_H . Они отличаются от аналогичных величин для схемы ОБ в десятки и более (в $h_{21э}$) раз. Отметим, что в (3.76) используется действительная величина $|C_K^*|$ – низкочастотное значение модуля комплексной величины C_K^* при $f \rightarrow 0$. Параметр $\tau_{Oэ}^*$ часто используется при расчете длительности фронтов в импульсных схемах.

Для описания частотных свойств транзистора также употребляют:

– граничную частоту коэффициента передачи $f_{ГР}$, соответствующую условию $|H_{21э}(f_{ГР})| = 1$ (уменьшение коэффициента передачи тока базы до единицы); можно показать, что $f_{ГР} = h_{21э} f_{H21э}$;

– максимальную частоту генерации f_{max} , соответствующую усилению по мощности $K_p = 1$;

– постоянную времени цепи обратной связи $r'_B C_K$.

Кроме того, часто используется и П-образная эквивалентная схема (Джаколетто) – см. рис. 3.45.

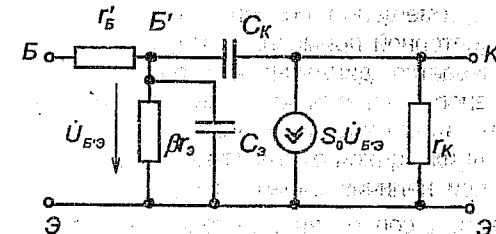


Рис. 3.45

3.11.3. Дрейфовый транзистор

Как было показано ранее, для улучшения частотных свойств транзистора необходимо уменьшать:

- время перемещения носителей заряда от эмиттера к коллектору,
- емкость коллекторного перехода,
- сопротивление тела базы.

Однако, эти требования противоречивы. Для уменьшения времени перемещения носителей необходимо уменьшить толщину базы, но при этом возрастает сопротивление базы. Уменьшение удельного сопротивле-

одит к умень-
мости $C_{КБ}$.
ости переме-
ля в базовой
ров.

неравномерно
перехода в
 $10^{16}-10^{18} \text{ см}^{-3}$, а
ого перехода
 10^{14} см^{-3}). Ос-

ским приемом
дрейфовых
ся диффузия
и в исходный
рис. 3.46 изо-
рофиль леги-
транзистора.
градиента кон-
(а, следова-
вные носите-
дырки на
ождать в на-
ффузии неос-
енсированные
электрическое
ие градиента
я.

ускоряющим

о слоя вблизи
ся малым да-
имеси вблизи
ению емкости

даже в СВЧ-

зистора

вой технике в
тс сигналы

в виде почти прямоугольных (трапецидальных) импульсов большой амплитуды. В общем случае для описания работы транзистора в импульсном (ключевом) режиме необходимо использовать нелинейные динамические модели транзистора (например, динамические компьютерные модели Эберса-Молла). Однако в большинстве случаев ограничиваются расчетом амплитуды и длительности фронтов импульсных сигналов.

Рассмотрим схему транзисторного ключа на биполярном транзисторе, приведенную на рис. 3.47. В цепь базы транзистора включен источник импульсных сигналов — генератор прямоугольных импульсов с ЭДС E_G и внутренним сопротивлением R_G . В цепи коллектора включена нагрузка R_K и поэтому напряжение на коллекторе $u_{КЭ} = E_K - i_K R_K$. Будем предполагать, что внутреннее сопротивление генератора R_G значительно больше входного сопротивления открытого транзистора и, следовательно, транзи-

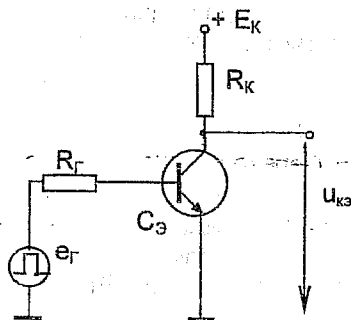


Рис. 3.47

стор питается заданным током $i_B = \frac{E_G}{R_G}$.

При анализе работы схемы учтено такое влияние емкостей $C_Э$ — эмиттерного и C_K — коллекторного переходов.

Временные диаграммы, отражающие процессы, протекающие в схеме, представлены на рис. 3.48. До момента времени t_0 $E_G = E_{Г ОБР}$ и токи i_B и i_K равны нулю (тепловыми токами в цепи коллектора пренебрегаем). Этому исходному состоянию соответствует точка А на рис. 3.49. Она находится на пересечении нагрузочной линии с выходной

характеристикой, снятой при $i_B = 0$ (транзистор находится в режиме отсечки).

В момент времени t_0 включается импульс прямого напряжения $E_{Г ПР}$ и в

базовой цепи возникает прямой ток $i_{Б ПР} = \frac{E_{Г ПР}}{R_G}$ (рис. 3.48, а, б). При этом

эмиттерный переход транзистора открывается в момент времени t_1 с некоторой задержкой относительно момента t_0 . Эта задержка определяется тем, что изменение напряжения на эмиттерном переходе связано с перезарядом его барьерной емкости. В момент времени t_1 напряжение на эмиттерном переходе достигает порогового значения U^* (рис. 3.48, в), переход отпирается (транзистор переходит в активный режим) и начинается инжекция электронов из эмиттера в базу. Инжектированные в базу электроны достигают коллекторного перехода, и в цепи коллектора возникает ток i_K .

ния базы за счет увеличения концентрации примеси приводит к уменьшению ширины коллекторного перехода и к увеличению емкости $C_{КБ}$.

Удачным решением проблемы является увеличение скорости перемещения носителей с помощью ускоряющего электрического поля в базовой области. Этот принцип положен в основу дрейфовых транзисторов.

В дрейфовых транзисторах базовая область легируется неравномерно (вблизи эмиттерного перехода в сечении x'_p $N_A \approx 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а вблизи коллекторного перехода в сечении x''_p $N_A \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Основным технологическим приемом при изготовлении дрейфовых транзисторов является диффузия легирующей примеси в исходный монокристалл. На рис. 3.46 изображен типичный профиль легирования дрейфового транзистора.

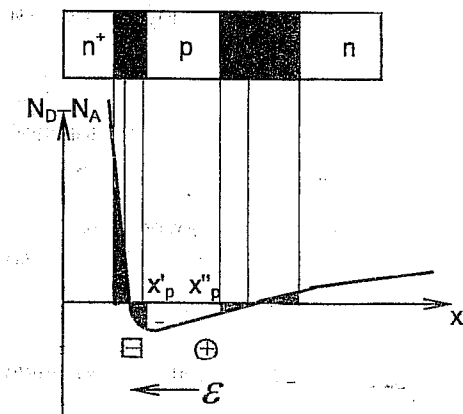


Рис. 3.46

Из-за наличия градиента концентрации примеси (а, следовательно, и дырок) основные носители в базовой области — дырки начинают диффундировать в направлении коллекторного перехода. Однако, в отличие от диффузии неосновных носителей, смещение основных оставляет нескомпенсированные заряды ионов акцепторной примеси. В результате возникает электрическое поле и устанавливается динамическое равновесие: действие градиента концентрации уравнивается действием электрического поля.

Направление электрического поля в базе является ускоряющим для электронов, движущихся от эмиттера к коллектору.

Кроме того, при наличии сильно легированного базового слоя вблизи эмиттерного перехода, сопротивление тела базы r'_B получается малым даже при тонкой базе. Одновременно малая концентрация примеси вблизи коллекторного перехода приводит к значительному уменьшению емкости последнего.

В результате, дрейфовые транзисторы могут работать даже в СВЧ-диапазоне (граничные частоты достигают 10 ГГц).

3.12. Импульсный режим работы биполярного транзистора

Биполярные транзисторы широко используются в цифровой технике в качестве электронных ключей. В этих устройствах используются сигналы

в виде почти прямоугольных (трапецеидальных) импульсов большой амплитуды. В общем случае для описания работы транзистора в импульсном (ключевом) режиме необходимо использовать нелинейные динамические модели транзистора (например, динамические компьютерные модели Эберса-Молла). Однако в большинстве случаев ограничиваются расчетом амплитуды и длительности фронтов импульсных сигналов.

Рассмотрим схему транзисторного ключа на биполярном транзисторе, приведенную на рис. 3.47. В цепь базы транзистора включен источник импульсных сигналов — генератор прямоугольных импульсов с ЭДС E_G и внутренним сопротивлением R_G . В цепи коллектора включена нагрузка R_K и поэтому напряжение на коллекторе $u_{КЭ} = E_K - i_K R_K$. Будем предполагать, что внутреннее сопротивление генератора R_G значительно больше входного сопротивления открытого транзистора и, следовательно, транзи-

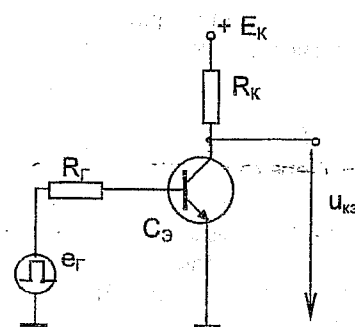


Рис. 3.47

стор питается заданным током $i_B = \frac{E_G}{R_G}$.

При анализе работы схемы учтено также влияние емкостей $C_Э$ — эмиттерного и $C_{КБ}$ — коллекторного переходов.

Временные диаграммы, отражающие процессы, протекающие в схеме, представлены на рис. 3.48. До момента времени t_0 $E_G = E_{G \text{ ОБР}}$ и токи i_B и i_K равны нулю (тепловыми токами в цепи коллектора пренебрегаем). Этому исходному состоянию соответствует точка А на рис. 3.49. Она находится на пересечении нагрузочной линии с выходной

характеристикой, снятой при $i_B = 0$ (транзистор находится в режиме отсечки).

В момент времени t_0 включается импульс прямого напряжения $E_{G \text{ ПР}}$ и в

базовой цепи возникает прямой ток $i_{B \text{ ПР}} = \frac{E_{G \text{ ПР}}}{R_G}$ (рис. 3.48, а, б). При этом

эмиттерный переход транзистора открывается в момент времени t_1 с некоторой задержкой относительно момента t_0 . Эта задержка определяется тем, что изменение напряжения на эмиттерном переходе связано с перезарядом его барьерной емкости. В момент времени t_1 напряжение на эмиттерном переходе достигает порогового значения U^* (рис. 3.48, в), переход отпирается (транзистор переходит в активный режим) и начинается инжекция электронов из эмиттера в базу. Инжектированные в базу электроны достигают коллекторного перехода, и в цепи коллектора возникает ток i_K .

см. рис. 3.48, в. Интервал времени $\tau_{зд} = t_1 - t_0$, в течение которого транзистор остается в режиме отсечки называется **временем задержки** (появления коллекторного тока). Следует заметить, что обычно $\tau_{зд}$ достаточно мало, и на практике им часто пренебрегают.



Рис. 3.48

На интервале времени от t_1 до t_2 транзистор находится в активном режиме. При этом ток коллектора i_K увеличивается по экспоненциальному закону (см. рис. 3.48, в) и, соответственно, уменьшается напряжение $u_{КЭ}$ — см. рис. 3.48, г.

б) В момент времени t_2 отпирается коллекторный переход и транзистор переходит в режим насыщения. Ток коллектора достигает при этом значе-

ния $I_{Кнас} \cong \frac{E_K}{R_K}$, а напряжение

$u_{КЭ} = u_{КЭост}$. Переход транзистора из режима отсечки в режим насыщения за время от t_1 до t_2 отражается на рис. 3.49 перемещением рабочей точки по нагрузочной прямой из положения А в положение В. Для того, чтобы транзистор глубоко заходил в режим насыщения, необходимо обеспечить ток базы $I_{Бпр} > I_{Бmin}$, где $I_{Бmin}$ — минимальное значение тока базы, при котором транзистор переходит в ре-

жим насыщения. Параметр $n = \frac{I_{Бпр}}{I_{Бmin}}$

называют глубиной насыщения. Следует заметить, что в режиме насыщения вследствие двойной инжекции (через эмиттерный и коллекторный переходы) в базе накапливается большой избыточный заряд электронов, причем он увеличивается с ростом глубины насыщения. Интервал времени $\tau_\phi = t_2 - t_1$ называют **временем нарастания фронта** (импульса коллекторного тока) или просто **временем фронта**. Его длительность определяется временем пролета электронов через базу, временем перезаряда емкости коллекторного перехода, а также временем заряда емкости эмиттерного перехода, которое зависит от вели-

чины тока $I_{Бпр}$, то есть от глубины насыщения. Зависимость i_K от времени на интервале от t_1 до t_2 аппроксимируется обычно выражением

$$i_K(t) = I_{Кпр} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{оэ}^*}\right) \right], \quad (3.77)$$

где $I_{Кпр} = \beta_{213} I_{Бпр}$ ток коллектора, соответствующий току базы $I_{Бпр}$ в статическом режиме; $\tau_{оэ}^*$ — постоянная времени нарастания тока коллектора в схеме ОЭ с учетом перезаряда емкости C_K — см. (3.76). Из (3.77) получим выражение для времени фронта

$$\tau_\phi = \tau_{оэ}^* \ln \frac{n}{n-1}. \quad (3.78)$$

Как видно из (3.78), время фронта уменьшается с ростом n , то есть с ростом $I_{Бпр}$.

Из (3.78) следует, что $\tau_\phi < \tau_{оэ}^*$, так как фронт заканчивается при переходе транзистора в режим насыщения. Длительность фронта уменьшается при увеличении $I_{Бпр}$.

Рассмотрим теперь процессы, происходящие в схеме после подачи в момент времени t_3 импульса обратного напряжения $E_{гобр}$. На интервале времени от t_3 до t_4 происходит рассасывание накопленного в базе избыточного заряда электронов. Заряд уменьшается как за счет рекомбинации, так и за счет ухода электронов во внешнюю цепь, что отражается появле-

нием обратного тока базы $I_{Бобр} = \frac{E_{гобр}}{R_{г}}$ — см. рис. 3.48, б. Транзистор при

этом остается в режиме насыщения, то есть его коллекторный переход остается открытым, и в цепи коллектора протекает постоянный по величине

ток $I_{Кнас} = \frac{E_K}{R_K}$ — см. рис. 3.48, г. Интервал времени $\tau_{рас} = t_4 - t_3$ называется

временем рассасывания (избыточного заряда электронов в базе), его величина при $I_{Бобр} \gg I_{Бmin}$ определяется выражением

$$\tau_{рас} \approx \tau_n \ln\left(1 + \frac{I_{Бпр}}{I_{Бобр}}\right), \quad (3.79)$$

где τ_n — время жизни электронов в базе в режиме насыщения. Как видно из (3.79) для уменьшения $\tau_{рас}$ необходимо снижать время жизни электронов, для чего базу импульсного транзистора легируют золотом. Кроме того, можно увеличивать $I_{Бобр}$ и уменьшать $I_{Бпр}$ (однако, при этом будет увеличиваться время фронта τ_ϕ).

В момент времени t_4 запирается коллекторный переход и транзистор переходит в активный режим. На интервале от t_4 до t_5 происходит дальнейшее рассасывание избыточного заряда в базе, заряжается емкость коллекторного перехода C_K и разряжается емкость эмиттерного перехода $C_Э$, в результате чего эмиттерный переход запирается и транзистор переходит в режим отсечки. При этом токи базы и коллектора уменьшаются до нуля - см. рис. 3.48, б, в, а напряжение $u_{КЭ}$ возрастает до величины E_K - см. рис. 3.48, г. Этот процесс на рис. 3.49 отражается обратным перемещением рабочей точки из положения В в положение А. Интервал времени $\tau_c = t_5 - t_4$ называется **временем спада** (коллекторного тока) или **временем среза**. При $I_{Б ОБР} \gg I_{Б min}$ τ_c можно определить из выражения

$$\tau_c = \tau_{ОЭ}^* \ln\left(1 + \frac{1}{n'}\right), \quad (3.80)$$

$$\text{где } n' = \frac{I_{Б ОБР}}{I_{Б min}}$$

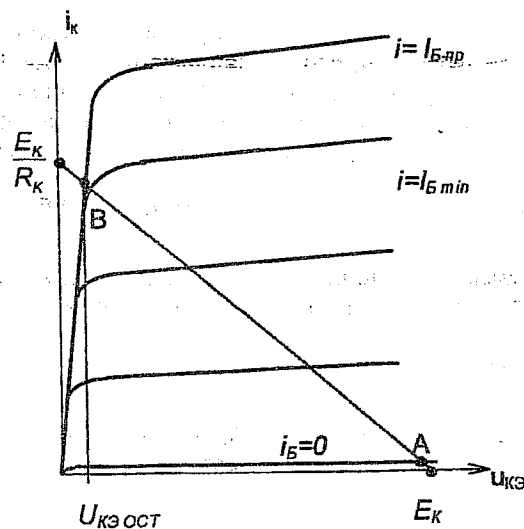


Рис. 3.49

Величины $\tau_{зд}$, $\tau_{ф}$, $\tau_{рас}$, τ_c для импульсных транзисторов приводятся в справочной литературе. Для современных маломощных импульсных транзисторов они составляют десятые доли и единицы наносекунд, для мощных - существенно выше.

3.13. Тиристоры

Тиристор - это полупроводниковый прибор с тремя и более р-п-переходами, на ВАХ которого имеется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Тиристор представляет собой электронный ключ, который может находиться в двух состояниях: открытом и закрытом. По количеству выводов различают диодный тиристор, обладающий двумя выводами (анод и катод), триодный тиристор, имеющий три вывода - анод, катод и управляющий электрод, тетродный тиристор, имеющий четыре вывода и т. д. Обычно тиристоры изготавливают из кремния.

Рассмотрим работу диодного тиристора. На рис. 3.50 приведена модель такого тиристора. Области полупроводника, прилегающие к выводам катода (К) и анода (А) называются соответственно первым (Э1) и вторым (Э2) эмиттерами, к первому эмиттеру прилегает первая база (Б1), ко второму - вторая база (Б2). В тиристоре различают первый (ЭП1) и второй (ЭП2) эмиттерные переходы, третий (средний) переход называется коллекторным (КП).

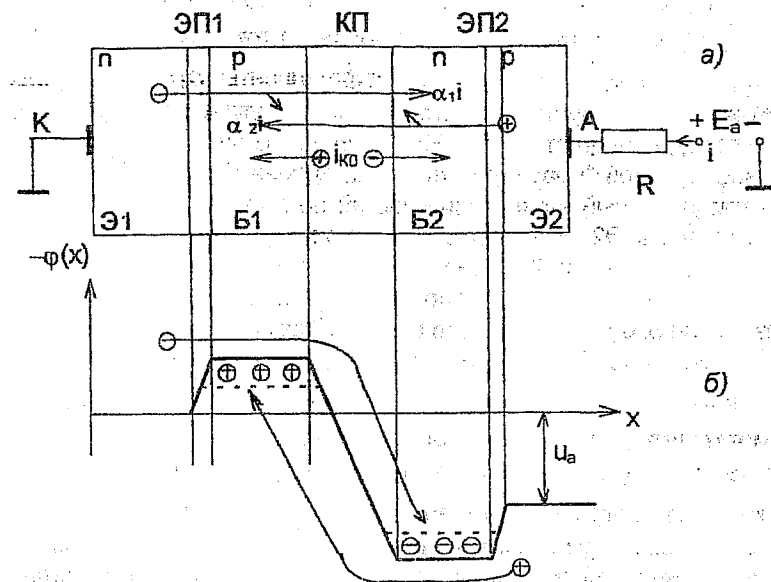


Рис. 3.50

торным (КП). На рис. 3.50, б показано распределение потенциала при подаче на анод положительного напряжения u_a . При такой полярности внешнего напряжения коллекторный переход оказывается под обратным напряжением, а эмиттерные переходы ЭП1 и ЭП2 - под прямым. Ток через КП, а, следовательно, и ток во внешней цепи тиристора i равен (см. рис. 3.50, а):

$$i = i_{KП} = \alpha_1 i + \alpha_2 i + i_{K0}, \quad \text{откуда:}$$

$$i = \frac{i_{K0}}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}.$$

Пока суммарный коэффициент $(\alpha_1 + \alpha_2) < 1$, тиристор находится в закрытом состоянии (участок ОА на рис.3.51). По мере приближения напряжения к некоторой величине, называемой **напряжением включения** $U_{ВКЛ}$, значение $(\alpha_1 + \alpha_2) \rightarrow 1$ и начинается отпирание тиристора.

Дальнейшее зависит от условий работы:

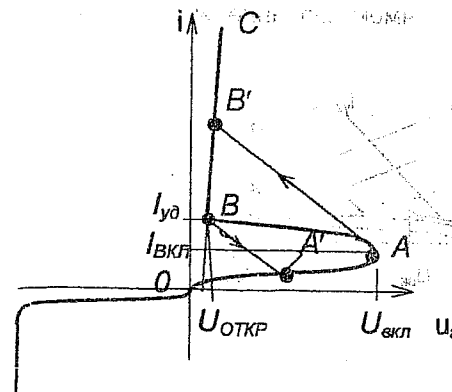


Рис. 3.51

дифференциальным сопротивлением. На этом участке малому увеличению тока будет соответствовать сильное уменьшение напряжения на тиристоре. Такая сильная зависимость обусловлена рассмотренной ранее положительной обратной связью, которая при $1 - (\alpha_1 + \alpha_2) \approx 0$ оказывается очень глубокой. Физически уменьшение напряжения происходит за счет компенсации зарядов ионов доноров и акцепторов в коллекторном переходе электронами и дырками, накапливающимися в базах тиристора вблизи перехода. Толщина коллекторного перехода уменьшается и потенциальный барьер в нем, определяющий напряжение на тиристоре, уменьшается. При достижении точки В все три перехода тиристора оказываются смещенными в прямом направлении, и тиристор открывается, при этом напряжение $u_A = U_{откр} \approx 1$ В, а ток резко возрастает - см. рис. 3.51. Вид ВАХ на участке ВС (открытого тиристора) в основном определяется малыми объемными сопротивлениями тиристорной структуры.

3. Реально используется источник напряжения с сопротивлением R намного меньшим, чем отрицательное дифференциальное сопротивление тиристора на участке АВ. При этом переключение из закрытого состояния в открытое происходит скачком (работает положительная ОС при недостаточном ограничении тока) вдоль нагрузочной линии А - В' (пунктир на рис. 3.51). Аналогично вдоль нагрузочной линии произойдет и выключение тиристора (пунктир В - А') при уменьшении напряжения. Точке В соответствует так называемый **удерживающий ток** тиристора $I_{уд}$, то есть минимальный ток, необходимый для поддержания открытого состояния тиристора.

При подаче отрицательного напряжения на анод тиристора коллек-

торный переход оказывается смещенным в прямом направлении, а эмит-

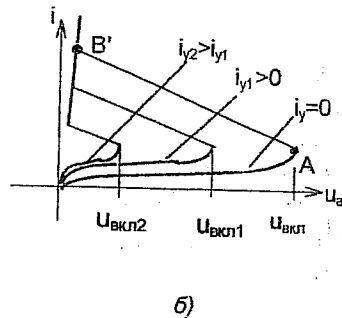
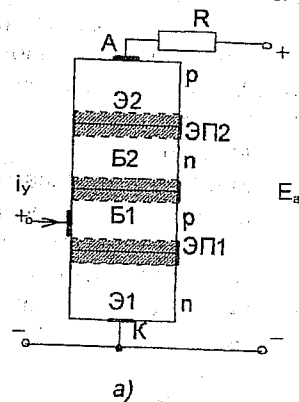


Рис. 3.52

терные переходы ЭП1 и ЭП2 - в обратном. Ток через тиристор мал. С ростом отрицательного напряжения может произойти пробой эмиттерных переходов, однако, этот режим является нерабочим.

Триодный тиристор отличается от диодного тем, что одна из баз имеет внешний вывод, который называют управляющим электродом (см. рис. 3.52, а). При подаче в цепь управляющего электрода тока i_y ток через эмиттерный переход ЭП1 увеличивается, следовательно, условие перехода тиристора из закрытого состояния в открытое ($\alpha_1 + \alpha_2 \approx 1$), будет достигаться при меньшем напряжении включения $U_{вкл}$ (см. рис. 3.52, б). Таким образом, изменяя ток управляющего электрода i_y можно изменять величину напряжения включения $U_{вкл}$. Некоторые маломощные тиристоры можно и выключить, подавая отрицательный ток в цепь управляющего электрода.

В настоящее время, наряду с рассмотренными диодным и триодным тиристорами, выпускаются тиристоры, у которых вольтамперная характеристика симметрична в I и III квадрантах (см. рис. 3.53, а). Такие тиристоры выполняются на основе пятислойных структур и называются **симисторами** (см. рис. 3.53, б).

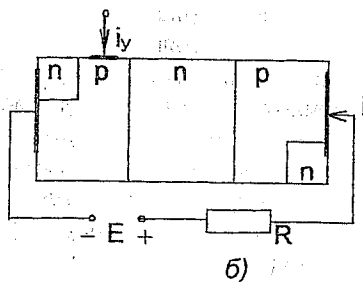
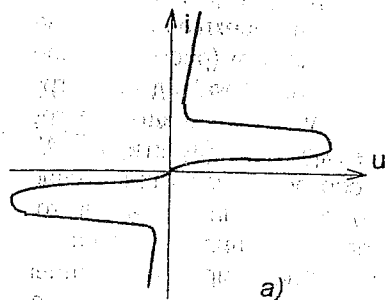


Рис. 3.53

Тиристоры находят широкое применение в радиосвязи, радиолокации, устройствах автоматики как управляющие ключи. Основным достоинством тиристоров, по сравнению с биполярными транзисторами, является возможность переключения короткими импульсами тока управляющего электрода (меньшее потребление энергии в цепи управления). К недостаткам тиристоров следует отнести значительно большие времена переключения (единицы миллисекунд — сотни микросекунд).

СОДЕРЖАНИЕ

1. Электрофизические свойства полупроводников	3
1.1. Собственные и примесные полупроводники	—
1.2. Энергетические диаграммы полупроводников	6
1.3. Расчет равновесной концентрации свободных носителей заряда	8
1.4. Токи в полупроводниках	12
1.5. Неравновесное состояние полупроводника	17
1.6. Уравнение непрерывности	21
2. Контактные явления	25
2.1. <i>P-n</i> -переход в отсутствие внешнего напряжения	—
2.2. <i>P-n</i> -переход при подаче внешнего напряжения	28
2.3. Вольтамперная характеристика идеализированного <i>p-n</i> -перехода	31
2.4. ВАХ реального <i>p-n</i> -перехода	36
2.5. Влияние температуры на ВАХ <i>p-n</i> -перехода	38
2.6. Емкость <i>p-n</i> -перехода	39
2.7. Математические модели и эквивалентные схемы <i>p-n</i> -перехода (полупроводникового диода)	41
2.8. Динамические режим работы диода	42
2.9. Контакт металл-полупроводник	45
3. Биполярные транзисторы и тиристоры	48
3.1. Общие сведения о биполярном транзисторе	—
3.2. Физические процессы в биполярном транзисторе	53
3.3. Расчет токов биполярного транзистора	55
3.4. Нелинейные модели биполярного транзистора	63
3.5. Статические характеристики биполярного транзистора	68
3.6. Влияние температуры на работу биполярного транзистора	73
3.7. Пробой биполярного транзистора	77
3.8. Применение биполярных транзисторов для усиления электрических сигналов	78
3.9. Малосигнальные схемы замещения транзистора	82
3.10. Малосигнальные физические эквивалентные схемы биполярного транзистора	87
3.11. Особенности работы биполярного транзистора на высоких частотах	92
3.12. Импульсный режим работы биполярного транзистора	98
3.13. Тиристоры	103

Набор и верстка *Т.А. Горшечниковой*

Издательство «Линк»

191186, Санкт-Петербург, наб. р. Мойки, д. 61, к 532

Тел.: (812)315-8390, e-mail: link@sut.ru

<http://www.dvo.sut.ru>

Подписано к печати 14.12.2009.

Формат 60 × 90 ¹/₁₆. Объем 6,75 усл. печ. л. Бумага офсетная.

Тираж 200 экз. Зак 745

Отпечатано СТ «Факультет ДВО». 191186, СПб, наб. р. Мойки, 61