

Контрольные вопросы

1. Можно ли измерить вольтметром контактную разность потенциалов электронно-дырочного перехода.
2. Рассчитайте и постройте график зависимости удельного сопротивления кремния с концентрацией доноров 10^{14} см^{-3} в функции температуры от 200 К до 450 К с шагом 50 К.
3. Оцените длительность переходного процесса выключения диода Шоттки включенного последовательно с резистором 1 Ом и генератором напряжения $E(t)$ при изменении напряжения генератора от +10 В до -10 В, если известно, что ток насыщения диода составляет 10^{-5} А , сопротивление базы 0,05 Ом, барьерная емкость при $U=0$ равна 10 пФ.
4. Оцените плотность тока p^+-n-n^+ диода, при которой происходит инверсия знака температурного коэффициента прямого напряжения. Параметры диода: удельное сопротивление базы 5 Ом·см, крайних областей 0,02 Ом·см, толщина базы 100 мкм и время жизни дырок в базе 10 нс.
5. Определите отличия прямых ветвей ВАХ низковольтных и высоковольтных диодов, рассчитанных на одинаковые предельные прямые токи.
6. Оцените относительные изменения значения выпрямленного тока на частотах 10, 20 и 50 кГц по сравнению с низкочастотным значением, если известно, что время жизни дырок в базе диода с $p-n$ переходом равно 20 нс.
7. Рассчитайте и постройте зависимость барьерной емкости кремниевое диода с $p-n$ переходом от напряжения, если задано: удельное сопротивление n -базы 3 Ом·см, концентрация акцепторов в p -области 10^{19} см^{-3} , площадь перехода 0,1 см².
8. Почему импульсные диоды по сравнению с выпрямительными имеют повышенное значение статического обратного тока при прочих равных параметрах.
9. Оцените обратный ток кремниевое диода с $p-n$ переходом на верхней границе температурного диапазона, если его значение при комнатной температуре составляет 1 мкА.
10. Оцените значение емкости диода Шоттки при обратном напряжении 10 В. Параметры диода приведены в § 1.4.5.

Глава вторая

БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Биполярный транзистор — это полупроводниковый прибор с двумя взаимодействующими переходами и тремя или более выводами, усилительные свойства которого обусловлены явлениями инжекции и экстракции несомненных носителей заряда.

2.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И КЛАССИФИКАЦИЯ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Биполярный транзистор является полупроводниковым прибором, состоящим из трех областей чередующегося типа электропроводности, которые образуют два $p-n$ перехода, расположенных в непосредственной близости один от

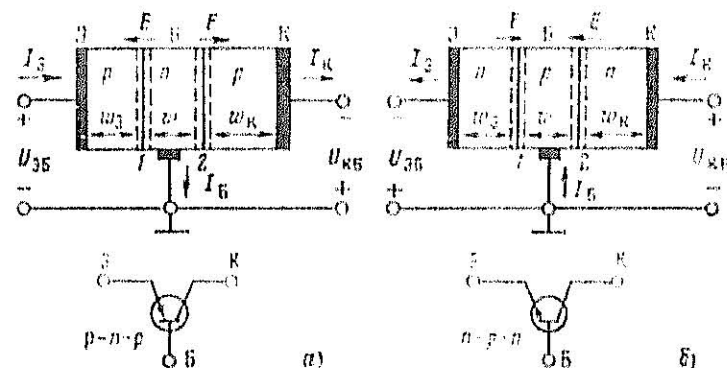


Рис. 2.1. Биполярные транзисторы в усилительной схеме и условные графические изображения:

а — $p-n-p$, б — $n-p-n$

другого. В зависимости от порядка расположения областей различают $p-n-p$ и $n-p-n$ транзисторы. Упрощенные структуры $p-n-p$ и $n-p-n$ транзисторов и их условные графические изображения приведены на рис. 2.1.

Название прибора «транзистор» составлено из двух английских слов: transfer — переносить, преобразовывать и resistor — сопротивление. В биполярных транзисторах, которые называют просто транзисторами, перенос электри-

ческого тока через кристалл полупроводника и усиление сигнала обусловлены движением носителей заряда обеих полярностей — электронов и дырок.

Центральную область полупроводниковой структуры транзистора называют базой (base — база, основание). С одной стороны (на рис. 2.1 с левой) к ней примыкает эмиттерный p - n переход, а с другой — коллекторная область, образующая коллекторный p - n переход. К внешним областям эмиттера Э, базы Б и коллектора К присоединены металлические электроды (выводы), на которые подается напряжение смещения p - n переходов.

В настоящее время большинство биполярных транзисторов, как дискретных, так и входящих в состав интегральных микросхем, изготавливается на основе монокристаллического кремния и имеет, как правило, структуру n - p - n типа. Выпуск дискретных германиевых транзисторов ограничен. Биполярные транзисторы на основе других полупроводниковых материалов, например арсенида галлия, до сих пор не вышли из стадии лабораторных разработок.

Далее будем рассматривать кремниевый n - p - n транзистор как наиболее распространенный тип транзистора. Однако все выводы теории в равной степени справедливы и для кремниевых p - n - p транзисторов, а также для транзисторов, выполненных на основе других полупроводниковых материалов.

Концентрацию легирующей примеси в слоях эмиттера, базы и коллектора обозначим $N_{\text{Э}}$, $N_{\text{Б}}$, $N_{\text{К}}$ соответственно. Говоря о концентрации носителей заряда в эмиттере, будем добавлять индекс Э, в коллекторе — индекс К, например $n_{\text{ЭЭ}}$ — равновесная концентрация основных носителей заряда (ОНЗ) — электронов в эмиттере; $p_{\text{КК}}$ — равновесная концентрация неосновных носителей заряда (ННЗ) — дырок в коллекторе.

2.1.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ ТРАНЗИСТОРА

Биполярный транзистор является активным прибором полупроводниковой электроники, так как он позволяет осуществлять усиление мощности.

Рассмотрим принцип действия n - p - n транзистора. В активном режиме работы транзистора (режиме усиления мощности) на эмиттерный переход подается прямое смещение, а на коллекторный переход — обратное смещение, как по-

казано на рис. 2.1, б, причем базовый вывод транзистора является общим для входной (эмиттерной) и выходной (коллекторной) цепей. В таком случае говорят, что транзистор включен по схеме с общей базой (или, кратко, транзистор с ОБ). Аналогично транзистор может быть включен с общим эмиттером (ОЭ) и общим коллектором (ОК), как показано на рис. 2.2.

В n - p - n транзисторе с ОБ эмиттерный p - n переход при прямом смещении инжектирует электроны из n -эмиттера в базовую область транзистора. Если концентрация легирующей примеси в эмиттере значительно больше, чем в ба-

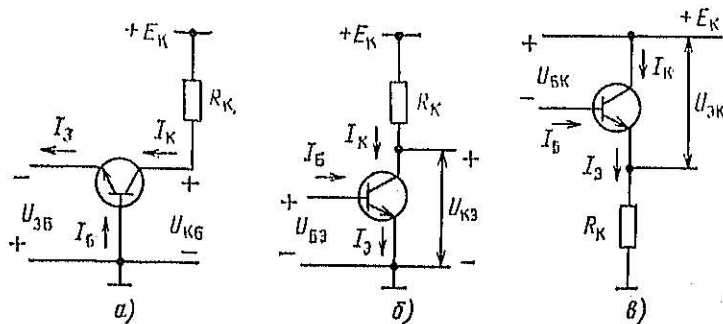


Рис. 2.2. Транзистор, включенный с общей базой (а), общим эмиттером (б) и общим коллектором (в)

зе, $N_{\text{Э}} \gg N_{\text{Б}}$, то ток электронов $I_{\text{Эн}}$, инжектируемых в базу, будет практически равен полному току эмиттера $I_{\text{Э}}$. Эффективность эмиттера характеризуется коэффициентом инжекции $\gamma = I_{\text{Эн}}/I_{\text{Э}}$, который должен быть близок к единице.

Часть электронов, инжектированных эмиттером, будет рекомбинировать в базе с дырками. Если толщина базы w много меньше диффузионной длины электронов L_n в ней, то большинство электронов дойдет до коллектора. Коллекторный p - n переход смещен в обратном направлении, поэтому все электроны, дошедшие до ОПЗ коллектора, будут захвачены электрическим полем перехода и переброшены в квазинейтральную область коллектора (прозойдет экстерминация дырок коллектором). Эффективность перемещения электронов через базу характеризуется коэффициентом переноса $\alpha = I_{\text{Кн}}/I_{\text{Эн}}$, где $I_{\text{Кн}}$ — ток электронов, достигающих

левой границы ОПЗ коллекторного p - n перехода. Значение χ в транзисторе с малым отношением w/L_n близко к единице.

Полный ток коллектора I_K может быть больше тока I_{K0} , связанного с инжекцией электронов из эмиттера. Во-первых, электроны при повышенном обратном напряжении на ОПЗ коллектора U_K могут вызывать ударную ионизацию носителей заряда. Лавинное умножение в ОПЗ коллектора приводит к увеличению всех токов, пересекающих переход, в M раз, где M — коэффициент лавинного умножения. Лавинное умножение носителей сопровождается шумами и может приводить к нестабильной работе транзистора. Такой режим не используют при усилении электрических сигналов. Поэтому задают такое обратное напряжение U_K , что значение $M \approx 1$. В этом случае лавинное умножение носителей заряда в коллекторном p - n переходе практически отсутствует. Во-вторых, даже при токе эмиттера $I_E = 0$ через коллекторный p - n переход протекает обратный ток, обусловленный приложенным к нему обратным напряжением, как и в изолированном p - n переходе:

$$I_K = -I_{K0} (\exp(U_K/\varphi_T) - 1), \quad (2.1)$$

где I_{K0} — обратный ток насыщения коллекторного перехода; знак минус в правой части определяется выбором положительного направления тока I_K на рис. 2.1, б.

Учитывая, что управляемая эмиттером составляющая тока коллектора равна $\alpha_N I_E$, для полного тока коллектора получаем выражение

$$I_K = \alpha_N I_E - I_{K0} (\exp(U_K/\varphi_T) - 1), \quad (2.2)$$

где $\alpha_N = \chi\mu$ — коэффициент передачи тока эмиттера.

Индекс N обозначает нормальное включение транзистора, показанное на рис. 2.1, б. Слово «нормальное» означает, что эмиттер транзистора инжектирует электроны, а коллектор их собирает. Возможен и инверсный режим, когда коллектор инжектирует электроны, а эмиттер их собирает.

В (2.2) входит значение U_K — падение напряжения на ОПЗ коллектора. Следует отметить, что под напряжениями U_K и U_E понимают разность потенциалов на границах ОПЗ коллекторного или эмиттерного перехода. Эти напряжения отличаются от показанных на рис. 2.1 напряжений U_{KB} и U_{EB} за счет падения напряжения на квазинейтральных областях базы, эмиттера и коллектора. Однако пока будем считать, что $U_E \approx U_{EB}$, $U_K \approx U_{KB}$, полагая, что токи

эмиттера, базы, коллектора и создаваемые ими падения напряжения малы.

Выражение (2.2) определяет семейство выходных ВАХ транзистора с ОБ. При $I_E = 0$ выходная ВАХ транзистора подобна характеристике изолированного p - n перехода, как показано на рис. 2.3, а. При задании некоторого тока I_{E1} ток коллектора увеличивается на значение $\alpha_N I_{E1}$.

Рассмотрим, как происходит усиление электрических сигналов транзистором. Для транзистора с ОБ коэффициент усиления по току $K_{I0B} = \alpha_N = \Delta I_K / \Delta I_E < 1$, т. е. уси-

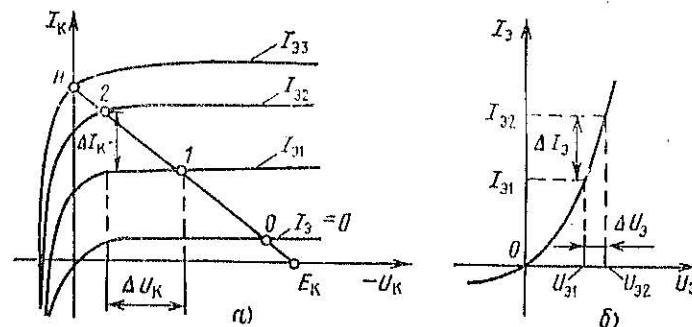


Рис. 2.3. Семейство выходных ВАХ (а) и входная ВАХ (б) транзистора с общей базой

ния тока не происходит. Однако транзистор с ОБ позволяет получить большое усиление по напряжению. Выходное дифференциальное сопротивление транзистора в пологой, горизонтальной области характеристики велико, и в цепь коллектора можно включить последовательно большое сопротивление нагрузки R_K . Для выходной цепи транзистор представляет собой генератор тока ΔI_K с большим выходным внутренним дифференциальным сопротивлением $r_{вых}$. При изменении тока эмиттера на малое значение ΔI_E напряжение на коллекторе транзистора изменится на большее значение:

$$\Delta U_K = (R_K \parallel r_{вых}) \Delta I_K,$$

где $R_K \parallel r_{вых} = R_K r_{вых} / (R_K + r_{вых})$ — эквивалентное сопротивление, определяемое параллельным включением сопротивлений R_K и $r_{вых}$.

Входное дифференциальное сопротивление транзистора

$r_{вх}$, определяемое по входной ВАХ прямосмещенного эмиттерного $p-n$ перехода (рис. 2.3, б) значительно меньше $r_{вых}$. Изменение входного напряжения при изменении входного тока на ΔI составляет

$$\Delta U_{\text{Э}} = r_{вх} \Delta I_{\text{Э}}.$$

Коэффициент усиления транзистора с ОБ по напряжению

$$K_{UOB} = \frac{\Delta U_K}{\Delta U_{\text{Э}}} = \frac{\Delta I_K (R_K \parallel r_{вых})}{\Delta I_{\text{Э}} r_{вх}} = \alpha_N \frac{R_K \parallel r_{вых}}{r_{вх}}.$$

При больших значениях R_K значение K_{UOB} обычно намного превышает единицу.

Коэффициент усиления по мощности транзистора с ОБ K_{POB} может быть заметно больше единицы:

$$K_{POB} = \frac{\Delta P_{вых}}{\Delta P_{вх}} = \frac{\Delta U_K \Delta I_K}{\Delta U_{\text{Э}} \Delta I_{\text{Э}}} = K_{UOB} K_{IOB} = \alpha_N^2 \frac{R_K \parallel r_{вых}}{r_{вх}}.$$

Например, при $R_K = 50$ кОм, $r_{вх} = 50$ Ом значение $K_{POB} \approx 10^3$, если $r_{вых} \gg R_K$.

Таким образом, биполярный транзистор является активным элементом электрической цепи, так как позволяет усиливать электрические сигналы с $K_{POB} > 1$. С физической точки зрения усиление переменного сигнала по мощности связано с отбором энергии от источника питания выходной коллекторной цепи.

В транзисторе, включенном по схеме с ОЭ, имеет место усиление не только по напряжению, но и по току. В такой схеме входным током является ток базы, а выходным — ток коллектора. В соответствии с первым законом Кирхгофа для токов транзистора справедливо равенство $I_{\text{Э}} = I_K + I_B$.

Подставив это выражение в (2.2), получим

$$I_K = \frac{\alpha_N}{(1 - \alpha_N)} I_B - \frac{I_{K0}}{(1 - \alpha_N)} (e^{U_K / \Phi_T} - 1). \quad (2.3)$$

Выражение (2.3) определяет семейство выходных ВАХ транзистора с ОЭ, т. е. зависимости $I_K(U_K)$ при $I_B = \text{const}$. Множитель, на который умножается ток базы I_B , представляет собой коэффициент усиления по току транзистора с общим эмиттером и называется коэффициентом передачи тока базы:

$$K_{IOЭ} = \beta_N = \Delta I_K / \Delta I_B = \alpha_N / (1 - \alpha_N). \quad (2.4)$$

У изготавливаемых промышленностью транзисторов типичные значения α_N лежат в диапазоне от 0,90 до 0,99, что соответствует $\beta_N = 9 \div 100$. В специальных микромощных транзисторах β_N может достигать до нескольких тысяч, такие транзисторы называют транзисторами «супербета». Физическая причина больших значений β_N заключается в рекомбинационной природе базового тока, который в $p-p-n$ транзисторе полностью состоит из дырок. Ток дырок, поступающих в p -базу, нарушает электронейтральность базы, в результате чего потенциальный барьер эмиттерного $p-n$ перехода понижается и из n -эмиттера в базу поступают электроны. В стационарном режиме ток рекомбинации электронов должен быть равен току дырок, поступающему из базового контакта, т. е. постоянно должно существовать рекомбинационное равновесие этих токов. Но время жизни дырок в базе равно времени жизни электронов τ_n , а электроны проходят базу за значительно меньшее время: $\tau_{\alpha} = w^2 / (2D_n)$, где w — толщина квазиэлектронейтральной базы. Поэтому для осуществления рекомбинационного равновесия требуется в τ_n / τ_{α} раз больший ток электронов из эмиттера по сравнению с током базы I_B . Из этого следует, что

$$\beta_N \approx \frac{\tau_n}{\tau_{\alpha}} = 2 \left(\frac{L_n}{w} \right)^2 \text{ или } \alpha_N \approx \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{w}{L_n} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (2.5)$$

Коэффициент усиления по напряжению транзистора с ОЭ

$$K_{UOЭ} = \frac{\Delta I_K (R_K \parallel r_{вых}^*)}{\Delta I_B r_{вх}^*} = \beta_N \frac{(R_K \parallel r_{вых}^*)}{r_{вх}^*},$$

где $r_{вх}^*$ и $r_{вых}^*$ — входное и выходное сопротивления транзистора с ОЭ.

Коэффициент усиления по мощности транзистора с ОЭ

$$K_{POЭ} = \beta_N^2 (R_K \parallel r_{вых}^*) / r_{вх}^*$$

может быть значительным, так как имеется усиление и по току, и по напряжению.

Поэтому в большинстве усилительных каскадов используется транзистор с ОЭ. Такое включение транзистора выгодно и потому, что входное сопротивление транзистора с ОЭ $r_{вх}^*$ больше входного сопротивления $r_{вх}$ в $(\beta_N + 1)$ раз.

Транзистор с ОК имеет коэффициент усиления по напряжению, незначительно меньший единицы, так как разность потенциалов между базой и эмиттером практически не зави-

сит от тока базы. Усиление по току значительно и составляет

$$K_{\text{ЮК}} = \Delta I_{\text{Э}} / \Delta I_{\text{Б}} = (\beta_N + 1) \gg 1.$$

Потенциал эмиттера в транзисторе с ОК практически повторяет потенциал базы (см. рис. 2.2, в), поэтому каскад, построенный на основе транзистора с ОК, называют *эмиттерным повторителем*.

2.1.2. КЛАССИФИКАЦИЯ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

В настоящее время отечественной промышленностью выпускается большое количество биполярных транзисторов различных типов и назначения. Классификация транзисторов проводится по их функциональному назначению, физическим свойствам, основным электрическим параметрам, по конструктивно-технологическим признакам и типу исходного полупроводникового материала. Транзисторы выпускаются на мощности от 20 мВт до сотен ватт с граничными частотами от 100 кГц до десяти гигагерц, с максимально допустимыми напряжениями от единиц до тысяч вольт и токами от 5 мА до сотен ампер, с уровнем собственных шумов от единиц до десятков децибел. Они могут выпускаться в различного вида корпусах (металлостеклянных, металло-керамических и пластмассовых), обладающих тепловым сопротивлением от долей до сотен °С/Вт, а также в бескорпусном исполнении для гибридных интегральных микросхем и транзисторных микросборок.

Биполярные транзисторы в соответствии с основными областями применения подразделяются на ряд групп: усиленные низкочастотные (с граничной частотой $f_{\text{гр}} \leq 30$ МГц), высокочастотные ($30 \text{ МГц} < f_{\text{гр}} \leq 300 \text{ МГц}$), сверхвысокочастотные (СВЧ) ($f_{\text{гр}} > 300 \text{ МГц}$) с нормированным и ненормированным коэффициентом шума, усиленные мощные высоковольтные, высокочастотные и СВЧ генераторные, переключательные маломощные и мощные высоковольтные, импульсные мощные высоковольтные универсальные.

По мощности транзисторы подразделяются на маломощные с мощностью рассеяния $P \leq 0,3$ Вт, транзисторы средней мощности ($0,3 \text{ Вт} < P \leq 1,5 \text{ Вт}$) и мощные ($P > 1,5 \text{ Вт}$). Иногда транзисторы с мощностью рассеяния от 1 до 10 Вт называют *транзисторами большой мощности*. В соответ-

ствии с другой действующей классификацией мощные транзисторы на токи 10 А и более называют *силовыми*.

По технологии изготовления транзисторы подразделяются на сплавные, диффузионные, конверсионные, диффузионно-сплавные (сплавно-диффузионные), планарные, мезапланарные, эпитаксиально-мезапланарные (меза-эпитаксиально-планарные), ионно-имплантационные. Современные транзисторы изготавливаются в основном по эпитаксиально-планарной технологии, а высоковольтные — по мезапланарной и эпитаксиально-мезапланарной технологии исключительно на основе кремния.

Биполярные транзисторы изготавливаются в дискретном исполнении и в качестве компонентов и элементов интегральных микросхем (ИС). В последнем случае предусматриваются конструктивно-технологические меры электрической изоляции транзисторов и других элементов ИС друг от друга.

Относительная доля выпуска транзисторов в дискретном исполнении постоянно сокращается. Прежде всего это касается маломощных транзисторов. Мощные транзисторы в силу ряда причин поддаются интегрализации с большим трудом. Тем не менее уже выпускаются мощные составные транзисторы (транзисторы Дарлингтона, или транзисторы с предусилением), содержащие на одном кристалле два (или более) «элементарных» транзистора. С точки зрения изготовителя такой составной транзистор, который к тому же может иметь дополнительные интегральные элементы защиты — резисторы и диоды, является ИС малой степени интеграции. Однако такой составной транзистор характеризуется системой параметров, применяемой для одиночных транзисторов, и с точки зрения потребителя почти не «проявляет» своей сложной структуры (за исключением высокого коэффициента передачи тока базы, превосходящего 10^2 — 10^3).

2.1.3. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ПО ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ТРАНЗИСТОРОВ

В настоящее время существует большое количество конструктивно-технологических вариантов изготовления биполярных транзисторов.

Транзисторы старых разработок (50-х годов) изготавливаются по сплавной технологии. Конструкция такого транзистора представлена на рис. 2.4, а. На рис. 2.4 обозначено: $x_{\text{Э}}$, $x_{\text{К}}$ и $x_{\text{КК}}$ — координаты по

оси x эмиттерного, коллекторного и n^+-n переходов; $x_{\text{КР}}$ — толщина кристалла; $\omega_{\text{Э}}$, ω , $\omega_{\text{БП}}$ — толщина эмиттера, активной и пассивной базы соответственно; $\omega_{\text{К}}$, $\omega_{\text{КК}}$ — толщина слаболегированного n -слоя и сильнолегированного n^+ -слоя коллектора; y_1 — координата края эмиттера; y_2 , y_3 — координаты начала и конца базовой металлизации; $L_{\text{Э}}$ — ширина эмиттерной полосы; $z_{\text{Э}}$ — ее длина; $R_{\text{Э}}$, $R_{\text{Б}}$, $R_{\text{К}}$ — радиусы эмиттера, базы и коллектора; $P1$ — пассивная и $P2$ — периферийная области транзисторной структуры. Сплавные p - n переходы в таком транзисторе образуются в результате сплавления в однородный кри-

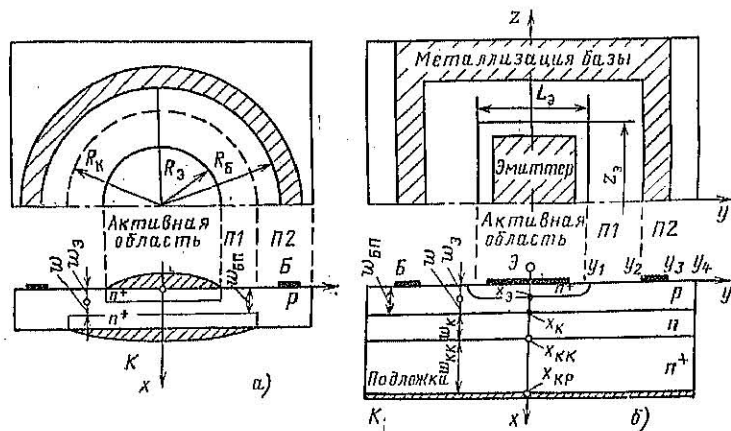


Рис. 2.4. Структура сплавного (а) и планарного (б) n - p - n транзистора. Вверху показана только часть топологии структуры

сталл полупроводника на небольшую глубину (порядка десяти микрометров) металла или сплава, содержащего донорные или акцепторные легирующие примеси. После проведения операций сплавления образуются сильнолегированные рекристаллизованные области полупроводника с высокой концентрацией примеси, равно предельной растворимости примеси в полупроводнике. Например, для создания n - p - n сплавного кремниевого транзистора используется сплавление электродного сплава, содержащего мышьяк. Концентрация донорной легирующей примеси мышьяка в n^+ -слоях эмиттера и коллектора составляет примерно 10^{20} — 10^{21} см^{-3} . Распределение легирующих примесей в пределах эмиттера, базы и коллектора практически равномерное. Из-за неоднородности фронта сплавления металла с помощью сплавления трудно создать транзистор большой площади (более $0,1 \text{ см}^2$) и толщиной базы ω менее 20 — 30 мкм .

Малые площади переходов в сплавных транзисторах не позволяют

получить большие предельно допустимые токи коллектора. В связи с тем, что номинальная плотность тока эмиттера не превышает 100 А/см^2 , предельно допустимые токи коллектора сплавных транзисторов не превосходят несколько десятков ампер. Граничные частоты таких транзисторов из-за большой толщины базы не превышают нескольких мегагерц.

Современные биполярные транзисторы изготавливают на основе кремния по диффузионной технологии с использованием планарного процесса.

Планарный процесс заключается в создании на поверхности кремния пленки диоксида кремния (SiO_2) толщиной $0,1$ — 1 мкм путем окисления пластины кремния в среде кислорода при высокой температуре и проведения фотолитографической обработки. При проведении фотолитографической обработки на окисленную пластину кремния наносят слой фотоэмульсии — фоторезист — и экспонируют его через фотошаблон, содержащий множество идентичных рисунков, задающих конфигурацию элементов активных структур приборов. Засвеченные участки фоторезиста проявляют, т. е. удаляют, в растворе. Затем в растворе, содержащем плавиковую кислоту, травят обнажившуюся в отверстиях фоторезиста пленку диоксида кремния — вскрывают в ней «окна». Оставшийся фоторезист полностью удаляют. Далее проводят диффузию примеси. Скорость диффузии примеси в полупроводник через окно и в защитной пленке диоксида кремния (для акцепторной примеси бора и донорных примесей фосфора или мышьяка) сильно отличается. Возможность замедления и полного исключения диффузии примеси в участки кремния, защищенного слоем диоксида кремния, определила выбор планарного процесса для массового изготовления полупроводниковых приборов и ИС, в том числе и биполярных транзисторов. Процесс диффузии усовершенствован до такой степени, что стало возможным создавать p - n переходы, глубина которых контролируется с точностью до долей микрометра. Это достигается тем, что процесс диффузии проводится в две стадии. На первой стадии, называемой процессом загонки легирующей примеси, в полупроводниковую пластину вводится строго заданное количество примеси. На второй стадии процесса диффузии — стадии разгонки — эта примесь распределяется на нужную глубину и образует профиль распределения примеси с требуемыми параметрами, который удовлетворительно описывается законом Гаусса

$$N(x, t) = N_S \exp(-x^2/(4Dt)), \quad (2.6)$$

где $N_S = Q/\sqrt{\pi Dt}$ — поверхностная концентрация примеси; Q — число атомов примеси, введенных на стадии загонки, на единицу поверхности, атомов/ см^2 ; D — коэффициент диффузии примеси на стадии разгонки; t — время разгонки.

Среди большого количества различных видов транзисторных структур, получаемых с помощью диффузии, можно выделить два основных типа.

Структуры первого типа получают с помощью двухсторонней диффузии. Для этого в пластину полупроводника посредством диффузии вводят с обеих поверхностей легирующую примесь, создающую области с электропроводностью, противоположной по отношению к электропроводности исходной пластины.

В таких структурах трудно получить малую толщину базы, из-за чего получаются малые коэффициенты усиления по току и невысокие граничные частоты.

Наибольшее распространение получили структуры, изготавливаемые с помощью односторонней диффузии. Для создания низковольтных высокочастотных транзисторов в качестве исходных пластин используются эпитаксиальные n^+-n структуры, где подложкой является высокоомная n^+ -пластина, на которую эпитаксиально наращивается высокоомный n -слой. В этом n -слое диффузией акцепторной примеси формируются p -слой и создается коллекторный p - n переход на глубине x_K , как показано на рис. 2.4, б. Далее на верхней поверхности пластины выращивается слой диоксида кремния, после чего проводится фотолитография, позволяющая вскрыть окно в оксиде под диффузию фосфора, формирующего эмиттерный p - n переход на глубине $x_E = w_E$.

Для создания планарных омических контактов на верхней поверхности структуры пластина снова окисляется и проводится фотолитография, позволяющая вскрыть окна под омические контакты базы и эмиттера.

Затем на верхнюю поверхность пластины наносится металл, например алюминий. Далее проводится фотолитография, позволяющая удалить с помощью травления металл вне областей омических контактов базы и эмиттера.

Омический контакт коллектора создается по всей нижней поверхности пластины.

Распределение легирующей примеси по оси x различно для различных областей транзистора. В активной области кремниевой транзисторной структуры, расположенной под эмиттером, результирующее распределение примеси описывается выражением

$$N(x) = N_2(x) - N_1(x) + N_0, \quad (2.7)$$

где $N_2(x)$ — распределение донорной примеси (фосфора), формирующей эмиттер; $N_1(x)$ — распределение акцепторной примеси (обычно бор), формирующей базу; N_0 — исходная концентрация доноров в высокоомном n -слое коллектора.

Обычно зависимости $N_2(x)$ и $N_1(x)$ удовлетворительно описываются гауссовым законом (2.6).

2.2. ОСНОВЫ ФИЗИКИ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

2.2.1. ОСНОВНЫЕ ДОПУЩЕНИЯ ИДЕАЛИЗИРОВАННОЙ ТЕОРИИ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Основные закономерности физических процессов, протекающих в биполярном транзисторе, можно описать в рамках региональной приближения теории транзистора, когда его полупроводниковая структура разбивается на ряд характерных областей: *области пространственного заряда* (ОПЗ) и *квазиэлектронейтральные области* эмиттера, базы и коллектора, в которых выполняется условие $\Delta n \approx \Delta p$. Многие физические процессы можно качественно и количественно правильно описать, используя одномерное приближение, когда учитывается движение потоков носителей заряда только в направлении оси x , перпендикулярной плоскостям p - n переходов. Использование одномерного приближения для анализа физических процессов в биполярном транзисторе требует обоснования. Рассмотрим две реальные конструкции транзисторов, представленные на рис. 2.4. Транзистор на рис. 2.4, а изготовлен по сплавной технологии и имеет однородно легированные области эмиттера, базы и коллектора. В транзисторе на рис. 2.4, б база может быть создана эпитаксией или диффузией акцепторной примеси. Особенностью любой технологии является то, что топологические размеры эмиттера в плане (его диаметр указан на рис. 2.4, а, его ширина L_E , а также длина x_E — на рис. 2.4, б) оказываются по крайней мере на порядок больше толщины базы w . В табл. 2.1 даны типичные соотношения гео-

Таблица 2.1. Соотношения типичных геометрических размеров эмиттера и базы транзистора

Тип транзистора	w , мкм	L_E , мкм
Сплавной, низкочастотный	≥ 20	≥ 500
Диффузионно-сплавной	≥ 5	≥ 50
Планарный, двойная диффузия	$\geq 0,4$	≥ 4
СВЧ транзистор, ионная имплантация	$\geq 0,05$	≥ 1

метрических размеров структуры транзисторов. Судя по рис. 2.4 и данным табл. 2.1, подавляющая доля потока неосновных носителей заряда в базе движется от плоскости эмиттера до плоскости коллектора в направлении оси x .

В структуре транзистора можно выделить *активную область базы*, лежащую под эмиттером, где поток неосновных носителей практически одномерный и где протекают основные процессы токопереноса. В пассивной и периферийной областях базы $P1$ и $P2$ имеют место краевые эффекты, которые учитываются дополнительно.

Предполагая, что поток носителей в базе транзистора одномерный, возникает осложнение, связанное с тем, что кроме токов эмиттера I_E и коллектора I_C , текущих в направлении оси x , имеется ток базы I_B , текущий в перпендикулярном направлении (ось y). В $n-p-n$ транзисторе ток базы состоит из дырок, приходящих из внешнего электрода базы для рекомбинации с электронами. Ток базы образован основными носителями заряда — дырками в p -базе — и имеет дрейфовый характер, поэтому в базовой области имеется некоторое электрическое поле E_x , направленное по оси y . Поле E_y является причиной увеличения потенциала базы к краю эмиттера. Явление увеличения напряжения прямого смещения база — эмиттер и плотности тока инжекции электронов к краю эмиттера носит название *эффекта отгеснения тока эмиттера*. Учет и оценка этого явления будут приведены ниже.

Будем считать, что справедливы обычные допущения теории $p-n$ переходов. ОПЗ эмиттерного и коллекторного $p-n$ переходов имеют резкие границы с квазиэлектронейтральными областями эмиттера, базы и коллектора. На краях ОПЗ справедливы граничные условия для концентраций неосновных носителей заряда в соответствии с выражениями (1.97) и (1.98). В областях эмиттера, базы и коллектора имеет место низкий уровень инжекции неосновных носителей заряда.

Характер движения неосновных носителей заряда в квазиэлектронейтральных областях транзистора определяется распределением концентрации легирующей примеси. Плотности токов электронов и дырок в направлении оси x имеют дрейфовые и диффузионные составляющие, которые определяются выражениями (1.35) и (1.36).

Рассмотрим движение электронов в p -базе $n-p-n$ транзистора. На распределение концентрации акцепторов N_A вдоль координаты x не будем накладывать никаких ограничений, полагая что $N_A(x)$ — произвольная функция. Напряженность электрического поля в базе E_x найдем из условия равенства нулю плотности тока основных носителей заряда в базе: $J_{px}=0$. При нарушении термодинамического равновесия это условие выполняется приближенно, но J_{px} остается близким к нулю, так как поля в ОПЗ эмиттера

и коллектора препятствуют уходу дырок в эмиттер и в коллектор и p -база представляет для дырок потенциальную яму. Приравнивая к нулю правую часть уравнения (1.36), записываем

$$q\mu_p p E_x = qD_p dp/dx.$$

Разделив обе части равенства на $q\mu_p p$ и используя соотношение Эйнштейна $D_p/\mu_p = \varphi_T$, получим

$$E_x = -\frac{\varphi_T}{p} \frac{dp}{dx}. \quad (2.8)$$

С учетом условия квазиэлектронейтральности в n -базе $p \approx -n + N(x) \approx 0$ или $p \approx -N(x)$ выражение для поля в базе можно представить в виде

$$E_x = -\frac{\varphi_T}{(n - N(x))} \frac{d(n - N(x))}{dx}. \quad (2.9)$$

При низком уровне инжекции электронов в базе, когда $n \ll |N(x)|$, можно записать

$$E_x \approx \frac{\varphi_T}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx}. \quad (2.10)$$

Из (2.10) следует, что в однородно легированной базе [$N(x) = \text{const}$] при низком уровне инжекции электрическое поле в базе отсутствует. Это условие выполняется в так называемых *бездрейфовых* (сплавных) транзисторах с однородно легированной базой. Если концентрация $N(x)$ непостоянна, то в базе транзистора имеется так называемое *встроенное* электрическое поле. Это поле, обусловленное неравномерным распределением легирующей примеси, влияет на движение неосновных носителей заряда от эмиттера к коллектору. Неоднородное распределение легирующей примеси и электрическое поле в базе характерны для *дрейфовых* транзисторов.

В § 2.2.2 рассмотрим теорию $n-p-n$ бездрейфового транзистора с однородно легированными слоями базы, эмиттера и коллектора при низком уровне инжекции. В этом случае время жизни неосновных носителей заряда и подвижность носителей в слоях транзистора не зависят от координаты, что существенно упрощает анализ. Еще одно допущение идеализированной теории транзистора заключается в пренебрежении процессами генерации и рекомбинации носителей заряда в ОПЗ эмиттерного и коллекторного $p-n$ переходов.

2.2.2. КОНЦЕНТРАЦИИ И ТОКИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В БАЗЕ ТРАНЗИСТОРА

В данном пункте будет найдено распределение электронов в базе n - p - n транзистора в стационарных условиях и установлена связь тока электронов с напряжениями на эмиттерном и коллекторном переходах при низком уровне инжекции электронов в p -базе.

В бездрейфовом n - p - n транзисторе плотность тока электронов в p -базе, текущих от эмиттера к коллектору, при низком уровне инжекции определяется диффузией электронов:

$$J_n = qD_n dn/dx. \quad (2.11)$$

Для того чтобы определить электронные составляющие токов эмиттера $I_{Эн}$ и коллектора $I_{Кн}$, необходимо найти распределение концентрации электронов в базе $n(x)$. Для этого решим дифференциальное уравнение диффузии электронов

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n - n_{p0}}{L_n^2} = 0, \quad (2.12)$$

где $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ — диффузионная длина электронов в базе.

Сформулируем граничные условия. Если к ОПЗ эмиттерного перехода приложено напряжение $U_{Э}$, то концентрация электронов на правой границе ОПЗ эмиттера в базе при $x=0$ будет определяться граничным условием (1.98). Избыточная концентрация электронов на этой границе

$$\Delta n_{Э} = n_{pЭ} - n_{p0} = n_{p0} (\exp(U_{Э}/\varphi_T) - 1). \quad (2.13)$$

К ОПЗ коллекторного p - n перехода приложено напряжение U_K . Поэтому избыточная концентрация электронов на границе ОПЗ коллектора в базе при $x=w$

$$\Delta n_K = n_{pK} - n_{p0} = n_{p0} (\exp(U_K/\varphi_T) - 1). \quad (2.14)$$

Решение уравнения диффузии (2.12) с граничными условиями (2.13) и (2.14) имеет вид

$$\Delta n(x) = n(x) - n_{p0} = \frac{\Delta n_{Э} \operatorname{sh}((w-x)/L_n) + \Delta n_K \operatorname{sh}(x/L_n)}{\operatorname{sh}(w/L_n)}. \quad (2.15)$$

Выражение (2.15) сложно для анализа, но его можно упростить. Для транзисторов с узкой базой выполняется условие $w/L_n \ll 1$. При соблюдении этого условия можно получить приближенное выражение для распределения $\Delta n(x)$,

заменяв значения гиперболического синуса его аргументом:

$$\Delta n(x) \approx (n_{pЭ} - n_{p0}) (1 - x/w) + (n_{pK} - n_{p0}) x/w. \quad (2.16)$$

Рассмотрим нормальный активный режим работы транзистора. В этом режиме на эмиттер подано прямое напряжение $U_{Э} > 0$ и концентрация $n_{pЭ} > n_{p0}$, а на коллектор — обратное напряжение $U_K \ll -\varphi_T$ и концентрация электронов на коллекторе $n_{pK} \ll n_{p0}$, т. е. близка к нулю. Из (2.16) следует, что

$$n(x) \approx n_{pЭ} (1 - x/w). \quad (2.17)$$

Распределение электронов в базе, соответствующее этому выражению, представлено на рис. 2.5, а штриховой линией. Реальное распределение $n(x)$ в соответствии с выражением (2.15) (сплошная линия на рис. 2.5, а) не является линейным, так как по мере движения от эмиттера к коллектору часть электронов рекомбинирует с дырками. Градиент концентрации электронов вблизи коллектора, пропорциональный плотности тока $J_{Кн}$, оказывается меньше градиента концентрации электронов вблизи эмиттера.

Ток электронов в базе переносится за счет диффузии. Дифференцируя выражение (2.15) по x и подставляя производную в выражение (2.11), получаем

$$J_n(x) = - \frac{qD_n}{L_n} \frac{\Delta n_{Э} \operatorname{ch}((w-x)/L_n) - \Delta n_K \operatorname{ch}(x/L_n)}{\operatorname{sh}(w/L_n)}. \quad (2.18)$$

Плотность электронного тока эмиттера определяется выражением (2.18) при $x=0$:

$$J_{Эн} = - \frac{qD_n n_{p0}}{L_n \operatorname{th}(w/L_n)} (e^{U_{Э}/\varphi_T} - 1) + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n \operatorname{sh}(w/L_n)} (e^{U_K/\varphi_T} - 1). \quad (2.19)$$

Плотность электронного тока коллектора находим путем подстановки в (2.18) $x=w$:

$$J_{Кн} = - \frac{qD_n n_{p0}}{L_n \operatorname{sh}(w/L_n)} (e^{U_{Э}/\varphi_T} - 1) + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n \operatorname{th}(w/L_n)} (e^{U_K/\varphi_T} - 1). \quad (2.20)$$

Заметим, что w — это толщина квазиэлектронейтральной базы, равная разности между технологической толщиной базы w_B и толщиной ОПЗ эмиттера и коллектора в базовой области.

Введем следующие обозначения предэкспоненциальных множителей в (2.19) и (2.20):

$$J_{Энс} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n \operatorname{th}(w/L_n)} = J_{Кнс}; \quad (2.21)$$

$$J_{12s} = J_{21s} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n \operatorname{sh}(w/L_n)}. \quad (2.22)$$

Тогда выражения для плотностей электронного тока в активной области базы приобретают вид

$$J_{Эн} = -J_{Энс} (e^{U_{Э}/qT} - 1) + J_{12s} (e^{U_{К}/qT} - 1); \quad (2.23)$$

$$J_{Кн} = -J_{21s} (e^{U_{Э}/qT} - 1) + J_{Кнс} (e^{U_{К}/qT} - 1). \quad (2.24)$$

Учитывая, что $J_{Энс} = J_{Кнс}$ и $J_{12s} = J_{21s}$, можно сделать вывод, что для активной области базы структура уравнений (2.22) и (2.23) симметрична. Это означает, что если эмиттер и коллектор поменять местами, сохранив те же напряжения, токи электронов не изменятся.

Найдем связь между электронным током эмиттера $I_{Эн}$ и зарядом электронов в базе для нормального активного режима. Учтя, что в этом режиме концентрация электронов практически линейно зависит от координаты (2.17), можно записать

$$I_{Эн} = S_{Э} q D_n dn/dx \approx S_{Э} q D_n n_{p0}/w, \quad (2.25)$$

где $S_{Э}$ — площадь эмиттера.

Заряд электронов в базе определяется площадью, лежащей под кривой $n(x)$ (рис. 2.5, а):

$$Q_n = S_{Э} q \int_0^w n(x) dx = S_{Э} q n_{p0} w/2. \quad (2.26)$$

Используя (2.25) и (2.26), получим

$$Q_n = I_{Эн} w^2 / (2D_n) = I_{Эн} \tau_{\alpha 0}. \quad (2.27)$$

Таким образом, при низком уровне инжекции заряд электронов в базе пропорционален току электронов. Коэффициент пропорциональности в этом выражении имеет размерность времени и представляет собой *постоянную времени накопления* электронов в базе

$$\tau_{\alpha 0} = \frac{w^2}{2D_n} = \frac{w^2 \tau_n}{2D_n \tau_n} = \frac{1}{2} \left(\frac{w}{L_n} \right)^2 \tau_n. \quad (2.28)$$

Для узкобазовых транзисторов с $w/L_n \ll 1$ значение $\tau_{\alpha 0}$ значительно меньше времени жизни электронов τ_n в базе.

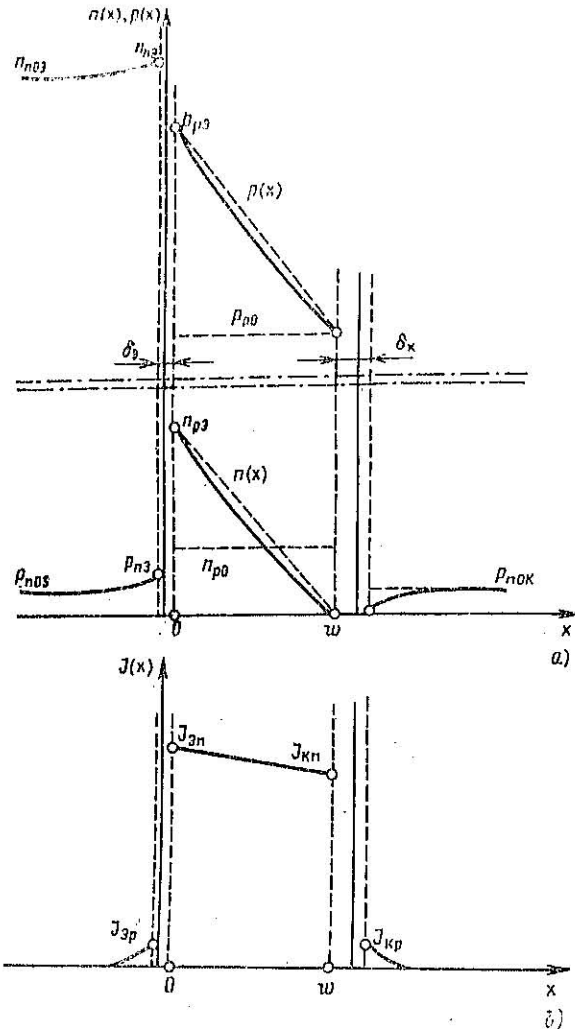


Рис. 2.5. Распределение концентраций дырок и электронов (а) и их плотностей токов (б) в n - p - n транзисторе

2.2.3. ВЫВОД УРАВНЕНИЙ ВАХ ТРАНЗИСТОРА ПРИ НИЗКОМ УРОВНЕ ИНЖЕКЦИИ

Физические процессы в биполярном транзисторе можно описать системой уравнений, которая представляет собой математическую модель транзистора. Для ее построения необходимо получить уравнения, связывающие токи транзистора с приложенными к p - n переходам внешними напряжениями.

Выражения (2.23) и (2.24) определяют электронные составляющие плотности диффузионного тока электронов. Дырочные составляющие можно найти из решения уравнений непрерывности для эмиттерной и коллекторной областей. Воспользуемся решениями, полученными в § 1.3.4. Плотность тока дырок на левой границе ОПЗ эмиттерного p - n перехода (рис. 2.5, б)

$$J_{\Delta p} = -\frac{qD_{p\Delta} p_{n0\Delta}}{L_{p\Delta}} (e^{U_{\Delta}/\varphi_T} - 1) = -J_{\Delta ps} (e^{U_{\Delta}/\varphi_T} - 1). \quad (2.29)$$

Аналогично плотность тока дырок на правой границе ОПЗ коллекторного p - n перехода

$$J_{Kp} = \frac{qD_{pK} p_{n0K}}{L_{pK}} (e^{U_K/\varphi_T} - 1) = J_{Kps} (e^{U_K/\varphi_T} - 1). \quad (2.30)$$

Полный ток эмиттера можно найти, суммировав плотности тока дырок (2.29) и электронов (2.23) эмиттера и умножив результат на площадь эмиттера S_{Δ} :

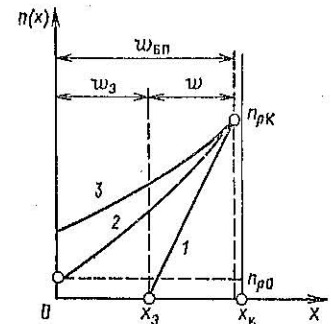
$$I_{\Delta} = S_{\Delta} (J_{\Delta ps} + J_{\Delta ns}) (e^{U_{\Delta}/\varphi_T} - 1) - S_{\Delta} J_{12s} (e^{U_K/\varphi_T} - 1). \quad (2.31)$$

Знаки в формуле (2.31) и далее выбраны с учетом положительных направлений токов, указанных на рис. 2.1.

Расчет полного тока коллектора представляет собой более сложную задачу, так как известна составляющая плотности тока электронов (2.24) только в активной области структуры, площадь которой равна S_{Δ} . В пассивную область базы транзистора (рис. 2.4) с площадью $(S_K - S_{\Delta})$ также может происходить инжекция электронов из коллектора. Плотность этого тока $J_{Kn}^{\Pi} = J_{Kns}^{\Pi} (e^{U_K/\varphi_T} - 1)$ отличается от плотности тока инжекции электронов в активную область базы $J_{Kn}^A = -J_{Kns}^A (e^{U_K/\varphi_T} - 1)$. Эти различия следуют из рассмотрения рис. 2.6, где изображены распределения концентрации $n(x)$ в различных областях базы для инверсного активного режима работы транзистора.

Рис. 2.6. Распределение концентрации электронов для инверсного активного режима p - n транзистора:

1 — в активной области базы; 2 — в пассивной области базы под базовой металлизацией; 3 — в пассивной области базы Π



ра. В пассивной области базы $J_{Kn}^{\Pi} < J_{Kn}^A$, так как толщина

пассивной базы w_{Π} больше толщины активной базы w и градиент концентрации дырок в пассивной области базы меньше, чем в активной.

Если $w_{\Pi} \approx w$ и скорости поверхностной рекомбинации электронов на свободной поверхности базы v_{st} и под базовой металлизацией v_{stm} достаточно велики, то с некоторой погрешностью будем полагать, что $J_{Kn}^{\Pi} \approx J_{Kn}^A = J_{Kns} (e^{U_K/\varphi_T} - 1)$. Тогда полный ток коллектора

$$I_K = -S_{\Delta} J_{Kn} - (S_K - S_{\Delta}) J_{Kn}^{\Pi} - S_K J_{Kp}.$$

Первый член определяет ток электронов в активной области базы с плотностью, соответствующей (2.24), второй — ток электронов в пассивной области базы, а третий — ток дырок в коллекторе согласно (2.30). Используя указанные выражения, получаем

$$I_K = S_{\Delta} J_{21s} (e^{U_{\Delta}/\varphi_T} - 1) - S_K (J_{Kns} + J_{Kps}) (e^{U_K/\varphi_T} - 1). \quad (2.32)$$

Имеется много форм представления системы уравнений (2.31) и (2.32), описывающих идеализированный транзистор для стационарного режима. Часто эту систему уравнений представляют в виде

$$I_{\Delta} = a_{11} (e^{U_{\Delta}/\varphi_T} - 1) - a_{12} (e^{U_K/\varphi_T} - 1); \quad (2.33)$$

$$I_K = a_{21} (e^{U_{\Delta}/\varphi_T} - 1) - a_{22} (e^{U_K/\varphi_T} - 1), \quad (2.34)$$

где $a_{11} = S_{\Delta} (J_{\Delta ps} + J_{\Delta ns})$; $a_{22} = S_K (J_{Kps} + J_{Kns})$; $a_{12} = -a_{21} = S_{\Delta} J_{12s} = S_{\Delta} J_{21s}$.

Для анализа физических процессов в биполярных транзисторах систему уравнений представляют в ином виде:

$$I_{\text{Э}} = I'_{\text{Э0}} (e^{U_{\text{Э}}/qT} - 1) - \alpha_I I'_{\text{К0}} (e^{U_{\text{К}}/qT} - 1); \quad (2.35)$$

$$I_{\text{К}} = \alpha_N I'_{\text{Э0}} (e^{U_{\text{Э}}/qT} - 1) - I'_{\text{К0}} (e^{U_{\text{К}}/qT} - 1), \quad (2.36)$$

где $\alpha_N = a_{21}/a_{11}$ — нормальный коэффициент передачи тока эмиттера; $\alpha_I = a_{12}/a_{22}$ — инверсный коэффициент передачи тока.

Подробно эти коэффициенты будут рассмотрены в следующем пункте.

Предэкспоненциальные множители $I'_{\text{Э0}}$ и $I'_{\text{К0}}$ представляют собой собственные токи насыщения эмиттера и коллектора:

$$I'_{\text{Э0}} = a_{11} = S_{\text{Э}} (J_{\text{Эps}} + J_{\text{Эns}}); \quad (2.37)$$

$$I'_{\text{К0}} = a_{22} = S_{\text{К}} (J_{\text{Кps}} + J_{\text{Кns}}). \quad (2.38)$$

Предэкспоненциальные множители $\alpha_I I'_{\text{К0}} = a_{12}$ и $\alpha_N I'_{\text{Э0}} = a_{21}$ отражают эффект «близости» эмиттерного и коллекторного переходов, проявляющийся в обмене носителями заряда, причем

$$\alpha_I I'_{\text{К0}} = \alpha_N I'_{\text{Э0}} = S_{\text{Э}} \frac{qD_n n_{p0}}{L_n \operatorname{sh}(\omega/L_n)}. \quad (2.39)$$

Эти множители имеют большие значения для транзистора с узкой базой (при $\omega/L_n \ll 1$). Если p - n переходы удалены друг от друга, так что $\omega/L_n \gg 1$, то $\operatorname{sh}^{-1}(\omega/L_n) \ll 1$ и $a_{12} \rightarrow 0$; $a_{21} \rightarrow 0$.

Введем обозначения

$$I_1 = I'_{\text{Э0}} (e^{U_{\text{Э}}/qT} - 1); \quad (2.40)$$

$$I_2 = I'_{\text{К0}} (e^{U_{\text{К}}/qT} - 1), \quad (2.41)$$

с помощью которых представим систему уравнений транзистора для большого сигнала (2.35) и (2.36) в виде

$$I_{\text{Э}} = I_1 - \alpha_I I_2; \quad (2.42)$$

$$I_{\text{К}} = \alpha_N I_1 - I_2. \quad (2.43)$$

Этой системе уравнений можно поставить в соответствие электрическую модель транзистора (рис. 2.7, а). На рис. 2.7, а часть модели, соответствующая идеализированной модели p - n транзистора и описываемая уравнениями (2.42) и (2.43), обведена штриховой линией. Каждому p - n переходу в эквивалентной схеме соответствует идеализи-

рованный диод. Взаимодействие p - n переходов в транзисторе отражено в эквивалентной схеме генераторами тока.

Уравнение (2.42) представляет собой первый закон Кирхгофа, записанный для входного узла I . Ток эмиттера складывается из тока инжекции эмиттерного p - n перехода I_1 , который моделируется диодом D_1 с ВАХ (2.40), и тока экстракции $\alpha_I I_2$, который моделируется соответствующим источником тока на рис. 2.7, а. Аналогично уравнение (2.43) представляет собой первый закон Кирхгофа для узла 2.

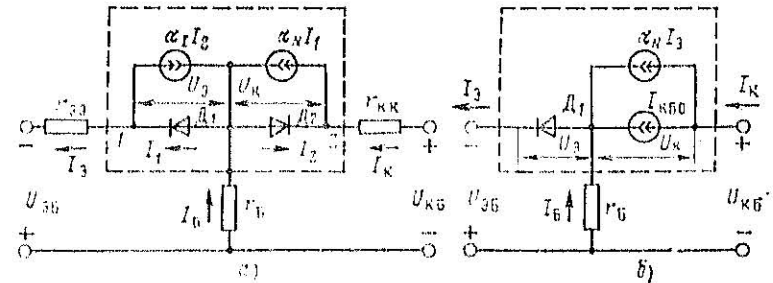


Рис. 2.7. Эквивалентная схема n - p - n транзистора для большого сигнала: а — общий; б — для нормального активного режима

Впервые основные уравнения транзистора в форме системы уравнений (2.35) и (2.36) были предложены Эберсом и Моллом (1954 г.) и поэтому носят их имя. Позднее эта система уравнений и электрическая модель, им соответствующая, были названы *моделью Эберса — Молла*. В первоначальном варианте параметры модели Эберса — Молла α_N , α_I , $I'_{\text{Э0}}$, $I'_{\text{К0}}$ рассматривались как эмпирические, получаемые опытным путем в результате измерений.

Для более полного представления свойств биполярного транзистора электрическая модель на рис. 2.7, а дополнена омическими сопротивлениями квазиэлектронейтральных областей эмиттера, базы и коллектора (сопротивлениями растекания тока): $r_{\text{ЭБ}}$, $r_{\text{Б}}$, $r_{\text{КК}}$ соответственно. С учетом падений напряжения на этих сопротивлениях можно записать два уравнения, выражающих второй закон Кирхгофа для входной и выходной цепей:

$$U_{\text{ЭБ}} = I_{\text{Э}} r_{\text{ЭБ}} + U_{\text{Э}} + I_{\text{Б}} r_{\text{Б}}; \quad (2.44)$$

$$U_{\text{КБ}} = I_{\text{К}} r_{\text{КК}} - U_{\text{К}} - I_{\text{Б}} r_{\text{Б}}. \quad (2.45)$$

Система уравнений (2.35), (2.36), (2.44) и (2.45) транзистора справедлива при любом сочетании полярности внешних напряжений $U_{ЭБ}$, $U_{КБ}$ (или внутренних $U_{Э}$, $U_{К}$) и описывает практически все свойства биполярного транзистора в стационарном режиме при низком уровне инжекции в слоях транзистора.

Уравнения (2.35) и (2.36) определяют токи транзистора $I_{Э}$ и $I_{К}$ в функции напряжений $U_{Э}$ и $U_{К}$. В ряде случаев удобно представлять выходной ток транзистора в функции тока $I_{Э}$ и напряжения $U_{К}$, т. е. в виде выражения (2.2). Используя выражения (2.35) и (2.36), в результате преобразования получаем

$$I_{К} = \alpha_N I_{Э} - I'_{К0} (1 - \alpha_N \alpha_I) (e^{U_{К'CT}} - 1). \quad (2.46)$$

Сопоставив (2.46) и (2.2), можно записать

$$I_{К0} = I'_{К0} (1 - \alpha_N \alpha_I).$$

Отличие обратных токов коллектора $I'_{К0}$ и $I_{К0}$ состоит в том, что ток $I'_{К0}$ определяется при короткозамкнутой цепи эмиттера ($U_{Э} = 0$), а ток $I_{К0}$ — при разомкнутой цепи эмиттера ($I_{Э} = 0$). Для нормального активного режима работы транзистора $U_{К} \ll -\varphi_T$ упрощенная модель транзистора для большого сигнала приведена на рис. 2.7, б. Во входной цепи задается ток эмиттера $I_{Э}$, в выходной цепи ток экстракции коллекторного перехода моделирует генератор тока $\alpha_N I_{Э}$.

При обратном смещении коллекторного перехода, особенно для кремниевых транзисторов, наряду с током насыщения коллектора $I_{К0}$ должен быть учтен ток тепловой генерации носителей заряда в ОПЗ коллектора $I_{РКК}^{-}$ и в общем случае ток утечки по поверхности коллекторного перехода $I_{УТК} \cong U_{К}/r_{УТК}$, где $r_{УТК}$ — сопротивление утечки коллектора. Сумма перечисленных обратных токов

$$I_{КБ0} = I_{К0} + I_{РКК}^{-} + I_{УТК} \quad (2.47)$$

отражена на рис. 2.7, б источником тока $I_{КБ0}$.

2.2.4. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕДАЧИ ТОКА ПРИ НИЗКОМ УРОВНЕ ИНЖЕКЦИИ

Коэффициент передачи тока эмиттера α_N (далее индекс N будем опускать) является важнейшим параметром транзистора, определяющим его усилительные свойства. Для

нормального активного режима ($U \ll -\varphi_T$) выражение (2.46) с учетом уточненного выражения (2.47) для обратного тока коллекторного p - n перехода можно записать в виде

$$I_{К} = \alpha I_{Э} + I_{КБ0}. \quad (2.48)$$

Отсюда коэффициент передачи тока эмиттера для большого сигнала

$$\alpha = (I_{К} - I_{КБ0})/I_{Э} \text{ при } U_{К} = \text{const}. \quad (2.49)$$

Этот коэффициент равен отношению управляемой током эмиттера части тока коллектора ($I_{К} - I_{КБ0}$) к току эмиттера. Коэффициент α называют также коэффициентом передачи по постоянному току, или *интегральным* коэффициентом передачи тока эмиттера.

При усилении малого переменного сигнала вводят понятие *дифференциального* коэффициента передачи тока эмиттера:

$$\tilde{\alpha} = dI_{К}/dI_{Э} \text{ при } U_{К} = \text{const}. \quad (2.50)$$

Выражения (2.49) и (2.50) являются основой для экспериментального определения коэффициента передачи тока эмиттера. Между коэффициентами α и $\tilde{\alpha}$ существует однозначная связь. Найдём производную от тока, $I_{К}$, выраженного формулой (2.48) по току $I_{Э}$, считая $U_{К} = \text{const}$:

$$\tilde{\alpha} = \frac{dI_{К}}{dI_{Э}} = \alpha + I_{Э} \frac{d\alpha}{dI_{Э}}. \quad (2.51a)$$

Интегральный коэффициент передачи тока вычисляют, интегрируя дифференциальный коэффициент по току эмиттера:

$$\alpha = \frac{1}{I_{Э}} \int_0^{I_{Э}} \tilde{\alpha} dI_{Э}. \quad (2.51б)$$

Таким образом, если существует зависимость α от тока, то $\alpha \neq \tilde{\alpha}$. Если α увеличивается с ростом $I_{Э}$, то $\tilde{\alpha} > \alpha$, в противном случае $\tilde{\alpha} < \alpha$. Для идеализированной модели транзистора, описываемой линейными уравнениями непрерывности, α от тока не зависит и поэтому $\alpha = \tilde{\alpha}$. На основании результатов § 2.2.3 имеем

$$\alpha = \alpha_{21} \alpha_{11} = J_{215}/(J_{215} + J_{218}).$$

Подставляя в эту формулу выражения для токов $I_{\Delta n}$, $I_{\Delta p}$ и $I_{\Delta ns}$, после преобразования получаем

$$\alpha = \left[\left(1 + \frac{D_{p\Delta} N_B L_n}{D_n N_{\Delta} L_{p\Delta}} \operatorname{th} \frac{w}{L_n} \right) \operatorname{ch} \left(\frac{w}{L_n} \right) \right]^{-1} = \gamma \kappa. \quad (2.52)$$

Первый множитель представляет собой коэффициент инжекции (определение его было дано в § 2.1.1)

$$\gamma = \frac{I_{\Delta n}}{I_{\Delta n} + I_{\Delta p}} = \frac{1}{1 + I_{\Delta p}/I_{\Delta n}} = \frac{1}{1 + K_{\gamma p}}. \quad (2.53)$$

В этом выражении коэффициент $K_{\gamma p} = I_{\Delta p}/I_{\Delta n}$ представляет собой *дефект инжекции* эмиттера. Дефект инжекции эмиттера определяет «бесполезную» долю тока эмиттера в общем токе эмиттера:

$$K_{\gamma p} = \frac{D_{p\Delta} N_B L_n}{D_n N_{\Delta} L_{p\Delta}} \operatorname{th} \left(\frac{w}{L_n} \right). \quad (2.54)$$

В транзисторах с однородной базой и эмиттером значение γ в первую очередь определяется отношением $N_B/N_{\Delta} = p_{n\Delta}/n_{p\Delta}$, которое обычно меньше 10^{-3} . Поэтому при низком уровне инжекции в базе значение γ близко к единице.

Второй множитель (2.52) представляет собой коэффициент переноса неосновных носителей через базу (определение его было дано в § 2.1.1)

$$\kappa = I_{Kn}/I_{\Delta n} = \operatorname{ch}^{-1}(w/L_n) = \operatorname{sech}(w/L_n). \quad (2.55a)$$

При малых значениях w/L_n (когда это отношение меньше 0,5) можно использовать следующую аппроксимацию для коэффициента переноса:

$$\kappa \approx [1 + (w/L_n)^2/2]^{-1}. \quad (2.55b)$$

Введем коэффициент рекомбинационных потерь электронов в базе

$$K_{\kappa} = (I_{\Delta n} - I_{Kn})/I_{Kn}. \quad (2.56)$$

С помощью введенного выше коэффициента K_{κ} выражение (2.55b) можно записать в виде

$$\kappa = (1 + K_{\kappa})^{-1}. \quad (2.57)$$

В одномерной теории транзистора, которая учитывает рекомбинационные потери только в объеме активной базы,

коэффициент рекомбинационных потерь при низком уровне инжекции электронов в базе (добавлен индекс 0)

$$K_{\kappa 0} = (w/L_n)^2/2. \quad (2.58a)$$

На самом деле электроны, инжектированные эмиттером, рекомбинируют с дырками не только в объеме активной области базы (под эмиттером), но и в объеме пассивной базы, на ее верхней поверхности вблизи эмиттера, на боковой и нижней поверхностях базы вблизи коллектора (см. рис. 2.4). Потери электронов на боковой и нижней поверхностях базы исключают, изготавливая транзистор с площадью коллектора, в 1,5—3 раза превышающей площадь эмиттера. Исключить рекомбинацию электронов на верхней поверхности базы и в объеме ее пассивной области нельзя.

Детальный анализ (который здесь не приводится) показывает, что концентрации электронов, инжектированных боковой поверхностью эмиттера, уменьшается до нуля на расстоянии по оси y , равном толщине пассивной базы $w_{\text{пл}} = w_{\text{б}} + w$, так как на этом расстоянии коллектор эффективно собирает электроны. С учетом дополнительных рекомбинационных потерь электронов в объеме пассивной базы и на ее поверхности выражение для коэффициента рекомбинационных потерь $K_{\kappa 0}$, который в одномерном случае определяется выражением (2.58a), имеет более сложный вид:

$$K_{\kappa 0} = \frac{1}{2} \left(\frac{w}{L_n} \right)^2 + \frac{H_{\Delta} w_{\text{пл}}^2 w}{2S_{\Delta} L_n^2} + v_s \frac{H_{\Delta} w_{\text{пл}} w}{2S_{\Delta} D_n}, \quad (2.58b)$$

где H_{Δ} — периметр эмиттера; v_s — скорость поверхностной рекомбинации; S_{Δ} — площадь плоской части эмиттера.

Для эмиттера в виде круга $H_{\Delta} = 2\pi R_{\Delta}$, а для прямоугольного (прямоугольного) эмиттера $H_{\Delta} = 2(L_{\Delta} + z_{\Delta})$. В (2.58b) первое слагаемое по-прежнему отражает объемные потери электронов в активной базе, второе — потери электронов в объеме пассивной базы, а третье — потери электронов за счет поверхностной рекомбинации. В кремниевых транзисторах $v_s = 200 \div 2000$ см/с и сильно зависит от технологии изготовления транзистора.

В реальных транзисторах с однородно легированной базой ток рекомбинационных потерь электронов на поверхности и в объеме пассивной базы может в несколько раз превышать ток рекомбинационных потерь в объеме активной области базы. Наличие поверхностной рекомбинации

приводит к увеличению общей скорости рекомбинации электронов по сравнению со скоростью рекомбинации электронов, определяемой объемным временем их жизни.

Рассмотрим инверсный коэффициент передачи тока α_I . Как показано в § 2.2.3,

$$\alpha_I = a_{12}/a_{22} = S_3 J_{12s} / [S_K (J_{Kps} + J_{Kns})].$$

Подставив в эту формулу выражения для J_{12s} , J_{Kps} и J_{Kns} , получим

$$\alpha_I = \left(1 + \frac{D_{pK} N_B L_n}{D_n N_K L_{pK}} \operatorname{th} \frac{w}{L_n} \right)^{-1} \frac{S_3}{S_K \operatorname{ch} (w/L_n)} = \gamma_I \kappa_I. \quad (2.59)$$

Коэффициент инжекции коллектора при инверсном активном режиме работы транзистора (когда эмиттер и коллектор поменялись местами) определяется первым сомножителем (2.59):

$$\gamma_I = (1 + K_{\gamma I})^{-1}, \quad (2.60)$$

где дефект инжекции коллектора определяется выражением

$$K_{\gamma I} = \frac{D_{pK} N_B L_n}{D_n N_K L_{pK}} \operatorname{th} \frac{w}{L_n}. \quad (2.61)$$

В сплавных транзисторах $N_K \gg N_B$, и поэтому значение γ_I , как и γ , близко к единице. В транзисторах с высокоомным коллектором, реализуемых при диффузионной технологии, $N_K \ll N_B$ и отношение $N_B/N_K \gg 1$, что определяет малые значения $\gamma_I \approx 0,1 \div 0,001$.

Коэффициент переноса для инверсного активного режима работы транзистора

$$\kappa_I = (S_3/S_K) \operatorname{ch}^{-1} (w/L_n) \approx (S_3/S_K), \quad (2.62)$$

т.е. определяется в основном отношением площадей эмиттера и коллектора. В сплавных транзисторах $S_K/S_3 = 1,5 \div 3$ и $\kappa_I = 0,3 \div 0,8$, а в планарных отношении S_K/S_3 может доходить до 10–20 и, поэтому коэффициент κ_I мал. Все это определяет малые значения инверсного коэффициента передачи α_I .

В заключение отметим, что все приведенные расчетные соотношения пригодны для p - n - p транзисторов, если в этих формулах заменить индекс p на n и наоборот.

Для коэффициентов, характеризующих усилительные свойства транзисторов, согласно ГОСТ 20003–74 исполь-

зуют следующие термины и обозначения: коэффициент передачи тока в транзисторе с общей базой в режиме малого сигнала h_{216} , коэффициент передачи тока в транзисторе с общим эмиттером в режиме малого сигнала $h_{21э}$, статический коэффициент передачи тока в транзисторе с ОЭ в режиме большого сигнала $h_{21э}$ (также в ГОСТ 27263–87).

Эти определения и обозначения возникли при формальном описании транзистора как четырехполюсника, описываемого системой уравнений для гибридных, или смешанных, h -параметров. Рассмотренные в данной главе коэффициенты α и β идеализированной модели транзисторов в принципе отличаются от коэффициентов передачи h_{216} , $h_{21э}$ и $h_{21э}$. Параметры h_{216} , $h_{21э}$ и $h_{21э}$, не отражая деталей физических явлений в транзисторной структуре, характеризуют транзистор в целом, тогда как параметры α и β в рамках рассмотренной идеализированной теоретической модели отражают физические процессы в транзисторе. Для перехода от коэффициентов идеализированной модели к реальным коэффициентам передачи h_{216} , $h_{21э}$ и $h_{21э}$ необходимо учесть дополнительно ряд физических явлений, связанных с генерацией-рекомбинацией носителей заряда в ОПЗ p - n переходов, высоким уровнем инжекции в базе транзистора.

При достаточно высоких значениях обратного напряжения U_K в ОПЗ коллектора возможно лавинное умножение носителей заряда. Учтем это явление, введя в (2.48) коэффициент лавинного умножения M (см. § 1.3.6):

$$I_K = \alpha M I_E + M I_{KBO}, \quad (2.63)$$

где $\alpha = \gamma \kappa$ — значение коэффициента передачи тока эмиттера без учета лавинного умножения носителей (при небольших напряжениях U_K).

Коэффициент передачи тока при наличии лавинного умножения носителей заряда в коллекторе

$$\alpha_M = \alpha M = \frac{\alpha}{1 - (U_K/U_{Kпроб})^n}. \quad (2.64)$$

График зависимости $\alpha_M(U_K)$ представлен на рис. 2.8, а. При некотором напряжении $U_K = U_{\alpha}$ значение $\alpha_M = 1$. Пользуясь в (2.64) $\alpha_M = 1$, найдем

$$U_{\alpha} = U_{Kпроб} \sqrt[n]{1 - \alpha} = U_{Kпроб} / \sqrt[n]{\beta + 1}, \quad (2.65)$$

где β — коэффициент передачи тока базы при $M = 1$.

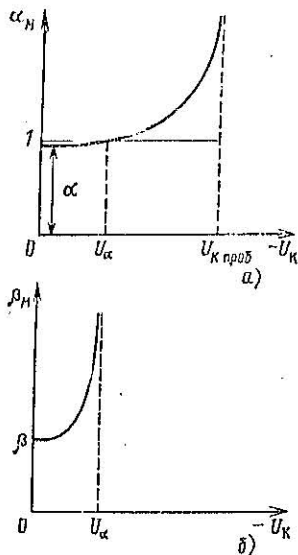


Рис. 2.8. Зависимость коэффициента передачи тока в транзисторе с общей базой (а) и общим эмиттером (б) в функции обратного напряжения на коллекторе

Например, при $\alpha = 0,99$ и $n = 3$ имеет $U_\alpha = 0,22 U_{K\text{проб}}$. Из формулы для коэффициента передачи тока базы $\beta_M = \alpha_M / (1 - \alpha_M)$ следует, что при приближении напряжения U_K к значению U_α $\beta_M \rightarrow \infty$, как показано на рис. 2.8, б. Физически это связано с тем, что при $U_K = U_\alpha$ ток, связанный с лавинным умножением носителей заряда, покрывает потери электронов при их инжекции и рекомбинации, при этом если в транзисторе с ОЭ задан ток базы I_B , то при приближении напряжения U_K к U_α ток коллектора $I_K = \beta_M I_B \rightarrow \infty$.

Поэтому напряжение U_α фактически является напряжением пробоя транзистора с ОЭ $U_{K\text{проб}}$.

Из рассмотрения идеализированной теории транзистора следует, что коэффициент передачи тока при низком уровне инжекции не зависит от тока эмиттера. Однако реально такая зависимость существует. Для ее объяснения необходимо пересмотреть допущение об отсутствии процессов генерации-рекомбинации носителей заряда в ОПЗ эмиттерного перехода. При наличии этих процессов часть электронов, инжектированных эмиттером n - p - n транзистора, гибнет за счет рекомбинации в ОПЗ эмиттера, в результате коэффициент инжекции уменьшается. Ток генерации-рекомбинации при прямом смещении эмиттерного p - n перехода $I_{RGЭ}^+$ определяется выражением (1.120а), а полный ток эмиттера — выражением (1.120б), где надо заменить I_n на $I_{Эн}$. С учетом тока $I_{RGЭ}^+$ коэффициент инжекции

$$\gamma = \frac{I_{Эн}}{I_{Эн} + I_{Эр} + I_{RGЭ}^+} = \left(1 + \frac{I_{Эр}}{I_{Эн}} + \frac{I_{RGЭ}^+}{I_{Эн}} \right)^{-1}, \quad (2.66)$$

где $I_{Эр}/I_{Эн} = K_{Эр}$ определяется формулой (2.54).

На основании несложных преобразований можно получить приближенное выражение

$$I_{RGЭ}^+ / I_{Эн} \approx \sqrt{I_{RS} / I_{Эн}}, \quad (2.67)$$

где $I_{RS} = I_{R0}^2 / I_s$ — характеристический ток влияния рекомбинации носителей заряда в ОПЗ эмиттера.

Выражение (2.67) справедливо в области токов $I_{Эн} \gg I_{RS}$, с учетом (2.67) коэффициент инжекции

$$\gamma \approx \left(1 + K_{Эр} + \sqrt{I_{RS} / I_{Эн}} \right)^{-1}. \quad (2.68)$$

Коэффициент передачи тока базы транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, определяется формулой (2.4). Используя выражения (2.57) и (2.68) и учитывая, что $K_{Эн}$ и $K_{Эр}$ обычно много меньше единицы, получим

$$\beta \approx \left(K_{Эн} + K_{Эр} + \sqrt{I_{RS} / I_{Эн}} \right)^{-1}. \quad (2.69)$$

Таким образом, процессы рекомбинации носителей заряда в ОПЗ эмиттера приводят к сильному уменьшению коэффициента передачи тока в области малых токов эмиттера.

Приведенные в данном параграфе выражения справедливы при низком уровне инжекции электронов в базе, когда $n_p \ll p_{p0}$. Так же как и для p - n перехода (см. § 1.3.4), можно оценить граничную плотность тока, при которой осуществляется переход от низкого к высокому уровню инжекции:

$$J_{Гр} = q D_n N_B / w \quad (2.70)$$

При $J_{Э} \ll J_{Гр}$ в базе имеет место низкий уровень инжекции. Например, для n - p - n транзистора с параметрами $D_n = 25 \text{ см}^2/\text{с}$, $p_{p0} \approx N_B = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $w = 25 \text{ мкм}$ имеем $J_{Гр} = 8 \text{ А/см}^2$, поэтому можно полагать, что условие низкого уровня инжекции в базе выполняется при $J_{Э} \ll 1 \text{ А/см}^2$. В транзисторах с однородно легированной базой номинальная плотность тока эмиттера приблизительно равна 100 А/см^2 . Таким образом, для типичного силового транзистора на ток $0,1 \text{ А}$ площадь эмиттера должна составлять $S_{Э} \approx 10^{-3} \text{ см}^2$. На этом основании можно сделать вывод, что низкий уровень инжекции имеет место до токов в несколько миллиампер, что составляет малую часть рабочего диапазона токов.

2.2.5. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ТРАНЗИСТОРА В РЕЖИМЕ БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЕЙ ТОКОВ

Рабочие плотности токов всех без исключения транзисторов лежат в диапазоне значений, при которых концентрация неосновных носителей заряда, инжектированных в базу, соизмерима или больше равновесной концентрации основных носителей заряда. Количественно уровень инжекции электронов в базе n - p - n транзистора

$$Y = n_{p0}/p_{p0} = n_{p0}/N_B, \quad (2.71)$$

где $n_{p0} = n_{p0} \exp(U_{\text{э}}/\varphi_T)$.

В рабочем диапазоне токов в базе транзистора имеет место промежуточный или высокий уровень инжекции, т. е. $Y \geq 1$.

Это требует корректировки теории, рассмотренной в предыдущих пунктах. Уравнение непрерывности для электронов в базе, являющееся основой расчета токов транзистора, при промежуточных и высоких уровнях инжекции становится нелинейным и может быть решено только численными методами, что затрудняет построение теории транзистора. Однако существует подход, позволяющий обойти возникающие затруднения и разработать приближенную аналитическую теорию. Этот подход основан на том факте, что в реальных узкобазовых транзисторах влияние рекомбинации на распределение концентрации электронов $n(x)$ в базе мало. Такое утверждение справедливо не только при низком, но и практически при любом уровне инжекции электронов в базе. Это позволяет на первом этапе расчетов определить зависимость $n(x)$ путем решения более простого уравнения, чем уравнение непрерывности, а именно решить уравнение для тока электронов (1.35) относительно $n(x)$, полагая $J_{\text{эп}} \approx J_{\text{нк}} \approx \text{const}$. С помощью распределения $n(x)$ на втором этапе нетрудно рассчитать рекомбинационный ток электронов и далее все статические параметры и характеристики транзистора.

При низком уровне инжекции в однородно легированной базе с концентрацией акцепторов $N_A = N_B$ электрическое поле отсутствует. При повышении уровня инжекции в базе возникает поле, ускоряющее электроны от эмиттера к коллектору. Это поле можно определить на следующих соображениях. Полная плотность тока дырок $J_{\text{пк}}$ практически равна нулю. Положив в (1.36) $J_{\text{пк}} = 0$ и учтя условие квазиэлектронейтральности $p - n - N_B = 0$ ($N_B = \text{const}$) и

соотношение Эйнштейна, получим

$$E_x = \frac{\varphi_T}{p} \frac{dp}{dx} = \frac{\varphi_T}{(n + N_B)} \frac{dn}{dx}. \quad (2.72)$$

Здесь учтено, что градиент концентрации дырок в транзисторе с однородно легированной базой в силу условия квазиэлектронейтральности равен градиенту концентрации электронов (см. рис. 2.5). Направление поля E_x противоположно направлению оси x , а значение тем больше, чем больше ток эмиттера, пропорциональный градиенту концентрации электронов. Однако при высоких уровнях инжекции, когда $n \gg N_B$, поле при увеличении тока стремится к насыщению.

Найдем выражение для плотности тока электронов, подставив (2.72) в выражение для плотности тока электронов (1.35):

$$\begin{aligned} J_{\text{нк}} &= qD_n \frac{n}{n + N_B} \frac{dn}{dx} + qD_n \frac{dn}{dx} = \\ &= qD_n \frac{2n + N_B}{n + N_B} \frac{dn}{dx}. \end{aligned} \quad (2.73)$$

При низком уровне инжекции $n \ll N_B$, поле мало и дрейфовым током электронов в базе можно пренебречь. При высоком уровне инжекции $n \gg N_B$, максимальное значение поля в большей части базы стабилизируется на уровне φ_T/ω и дрейфовый ток электронов становится равным диффузионному. Это связано с тем, что электрическое поле в базе, уравновешивая диффузию основных носителей заряда — дырок, в то же время ускоряет движение неосновных носителей заряда — электронов — от эмиттера к коллектору. В транзисторах с малым отношением $\omega L_B \ll 1$ плотность тока электронов у коллектора $J_{\text{Кн}}$ мало отличается от плотности тока электронов у эмиттера $J_{\text{Эн}}$. С ростом тока эмиттера наличие электрического поля в базе приводит к тому, что различие токов $J_{\text{Кн}}$ и $J_{\text{Эн}}$ становится еще меньше, т. е. можно положить $J_{\text{Кн}} \approx J_{\text{Эн}} \approx J_{\text{Эп}} = \text{const}$. При этом условие выражение (2.73) представляет собой дифференциальное уравнение первого порядка для $n(x)$. Это уравнение можно проинтегрировать с помощью разделения переменных, полагая, что нормальный активный режим транзистора $U_K \ll -\varphi_T$ и концентрация электронов у коллектора $n_{\text{пк}} = n(\omega) = 0$. В результате интегрирования получим

$$-J_{\text{нк}}(\omega - x)/(qD_n N_B) = 2n(x)/N_B - \ln(1 + n(x)/N_B). \quad (2.74)$$

Концентрация электронов в базе у эмиттера (при $x=0$) равна $n_{p\bar{\partial}}$. Положив в последнем выражении $x=0$, $n(0)=n_{p\bar{\partial}}$, получим соотношение, связывающее электронный ток эмиттера $I_{nx}=-S_{\bar{\partial}}J_{nx}$ (см. рис. 2.5, а) с уровнем инжекции электронов у эмиттера $Y=n_{p\bar{\partial}}/N_B$:

$$I_{nx} = S_{\bar{\partial}} \frac{qD_n N_B}{\omega} [2Y - \ln(1+Y)]. \quad (2.75)$$

Этой формулой выражается «сквозной» ток переноса электронов через базу $I_{nx} \approx I_{\bar{\partial}n} \approx I_{Kn}$.

Обозначим сомножитель в квадратных скобках символом Z :

$$Z = 2Y - \ln(1+Y). \quad (2.76)$$

При низком уровне инжекции ($Y \ll 1$) $\ln(1+Y) \approx Y$ и поэтому $Z \approx Y$, при высоком уровне инжекции ($Y \gg 1$) $Z \approx 2Y$. Для того чтобы определить связь тока I_{nx} с напряжением $U_{\bar{\partial}}$, приложенным к ОПЗ эмиттера, надо воспользоваться обобщенным граничным условием (1.128). С учетом условия квазиэлектронейтральности $p_{p\bar{\partial}} - n_{p\bar{\partial}} - N_B = 0$ условие (1.128) приобретает вид

$$Y(1+Y) = (n_i/N_B)^2 \exp(U_{\bar{\partial}}/\varphi_T). \quad (2.77)$$

Из этого выражения можно (путем решения квадратного уравнения) определить Y и подставить в (2.75). Но это приведет к громоздкому аналитическому выражению, и мы ограничимся рассмотрением зависимости $I_{nx}(U_{\bar{\partial}})$ для двух предельных случаев — низкого и высокого уровней инжекции. При низком уровне инжекции ($Y \ll 1$)

$$I_{nx} \approx S_{\bar{\partial}} \frac{qD_n n_i^2}{\omega N_B} e^{U_{\bar{\partial}}/\varphi_T}. \quad (2.78a)$$

При высоком уровне инжекции ($Y \gg 1$)

$$I_{nx} \approx S_{\bar{\partial}} \frac{2qD_n n_i}{\omega} e^{U_{\bar{\partial}}/(2\varphi_T)}. \quad (2.78б)$$

Выражения (2.78) по сути дела определяют входную ВАХ транзистора с общей базой при низком и высоком уровнях инжекции. При высоком уровне инжекции экспоненциальный закон изменения тока эмиттера (примерно равного I_{nx}) сохраняется, но темп роста $I_{\bar{\partial}}$ ($U_{\bar{\partial}}$) замедляется из-за наличия множителя 2 в показателе экспоненты (2.78б). Интересно отметить, что в (2.78б) не входит N_B , т. е. вид входной ВАХ при высоком уровне инжекции не зависит от деталей распределения $N_B(x)$.

Расчет рекомбинационного тока электронов в базе будем проводить с использованием уравнения непрерывности электронов (1.26) для стационарных условий ($\partial n/\partial t \equiv 0$).

Будем полагать, что рекомбинационный член можно записать в виде

$$-R_n + G_n = -RG_n = -(n - n_{p0})/\tau_n,$$

где τ_n — время жизни электронов в базе, его значение постоянно.

В таком случае уравнение непрерывности имеет вид

$$\operatorname{div} \vec{J}_n = q \frac{n - n_{p0}}{\tau_n}. \quad (2.79)$$

Проведем интегрирование уравнения (2.79) по объему базы V , который ограничен замкнутой поверхностью S , показанной на рис. 2.9 штриховой линией:

$$\int_V \operatorname{div} \vec{J}_n dV = q \int_V \frac{n - n_{p0}}{\tau_n} dV. \quad (2.80a)$$

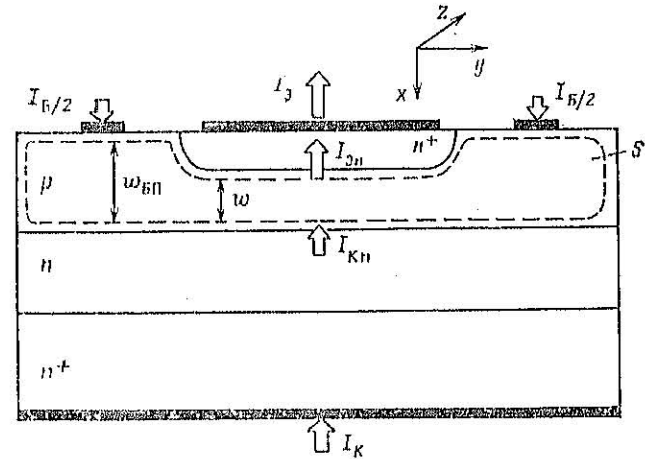


Рис. 2.9 Структура n - p - n транзистора (S —поверхность интегрирования)

Правую часть уравнения, используя допущение о постоянстве τ_n , представим в виде

$$q \int_V \frac{n - n_{p0}}{\tau_n} dV = \frac{q}{\tau_n} \int_V (n - n_{p0}) dV = \frac{Q_n}{\tau_n}. \quad (2.80б)$$

В этом выражении полный заряд избыточных электронов в базе

$$Q_n = q \int_V (n - n_{p0}) dV. \quad (2.81)$$

К левой части уравнений (2.80а) применим теорему Остроградского — Гаусса: интеграл по объему V от дивергенции потока равен интегралу от потока по замкнутой поверхности S , ограничивающей этот объем. Поверхность S состоит из поверхностей эмиттера $S_{\text{Э}}$, базы $S_{\text{Б}}$ и коллектора $S_{\text{К}}$. Поток через поверхность $S_{\text{Э}}$ равен электронному току эмиттера $I_{\text{Эн}}$, через поверхность $S_{\text{Б}}$ протекает ток поверхностной рекомбинации электронов $I_{\text{пов,рек}}$, а через поверхность $S_{\text{К}}$ протекает ток $I_{\text{Кн}}$. Поэтому

$$\int_V \operatorname{div} \vec{J}_n dV = \oint_S \vec{J}_n d\vec{S} = I_{\text{Эн}} - I_{\text{Кн}} - I_{\text{пов,рек}}. \quad (2.82)$$

В упрощенной постановке задачи пренебрежем током поверхностной рекомбинации $I_{\text{пов,рек}}$ и будем считать, что подавляющая часть заряда электронов сосредоточена в объеме активной области базы $V_A = S_{\text{Э}}\omega$, лежащей под эмиттером. Поэтому ток электронов, рекомбинирующих в объеме активной базы, $I_{VA} = I_{\text{Эн}} - I_{\text{Кн}}$ и

$$I_{VA} \approx S_{\text{Э}} q \int_{V_A} (n - n_{p0})/\tau_n dx \approx Q_n/\tau_n. \quad (2.83)$$

Определим заряд электронов (2.81), приближенно полагая, что концентрация электронов в базе линейно спадает от значения n_{p0} при $x=0$ до нуля при $x=\omega$. Учитывая, что среднее значение концентрации электронов в базе $\bar{n} \approx n_{p0}/2$ и в рабочем диапазоне токов $n_{p0} \ll n_{p0}$, получаем

$$\begin{aligned} Q_n &\approx S_{\text{Э}} q \int_0^{\omega} n(x) dx \approx \\ &\approx S_{\text{Э}} q \frac{n_{p0}}{2} \omega = S_{\text{Э}} q N_B \omega Y/2. \end{aligned} \quad (2.84)$$

Найдем соотношение между Q_n и сквозным током электронов I_{nx} в соответствии с (2.84) и (2.75):

$$Q_n = I_{nx} \frac{\omega^2}{2D_n} \left[\frac{Y}{2Y - \ln(1+Y)} \right] = I_{nx} \tau_{\alpha}(Y). \quad (2.85)$$

В это выражение входит постоянная накопления заряда электронов в базе

$$\tau_{\alpha}(Y) = \frac{\omega^2}{2D_n} \left[\frac{Y}{2Y - \ln(1+Y)} \right] = \frac{\omega^2}{2D_n} F_1(Y). \quad (2.86)$$

Постоянная накопления τ_{α} уменьшается с ростом уровня инжекции Y от значения $\tau_{\alpha 0} = \omega^2/(2D_n)$ при низком уровне инжекции [ср. с формулой (2.28)] до вдвое меньшего значения при высоком уровне инжекции в соответствии с изменением функции

$$F_1(Y) = \frac{Y}{2Y - \ln(1+Y)}. \quad (2.87)$$

График этой функции изображен на рис. 2.10, а сплошной линией. При высоком уровне инжекции постоянная накопления электронов в базе

$$\tau_{\alpha B} = \omega^2/(4D_n). \quad (2.88)$$

Теперь нетрудно определить коэффициент переноса электронов через базу. Предварительно рассчитаем интегральный коэффициент рекомбинационных потерь электронов в базе $K_{\kappa} = I_{VA}/I_{nx}$ (напомним, что в данной постановке задачи $I_{Kн} \approx I_{nx}$) с привлечением выражений (2.83) и (2.85):

$$K_{\kappa} = \frac{\tau_{\alpha}(Y)}{\tau_n} = \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{L_n} \right)^2 F_1(Y). \quad (2.89)$$

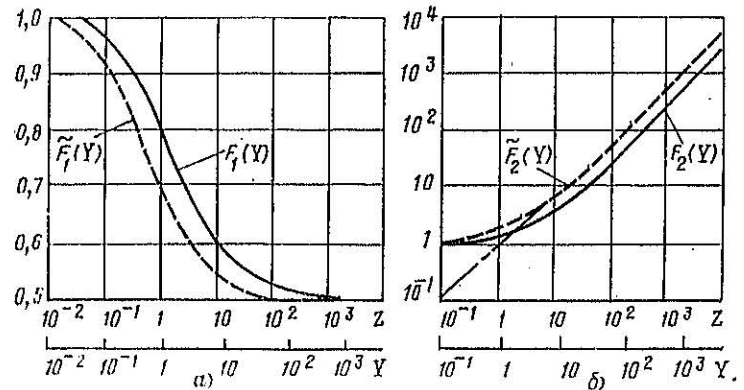


Рис. 2.10. Графики функций $F_1(Y)$ и $F_2(Y)$

Интегральный коэффициент переноса по-прежнему определяется выражением, подобным (2.57), если в нем заменить $K_{\kappa 0}$ (2.58) на K_{κ} в соответствии с (2.89):

$$\kappa = (1 + K_{\kappa} F_1(Y))^{-1}. \quad (2.90)$$

Нетрудно сделать вывод, что коэффициент переноса увеличивается с ростом уровня инжекции, а значит, и тока. Физически рост κ связан с увеличением поля в базе, уменьшающего время пролета, а значит, и рекомбинационные потери электронов.

Перейдем к рассмотрению интегрального коэффициента инжекции электронов $\gamma = I_{\text{Эн}}/I_{\text{Э}}$, который определяется выражением (2.53). Дыроочный ток эмиттера в соответствии с (2.29)

$$I_{\text{Эн}} = S_{\text{Э}} q D_{p0} p_{n0} / L_{p0}. \quad (2.91)$$

Электронный ток эмиттера $I_{Эл} \approx I_{нх}$ и определяется выражением (2.75).

Свяжем граничные концентрации дырок в эмиттере $p_{нЭ}$ и электронов в базе $n_{рЭ}$ с помощью обобщенного граничного условия (1.128). При этом нужно сделать одно уточнение. Эмиттер сильно легирован, поэтому в нем сказываются эффекты сужения запрещенной зоны (§ 1.1.4), а значит, в (1.128) вместо n_i следует подставить эффективную собственную концентрацию $n_{iэф}$. На этом основании

$$p_{нЭ} n_{нЭ} = n_{iэф}^2 e^{\Delta\varphi_0 / \varphi_T} e^{U_0 / \varphi_T}, \quad (2.92a)$$

где $\Delta\varphi_0 / \varphi_T = \Delta\mathcal{E}_0 / (kT)$, т. е. сужение запрещенной зоны $\Delta\varphi_0$ выражено в вольтях, а не в электрон-вольтах.

Концентрация доноров в n^+ эмиттере $N_Э = N_D$ очень велика, в эмиттере всегда уровень инжекции дырок мал и поэтому $n_{нЭ} = N_Э$. Сужение запрещенной зоны учитывается множителем $\exp(\Delta\varphi_0 / \varphi_T)$ и показывает, во сколько раз возрастает концентрация неосновных носителей заряда (дырок) в эмиттере за счет этого эффекта. Во столько же раз возрастет и паразитный ток $I_{Эр}$, приводящий к уменьшению коэффициента инжекции.

База легирована слабо, и поэтому

$$p_{рЭ} n_{рЭ} = n_i^2 e^{U_0 / \varphi_T}. \quad (2.92б)$$

Используя (2.92a) и (2.92б), получаем

$$p_{нЭ} = (N_D^2 / N_Э) Y (1 + Y) \exp(\Delta\varphi_0 / \varphi_T). \quad (2.93)$$

Выражение дефекта инжекции (интегрального) находим, комбинируя (2.75), (2.91) и (2.93):

$$K_Y = \frac{I_{Эр}}{I_{Эн}} = \frac{D_{рЭ} N_Б \omega}{D_n N_Э L_{рЭ}} e^{\Delta\varphi_0 / \varphi_T} F_2(Y). \quad (2.94)$$

Функция $F_2(Y)$ имеет вид (см. также рис. 2.10, б)

$$F_2(Y) = Y(1 + Y) / [2Y - \ln(1 + Y)]. \quad (2.95)$$

Дефект инжекции при низком уровне инжекции с учетом поправки на сужение запрещенной зоны в эмиттере

$$K_{Y0} = D_{рЭ} N_Б \omega / (D_n N_Э^2 L_{рЭ}), \quad (2.96)$$

где $N_Э^* = N_Э \exp(-\Delta\varphi_0 / \varphi_T)$ — эффективная концентрация доноров в эмиттере с учетом сужения запрещенной зоны.

Выражение для интегрального коэффициента инжекции при произвольном уровне инжекции в базе по аналогии с (2.53) имеет вид

$$\gamma = (1 + K_{Y0} F_2(Y))^{-1}. \quad (2.97)$$

С возрастанием тока и уровня инжекции γ уменьшается — это связано с возрастанием концентрации основных носителей заряда в базе $p_{рЭ}$, которая в силу квазиэлектронейтральности увеличивается при увеличении тока.

По аналогии с (2.69) для β при низком уровне инжекции запишем выражение для интегрального коэффициента передачи тока базы (без учета рекомбинации носителей заряда в ОПЗ эмиттера):

$$\beta = (K_{Y0} F_1(Y) + K_{Y0} F_2(Y))^{-1}. \quad (2.98)$$

При наличии зависимости коэффициента передачи тока от тока эмиттера его интегральные и дифференциальные значения отличаются. С использованием (2.51) можно получить выражение для дифференциального коэффициента передачи тока эмиттера $\tilde{\alpha}$ и базы $\tilde{\beta}$. Для дифференциального коэффициента тока базы получим

$$\tilde{\beta} = [K_{Y0}(1 + Y)/(1 + 2Y) + K_{Y0}(1 + Y)]^{-1}. \quad (2.99)$$

Графики функций

$$\tilde{F}_1(Y) = (1 + Y)/(1 + 2Y) \text{ и } \tilde{F}_2(Y) = 1 + Y \quad (2.100)$$

представлены на рис. 2.10 штриховыми линиями.

Типичные зависимости β и $\tilde{\beta}$ в функции уровня инжекции и нормированной плотности тока эмиттера приведены на рис. 2.11. Рост β и $\tilde{\beta}$ в области малых плотностей токов связан с возрастанием коэффициента переноса из-за увеличения электрического поля в базе, а спад в области больших плотностей токов — с падением коэффициента инжекции. Указанные зависимости рассчитывают (или измеряют) при постоянном напряжении коллектор-эмиттер $U_{кЭ}$ и постоянной температуре.

Максимум зависимости $\tilde{\beta}(Y)$ имеет место при уровне инжекции

$$Y_{max} = (\sqrt{K_{Y0}/K_{Y0}} - 1)/2. \quad (2.101)$$

Обычно значение Y_{max} ле-

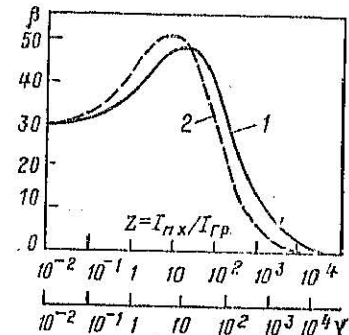


Рис. 2.11. Зависимость интегрального (1) и дифференциального (2) коэффициентов передачи тока базы от уровня инжекции

жит в диапазоне промежуточных уровней инжекции.

Спад коэффициента передачи тока в области больших токов определяет предельно допустимый ток коллектора, при котором усиление транзистора не падает ниже заданного значения β_{min} . Для маломощных транзисторов значение β_{min} может составлять 10—20, а для мощных транзисторов 3—5.

2.2.6. РАСШИРЕНИЕ БАЗЫ ПРИ ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЯХ ТОКОВ

Для высоковольтных транзисторов со слаболегированной областью коллектора в дополнение к перечисленным физическим явлениям имеют место еще два следующих эффекта, снижающих коэффициент передачи тока.

Первый эффект связан с влиянием заряда электронов (в n - p - n транзисторе), пересекающих ОПЗ коллектора, на конфигурацию объемного заряда в нем. Этот эффект подробно теоретически и экспериментально исследовал Кирк (1962 г.) и поэтому носит его имя. Эффект Кирка наиболее ярко выражен в транзисторных структурах со слаболегированным коллектором.

Рассмотрим n^+ - p - n - n^+ структуру с однородно легированными слоями и со слаболегированным коллектором, как показано на рис. 2.12. Начало координат помещено на границе между слоем p -базы и слаболегированного n -коллектора. Полная толщина базы обозначена w_B , а полная толщина коллектора w_{K0} . При $I_E = 0$ свободные носители заряда в ОПЗ коллектора практически отсутствуют и зависимость плотности объемного заряда $\rho(x)$ и напряженности электрического поля $E(x)$ от координаты имеет вид, показанный на рис. 2.12, б, в сплошными линиями.

Расширение ОПЗ коллектора в p -область базы δ_{1K} , n -область коллектора δ_{2K} и полная толщина ОПЗ определяют-ся (1.73) и (1.74).

При наличии тока эмиттера через ОПЗ коллекторного перехода протекают электроны, инжектированные эмиттером. Рассмотрим случай задания на коллекторе достаточно большого обратного напряжения U_K , при котором напряженность электрического поля в большей части ОПЗ превышает значение 10^4 В/см, и скорость дрейфа электронов достигает насыщения (в кремнии $v_{sn} = 10^7$ см/с). Плотность тока коллектора при этом $J_n = qv_{sn}n$, в результате чего кон-

центрация движущихся в ОПЗ коллектора электронов оказывается не зависящей от координаты:

$$n_K = J_n / (qv_{sn}). \quad (2.102)$$

Отрицательный объемный заряд ОПЗ в p -базе увеличивается: $\rho^- = -q(N_A + n_K)$, а положительный объемный заряд ОПЗ в n -коллекторе уменьшается: $\rho^+ = q(N_D - n_K)$, как показано на рис. 2.12, б штриховыми линиями. Это приводит

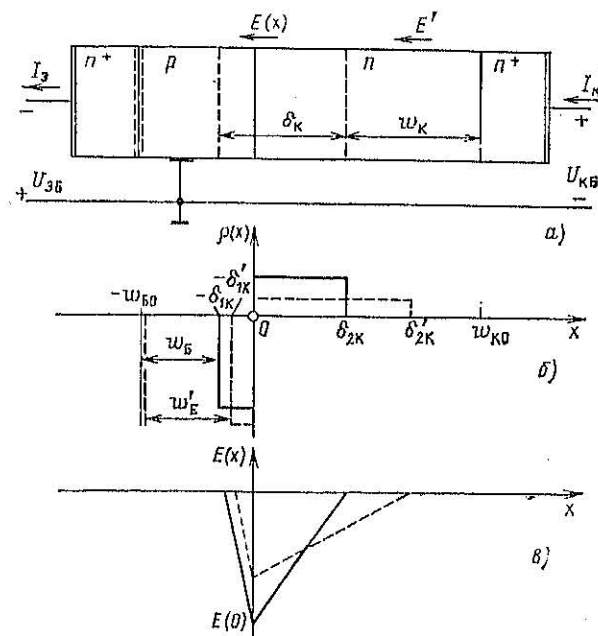


Рис. 2.12. Структура n^+ - p - n - n^+ транзистора (а) и распределение в ней плотности объемного заряда (б) и поля (в)

к изменению распределения напряженности электрического поля $E(x)$. Если падение напряжения на ОПЗ коллектора поддерживается постоянным ($U_K = \text{const}$), то $E(x)$ меняется так, как показано на рис. 2.12, в [площадь, ограниченная кривой $E(x)$, остается постоянной]. В результате расширение ОПЗ коллектора в базу δ_{1K} уменьшается до нового значения δ'_{1K} , а толщина квазиэлектронейтральной базы увеличивается от значения w_B до w'_B , что приводит

к дополнительному снижению коэффициента переноса и коэффициента передачи тока при высоких плотностях тока.

С учетом заряда электронов в ОПЗ коллекторного перехода уравнение Пуассона (1.34) запишем в виде

$$\epsilon_r \epsilon_0 \frac{dE}{dx} = q (-n_K + N(x)), \quad (2.103)$$

где ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость (для кремния $\epsilon_r = 12$); $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14}$ Ф/см — электрическая постоянная.

Интегрируя уравнение (2.103), с учетом (2.102) получаем, что в n -коллекторе, где $N(x) = N_D = \text{const}$,

$$E(x) = E(0) + \frac{q}{\epsilon_r \epsilon_0} \times [N_D - J_n / (qv_{sn})] x, \quad (2.104)$$

где $E(0)$ — напряженность электрического поля при $x=0$.

Зависимости $E(x)$ для различных плотностей токов коллектора ($J_{n1}, J_{n2}, \dots, J_{n5}$) показаны на рис. 2.13 (индекс соответствует номеру кривой). Напряженность поля в n -коллекторе линейно

Рис. 2.13. Распределение напряженности электрического поля в ОПЗ коллектора

зависит от x , причем наклон прямой $E(x)$ зависит от J_n . При некоторой плотности тока J_{n2} (кривая 2) ОПЗ коллектора смыкается с ОПЗ n^+-n перехода. При плотности тока

$$J_{n3} = J_{\text{напрк}} = qv_{sn} N_D \quad (2.105)$$

поле в ОПЗ коллектора становится однородным (линия 3 на рис. 2.13), поскольку заряд электронов полностью компенсирует заряд положительных ионов доноров. При дальнейшем увеличении J_n наклон $E(x)$ изменяет знак. Далее, при некоторой плотности тока J_{n4} (индекс соответствует номеру кривой на рис. 2.13) поле $E(0) = 0$, при этом $E(w_{K0}) = 2U_K/w_{K0}$ и

$$J_{n4} = qv_{sn} (N_D + 2\epsilon_r \epsilon_0 |U_K| / (qw_{K0}^2)). \quad (2.106)$$

При дальнейшем увеличении тока коллекторная граница квазинейтральной базы перемещается в n -коллектор, в пределе достигая n^+-n границы раздела. Таким образом, максимальная толщина квазинейтральной базы может достигать значения $w_{K0} + w_{K0}$.

Второй эффект связан с падением напряжения на квазинейтральной области n -коллектора и называется *эффектом квазинасыщения*. Этот эффект наиболее ярко выражен при небольших обратных напряжениях U_K в высоковольтных $n^+-p-n-n^+$ транзисторах, коллекторная область которых слаболегирована и имеет большую протяженность. При указанных условиях толщина ОПЗ коллектора $\delta_K = \delta_{K1} + \delta_{K2}$ составляет незначительную часть n -области коллектора w_{K0} . Напряженность электрического поля E' в квазинейтральной области коллектора толщиной w_K (см. рис. 2.12, а)

$$E' = J_K / (qn_n N_D) = \rho_K J_K. \quad (2.107)$$

Падение напряжения на квазинейтральной области коллектора

$$U_{KK} = E' w_K = \rho_K J_K w_K. \quad (2.108)$$

Падение напряжения на ОПЗ коллектора

$$U_K = -U_{KB} + U_{KK}. \quad (2.109)$$

При малых токах коллектора значения U_{KK} малы, поэтому при заданном напряжении U_{KB} (см. рис. 2.12, а) коллекторный переход находится при обратном смещении $U_K = -U_{KB}$. Если плотность тока J_K увеличивается, то U_{KK} растет и $U_K \rightarrow 0$, при этом ОПЗ коллектора сужается и напряженность электрического поля в ОПЗ коллектора уменьшается. Напряжение U_K становится равным нулю при плотности тока коллектора

$$J_{K1} \approx U_{KB} / (\rho_K w_{K0}). \quad (2.110)$$

При $J_K \gg J_{K1}$ полярность напряжения на ОПЗ коллектора изменяется с обратной на прямую ($U_K > 0$), т. е. транзистор входит в режим своеобразного насыщения, когда роль сопротивления коллекторной нагрузки выполняет высокоомный коллекторный слой толщиной w_K . В этом случае из p -базы в некоторую часть высокоомного n -слоя инжектируются дырки, глубокому проникновению которых в n -область препятствует токовое поле E' . Накопление дырок (и в равном количестве электронов) приводит к ликви-

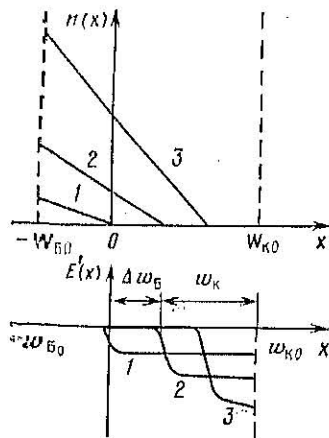


Рис. 2.14. Распределение концентрации электронов (а) и электрического поля (б) при работе транзистора в режиме квазинасыщения

дации запирающего слоя коллектора. Функцию запирающего слоя коллектора принимает на себя квазинейтральная область коллектора толщиной

$$w_K \cong U_{KB}/(\rho_n J_K). \quad (2.111)$$

На рис. 2.14, б изображены зависимости $E'(x)$ для n -слоя коллектора в режиме квазинасыщения при токах $J_K \gg J_{K1}$, а на рис. 2.14, а — распределение электронов в расширенной, или, как ее называют, «наведенной», базе. Кривая 1 соответствует плотности тока электронов J_{K1} , а кривые 2 и 3 — плотностям токов J_{K2} и J_{K3} , большим J_{K1} . При $J_K > J_{K1}$ толщина квазиэлектронейтральной базы увеличивается за счет наведенной базы на

$$\Delta w_B = w_{K0} - w_K = w_{K0} (1 - J_{K1}/J_K). \quad (2.112)$$

Полная толщина квазиэлектронейтральной базы

$$w_B = w_{B0} + \Delta w_B = w_{B0} + w_{K0} (1 - J_{K1}/J_K). \quad (2.113)$$

Увеличение w_B с ростом плотности тока $J_K \gg J_{K1}$ приводит к дополнительному эффекту снижения коэффициента передачи тока в режиме квазинасыщения по сравнению с эффектами, рассмотренными в § 2.2.5. Реально эффект Кирка и эффект квазинасыщения действуют совместно, что еще больше усиливает зависимость $w_B(J_K)$.

2.2.7. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В БАЗЕ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА ПРИ НИЗКОМ УРОВНЕ ИНЖЕКЦИИ

Современные дискретные и интегральные биполярные транзисторы изготавливаются по методу двойной односторонней диффузии (§ 2.1.3) и имеют неравномерное распределение легирующей примеси в базе, что обуславливает наличие встроенного электрического поля (§ 2.2.1). Неосновные носители заряда, пересекающие базу, перемещаются

посредством диффузии и дрейфа. Дрейф может играть существенную роль при переносе неосновных носителей через базу, что и нашло отражение в названии — дрейфовый транзистор.

Распределение легирующих примесей и результирующей примеси в n^+-p-n^+ дрейфовом транзисторе в соответствии с (2.7) изображено на рис. 2.15, б, в, где $N_1(x)$ — распределение акцепторной примеси, формирующей базу, а N_{10} — ее поверхностная концентрация. Эмиттер формируется донорной примесью с распределением $N_2(x)$ и поверхностной

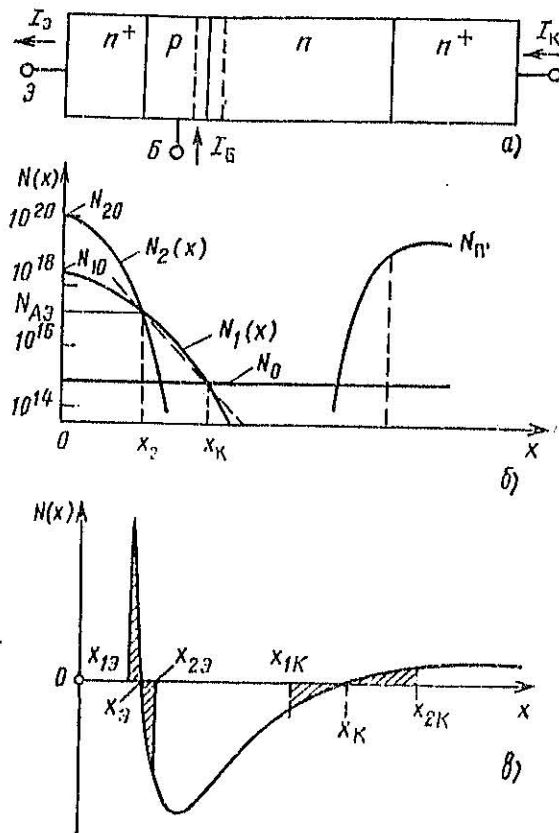


Рис. 2.15. Структура диффузионного транзистора (а), распределение в ней легирующих примесей (б) и результирующее распределение примеси (в)

концентрацией N_{20} . Сильнолегированный n^+ -слой коллектора является подложкой транзисторной структуры, концентрация доноров в которой N_D . На рис. 2.15, в представлено распределение результирующей примеси в укрупненном масштабе и обозначены границы ОПЗ эмиттерного и коллекторного p - n переходов. Концентрация примеси в базе (рис. 2.15, в) максимальна, как правило, в левой трети базы, примыкающей к эмиттеру. В этой части базы создается не ускоряющее, а тормозящее электроны электрическое поле, что отрицательно сказывается на усилительных и частотных свойствах транзистора. Однако то, что толщина базы дрейфовых транзисторов мала, полностью окупает недостатки, связанные с наличием участка тормозящего поля в базе. По традиции к дрейфовым транзисторам причисляются все биполярные транзисторы с неоднородно легированным слоем базы, полученным методом диффузии или имплантации примеси.

Расчет параметров и характеристик дрейфовых транзисторов осложнен тем обстоятельством, что концентрация легирующей примеси в слоях транзистора зависит от координаты. Зависят от координаты подвижность, коэффициент диффузии и время жизни носителей заряда. Это создает серьезные математические трудности для получения расчетных соотношений на основе решения уравнения непрерывности. Получение конечных результатов в аналитической форме в этом случае возможно только для ограниченного числа упрощенных модельных задач.

Для расчета основных соотношений в дрейфовом транзисторе воспользуемся приближенным теоретическим подходом, сущность которого изложена в § 2.2.5. В дрейфовом транзисторе с узкой базой при $w_B/L_n < 0,5$ объемная рекомбинация слабо влияет на распределение электронов в базе $n(x)$. Поэтому для отыскания распределения $n(x)$ можно считать, что в первом приближении сквозной ток электронов J_{nx} в базе постоянен. С учетом этого допущения, подставив выражение для поля E_x (2.8) в уравнение для тока электронов и используя соотношение Эйнштейна $D_n = \mu_n \Phi_T$, получим

$$J_{nx} = -\frac{qD_n(x)}{p} \left(n \frac{dp}{dx} + p \frac{dn}{dx} \right) = \frac{qD_n(x)}{p} \frac{d(pn)}{dx}. \quad (2.114)$$

В этом уравнении переменные разделяются, и поэтому

$$\int_x^{x_{1K}} d(pn) = \int_x^{x_{1K}} \frac{J_{nx} p(x)}{qD_n(x)} dx. \quad (2.115)$$

В (2.115) верхний предел интегрирования x_{1K} является левой границей ОПЗ коллекторного перехода (рис. 2.15, а). Взяв интеграл в левой части (2.115), получим

$$p(x_{1K}) n(x_{1K}) - p(x) n(x) = \frac{J_{nx}}{q\bar{D}_n} \int_x^{x_{1K}} p(x) dx. \quad (2.116)$$

При записи правой части мы воспользовались условием $J_{nx} = \text{const}$ и вывели из-под знака интеграла усредненное значение коэффициента диффузии электронов:

$$\bar{D}_n = \frac{1}{w_B} \int_{x_{20}}^{x_{1K}} D_n(x) dx, \quad (2.117)$$

где $w_B = x_{1K} - x_{20}$ — толщина квазиэлектронейтральной базы.

В соответствии с граничным условием (1.128) для носителей заряда у коллектора имеем

$$p(x_{1K}) n(x_{1K}) = n_i^2 \exp(U_K/\Phi_T). \quad (2.118)$$

Выражая из (2.116) концентрацию электронов, получаем

$$n(x) = \frac{-J_{nx}}{q\bar{D}_n p(x)} \int_x^{x_{1K}} p(x) dx + \frac{n_i^2}{p(x)} e^{U_K/\Phi_T}. \quad (2.119)$$

Запишем условие квазиэлектронейтральности заряда в базе:

$$p(x) - n(x) + N(x) \approx 0 \quad (2.120a)$$

или

$$p(x) = n(x) - N(x). \quad (2.120b)$$

Выражение (2.119) с учетом (2.120b) представляет собой интегральное уравнение для нахождения $n(x)$ при произвольном уровне инжекции. В общем случае оно может быть решено только численными методами. При низком уровне инжекции электронов в базе выражение (2.119) можно упростить, так как этому условию соответствует

$$n(x) \ll -N(x), \quad p(x) \approx -N(x). \quad (2.121)$$

Во избежание недоразумений напомним, что знак результирующей концентрации примеси в базе определяется знаком заряда ионов акцепторов, т. е. сама результирующая концентрация примеси в базе $N(x) < 0$ (рис. 2.15, в).

Кроме того, знак минус перед J_{nx} в выражении (2.119) связан с тем, что вектор плотности тока электронов направлен против оси x , т.е. $J_{nx} < 0$. При подсчете тока электронов, учтя положительное направление тока I_{Σ} (стрелка на рис. 2.15, а), будем далее полагать $I_{nx} = -S_{\Sigma} J_{nx}$.

Таким образом, в нормальном активном режиме работы транзистора ($U_K \ll -\varphi_T$) и низком уровне инжекции электронов в базе

$$n(x) \approx \frac{-J_{nx}}{q\bar{D}_n N(x)} \int_x^{x_{1K}} N(x) dx. \quad (2.122)$$

С помощью полученного выражения можно получить распределение $n(x)$ в аналитическом виде, если интеграл от $N(x)$ выражается в квадратурах. В противном случае необходимо применять численные методы.

Рассмотрим практически важный случай, когда реальную зависимость $N(x)$ в базе можно аппроксимировать экспонентой. На рис. 2.15, б такая аппроксимация соответствует штриховой линии, которая проходит через точки графика с координатами (x_{Σ}, N_{Σ}) и (x_K, N_0) , т.е.

$$N^*(x) = -N_{10}^* e^{-ax} + N_0 = -N_{\Sigma}^* e^{-a(x-x_{\Sigma})} + N_0. \quad (2.123)$$

Параметры аппроксимации определяются следующим образом:

$$a = \frac{1}{(x_K - x_{\Sigma})} \ln \frac{N_{\Sigma}}{N_0}; \quad N_{10}^* = N_{\Sigma}^* e^{ax_{\Sigma}}. \quad (2.124)$$

Вычисляя напряженность электрического поля по (2.10) получаем

$$E_x = \frac{-\varphi_T a}{1 - (N_0/N_{10}^*) \exp(ax)} \approx -\varphi_T a. \quad (2.125)$$

Это означает, что при экспоненциальном распределении примеси напряженность электрического поля практически во всей квазиэлектро-нейтральной базе постоянна, за исключением небольшой приколлекторной части базы, как правило, занятой ОПЗ коллекторного перехода. Знак минус означает, что поле в базе направлено против оси x , т.е. ускоряет электроны от эмиттера к коллектору. Для оценки «силы» влияния ускоряющего поля в базе вводят понятие фактора поля, который показывает, во сколько раз разность потенциалов в базе $\Delta U_{Bx} = E_x w_{Bx}$, возникающая за счет наличия «встроенного» поля в базе E_x , больше φ_T :

$$\eta = |\Delta U_{Bx}|/\varphi_T = |E_x| w_{B0}/\varphi_T = a w_{B0} = \ln(N_{\Sigma}/N_0). \quad (2.126)$$

Таким образом, фактор поля тем больше, чем больше перепад концентрации акцепторов в базе. Например, при $N_{\Sigma} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ имеем $\eta = 4,6$.

Подставляя (2.123) в (2.122) и учитывая, что практически во всей базе $N^*(x) \gg N_0$, получаем

$$n(x) = \frac{-J_{nx} w_B}{q\bar{D}_n \eta} \left[1 - \exp\left(-\eta \frac{(x_{1K} - x)}{w_B}\right) \right]. \quad (2.127)$$

В бездрейфовом транзисторе $\eta = 0$, и распределение концентрации электронов в базе практически линейно. При наличии ускоряющего ($\eta > 0$) электрического поля часть тока электронов по-прежнему переносится за счет диффузии, а другая часть — за счет дрейфа. По этой причине градиент концентрации электронов вблизи эмиттера уменьшается, как показано на рис. 2.16. Уменьшается и общий заряд

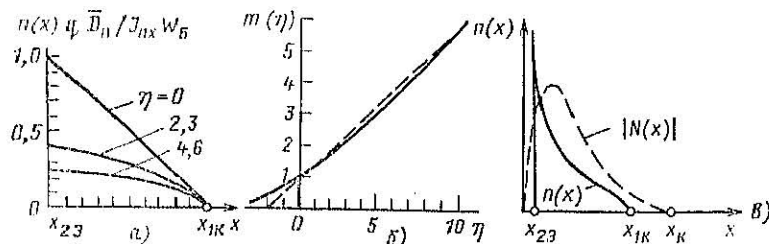


Рис. 2.16. Распределение концентрации электронов от координаты (а), зависимость $m(\eta)$ в транзисторе с ускоряющим полем в базе (б) и распределение $n(x)$ в реальном транзисторе (в)

электронов Q_n в базе. Это приводит к уменьшению тока объемной рекомбинации электронов в базе $I_{VA} = Q_n/\tau_n$, а значит, к возрастанию коэффициента переноса при увеличении ускоряющего поля в базе. Вычисляя заряд Q_n и ток объемной рекомбинации электронов в базе в соответствии с выражениями (2.81) и (2.83) и учитывая, что $I_{nx} = -S_{\Sigma} J_{nx}$, получаем

$$Q_n = I_{nx} \frac{w_B^2}{2\bar{D}_n} F(\eta) = I_{nx} \frac{w_B^2}{m(\eta) 2\bar{D}_n}; \quad (2.128)$$

$$I_{VA} = I_{nx} \frac{1}{2} \left(\frac{w_B}{L_n} \right)^2 F(\eta). \quad (2.129)$$

Функция $F(\eta)$ учитывает влияние ускоряющего поля в базе и определяется выражением

$$F(\eta) = 2(\eta - 1 + e^{-\eta})/\eta^2 = 1/m(\eta) \approx 1/(1 + 0,45\eta). \quad (2.130)$$

График зависимости $m(\eta)$ приведен на рис. 2.16, б. Штриховая линия соответствует линейной аппроксимации $m(\eta) \approx 1 + 0,45 \eta$. Значение коэффициента переноса определяется выражением

$$\kappa = \left[1 + \frac{1}{2} (w_B/L_n)^2 F(\eta) \right]^{-1}. \quad (2.131)$$

Таким образом, коэффициент переноса в дрейфовом транзисторе оказывается больше, чем в транзисторе с однородной базой такой же толщины, так как значения функции $F(\eta) < 1$.

Постоянная накопления заряда электронов в базе дрейфового транзистора

$$\tau_a = Q_n/I_{nx} = w_B^2 / (m(\eta) 2D_n) \quad (2.132)$$

сильно уменьшается с ростом ускоряющего поля в базе.

При наличии тормозящего поля в базе (знак фактора поля η меняется на противоположный) τ_a увеличивается с ростом η , а коэффициент переноса κ сильно уменьшается.

В транзисторах, изготовленных методом двойной односторонней диффузии (см. рис. 2.15), наличие тормозящего поля в начале базы частично или полностью компенсирует положительное влияние ускоряющего поля в остальной части базы. Распределение $n(x)$ показано на рис. 2.16, а сплошной линией. Поэтому эффективные значения функции $m(\eta)$ не столь высоки и могут быть даже меньше единицы. В таких транзисторах основной вклад в уменьшение постоянной накопления дает не поле в базе, а малая толщина базы, обеспечиваемая диффузионной технологией.

2.2.8. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ДРЕЙФОВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ ПРИ БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЯХ ТОКА

При больших плотностях тока концентрация электронов в базе n^+-p-n^+ транзистора увеличивается, а в силу квазиэлектронейтральности увеличивается и концентрация дырок. Это приводит к повышению уровня инжекции в определенных частях базы и ликвидации там встроенного электрического поля. Для транзистора, полученного методом двойной односторонней диффузии, уровень инжекции электронов наиболее сильно увеличивается в приэмиттерной части, а затем и в приколлекторной части базы (рис. 2.16, в). Повышение концентрации дырок в базе вблизи

ОПЗ эмиттера приводит к возрастанию доли тока дырок, инжектированных из базы в эмиттер, и снижению коэффициента инжекции. При дальнейшем увеличении тока уровень инжекции становится высоким практически во всей области базы $[n(x) \gg |N(x)|]$ и процессы переноса электронов в базе дрейфового транзистора подобны процессам в базе бездрейфового транзистора. Указанные процессы определяют зависимость коэффициента передачи тока от тока коллектора (или эмиттера). Эффекты Кирка и квазинасыщения дают дополнительный вклад в спад коэффициента передачи тока транзистора при больших плотностях тока.

Рассмотрим физические процессы, происходящие в базе транзистора при произвольных уровнях инжекции. Граничное условие для носителей заряда в базе на границе ОПЗ эмиттера имеет вид

$$p(x_{opz}) n(x_{opz}) = n_i^2 \exp(U_B/\varphi_T). \quad (2.133)$$

Подставив (2.133) в (2.116) и полагая $x = x_{opz}$, получим выражение для сквозного тока электронов в базе

$$I_{nx} = -S_n J_{nx} = \frac{S_n q D_n n_i^2}{\int_{x_{opz}}^{x_B} p(x) dx} \left(e^{U_B/\varphi_T} - e^{U_K/\varphi_T} \right). \quad (2.134)$$

Интеграл от концентрации дырок $p(x)$ в базе с помощью условия квазиэлектронейтральности (2.120б) можно представить в виде

$$Q_p = S_n q \int p(x) dx = Q_{p0} + Q_n.$$

Здесь Q_p и Q_n — заряды дырок и электронов в квазиэлектронейтральной базе, а Q_{p0} — заряд равновесных дырок в базе:

$$Q_{p0} = S_n q \int n(x) dx; \quad (2.135a)$$

$$Q_n = S_n q \int [p_n(x) - N(x)] dx. \quad (2.135б)$$

Ранее было показано, что при низком уровне инжекции заряд электронов в базе Q_n пропорционален сквозному току I_{nx} . Коэффициент пропорциональности представляет собой постоянную накопления заряда электронов в базе и определяется (2.132). При высоком уровне инжекции $[n(x) \gg |N(x)|]$ пропорциональность между Q_n и I_{nx} по-прежнему сохраняется, но коэффициент пропорциональности име-

ет другое значение, определяемое формулой (2.88). В общем случае

$$Q_n = I_{nx} \tau_F = I_{nx} \tau_B^2 / (m2\bar{D}_n), \quad (2.136)$$

где $m=m(\eta)$ при низком уровне инжекции и $m=2$ при высоком уровне инжекции электронов в базе.

Выражение (2.134) с учетом (2.135) и (2.136) можно представить в виде

$$\begin{aligned} I_{nx} &= \frac{(S_{\Sigma} q n_i)^2 \bar{D}_n}{(Q_{B0} + I_{nx} \tau_F)} (e^{U_{\Sigma}/\varphi_T} - e^{U_K/\varphi_T}) = \\ &= \frac{I_{\Sigma ns} (e^{U_{\Sigma}/\varphi_T} - e^{U_K/\varphi_T})}{1 + I_{nx}/I_{KF}}. \end{aligned} \quad (2.137)$$

В (2.137) обозначено

$$I_{\Sigma ns} = (S_{\Sigma} q n_i)^2 \bar{D}_n / Q_{B0}; \quad (2.138)$$

$$I_{KF} = Q_{B0} / \tau_F = Q_{B0} m2\bar{D}_n / \omega_B^2. \quad (2.139)$$

Ток $I_{\Sigma ns}$ определяет электронную составляющую тока насыщения эмиттерного $p-n$ перехода при низком уровне инжекции. Ток I_{KF} является характеристическим током, определяющим границу между низким и высоким уровнями инжекции электронов в базе.

Далее будем рассматривать нормальный активный режим. Для этого режима $U_K \ll -\varphi_T$, и поэтому

$$I_{nx} \approx \frac{I_{\Sigma ns} e^{U_{\Sigma}/\varphi_T}}{1 + I_{nx}/I_{KF}}. \quad (2.140)$$

Используя (2.140), можно установить связь между напряжением U_{Σ} и сквозным током I_{nx} :

$$U_{\Sigma} = \varphi_T \ln \left[\frac{I_{nx}}{I_{\Sigma ns}} \left(1 + \frac{I_{nx}}{I_{KF}} \right) \right]. \quad (2.141)$$

Определим ток объемной рекомбинации электронов в базе. В соответствии с (2.83) этот ток

$$I_{VA} = S_{\Sigma} q \int \frac{n - n_{p0}}{\tau_n} dx. \quad (2.142)$$

Время жизни электронов зависит от концентрации леги-

рующих примесей [выражение (1.33)], а поэтому и от координаты. Учтя (1.33) и (1.30), запишем

$$\tau_{n0}(N_{\Sigma}, T) = \frac{\tau_{n0}(T_0)}{(1 + N_{\Sigma}/N_{T0})} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{a_{n1}}; \quad (2.143a)$$

$$\tau_{p0}(N_{\Sigma}, T) = \frac{\tau_{p0}(T_0)}{(1 + N_{\Sigma}/N_{T0})} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{a_{p1}}, \quad (2.143b)$$

где $\tau_{n0}(T_0)$, $\tau_{p0}(T_0)$ определяются при $T_0=300$ К.

При высоком уровне инжекции можно считать, что концентрация электронов в базе уменьшается практически линейно от ее значения n_{p0} у эмиттера до нуля у коллектора:

$$n(x) \approx n_{p0} (1 - (x - x_{\Sigma})/\omega_B). \quad (2.144)$$

Кроме того, при высоком уровне инжекции

$$\tau_n(N_{\Sigma}, T) = \tau_{n0}(N_{\Sigma}, T) + \tau_{p0}(N_{\Sigma}, T).$$

С учетом этих предположений можно ввести эффективное (усредненное) время жизни электронов в базе в соответствии с выражением

$$\bar{\tau}_n = \frac{\tau_{n0}(0, T) + \tau_{p0}(0, T)}{(2/\omega_B) \int_0^{\omega_B} (1 - (x - x_{\Sigma})/\omega_B)(1 + N_{\Sigma}/N_{T0}) dx}, \quad (2.145)$$

где интегрирование проводится в пределах квазиэлектро-нейтральной базы от x_{Σ} до x_{1K} .

С учетом (2.145) и (2.136) ток объемной рекомбинации электронов в базе определяется выражением

$$I_{VA} = Q_n / \bar{\tau}_n = I_{nx} \tau_F / \bar{\tau}_n. \quad (2.146)$$

Для расчета коэффициента передачи тока необходимо определить ток дырок, инжектированных из p -базы в n^+ -эмиттер. Дырки, проникающие в эмиттер дрейфового транзистора, перемещаются в нем не только за счет диффузии, но и под действием электрического поля, обусловленного неоднородным легированием эмиттера, а также эффектом сужения запрещенной зоны в сильнолегированном эмиттере. В состоянии термодинамического равновесия ток электронов эмиттера равен нулю. Положим в уравнении (1.47a) $J_{nx}=0$ и используя соотношение Эйнштейна, выразим напряженность электрического поля:

$$E_x = -\frac{\varphi_T}{n} \frac{dn}{dx} + \frac{d(A\Delta\varphi_G)}{dx}. \quad (2.147)$$

Подставив (2.147) в уравнение для плотности тока дырок (1.476), получим

$$J_{px} = q n_p \rho \left(-\frac{\varphi_T}{n} \frac{dn}{dx} + \frac{d\Delta\varphi_g}{dx} \right) - q D_p \frac{dp}{dx}. \quad (2.148)$$

Дрейфовый ток дырок пропорционален эффективной напряженности электрического поля для дырок:

$$E_p = -\frac{\varphi_T}{n} \frac{dn}{dx} + \frac{d\Delta\varphi_g}{dx} = E_{p1} + E_{p2}. \quad (2.149)$$

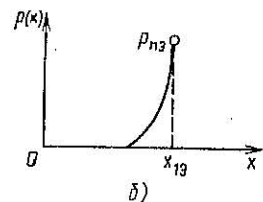
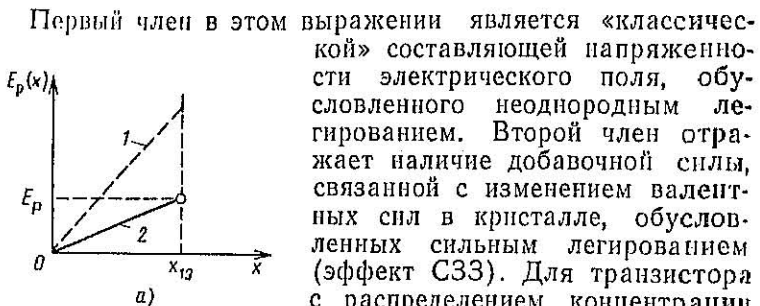


Рис. 2.17. Распределение электрического поля (а) и концентрации дырок (б) в эмиттере

Примерное распределение $E_p(x)$ в квазиэлектронейтральной области эмиттера показано на рис. 2.17, а. Без учета сужения запрещенной зоны E_{p1} определяется кривой 1, а с учетом — кривой 2. Обычно при низком уровне инжекции тормозящее электрическое поле достаточно велико, и дырки, диффундирующие против поля, проникают в эмиттер на небольшое расстояние, на котором E_p мало изменяется. Для оценочного расчета $p(x)$ будем полагать, что на этом расстоянии электрическое поле E_p , коэффициент диф-

фузии дырок D_p и их время жизни τ_p постоянны и соответствуют значениям, рассчитанным при $x=x_{13}$. Подставив (2.148) в уравнение непрерывности для дырок (1.38), получим для стационарного режима

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{E_p}{\varphi_T} \frac{dp}{dx} - \frac{p - p_{n3}}{L_p^2} = 0, \quad (2.150)$$

где $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ — диффузионная длина дырок.

Приближенное решение этого дифференциального уравнения имеет вид

$$p(x) \approx p_{n3} \exp((x - x_{13})/L^*), \quad (2.151)$$

где $p_{n3} = p(x_{13})$ — концентрация дырок при $x=x_{13}$ (рис. 2.17, б).

В этом случае характеристическая длина L^* , на которой концентрация дырок падает в e раз, называется *диффузионной длиной против поля*. Она определяется выражением

$$L^* = L_p F(\eta_p), \quad (2.152)$$

где $\eta_p = E_p L_p / \varphi_T$ — фактор поля; функция

$$F(\eta_p) = \eta_p/2 + \sqrt{(\eta_p/2)^2 + 1} \approx \eta_p \text{ при } \eta_p \gg 1.$$

Таким образом, при низком уровне инжекции дырочный ток эмиттера (при $x=x_{13}$) определяется выражением

$$I_{\Delta p} = -S_{\Delta} J_{\Delta p} = S_{\Delta} q L^* p_{n3} / \tau_p. \quad (2.153)$$

Учитывая, что $p_{n3} \approx (n_{i\Delta}^2 / N(x_{13})) \exp(U_{\Delta} / \varphi_T)$, окончательно можно записать

$$I_{\Delta p} = I_{\Delta ps} e^{U_{\Delta} / \varphi_T}; \quad (2.154a)$$

$$I_{\Delta ps} = S_{\Delta} \frac{q L^* n_{i\Delta}^2}{\tau_p N(x_{13})} = S_{\Delta} \frac{q D_p n_{i\Delta}^2}{L_p F(\eta_p) N(x_{13})} \quad (2.154b)$$

Полученные выражения позволяют определить коэффициент передачи тока базы для нормального активного режима. Ток базы транзистора

$$I_B = I_{VA} + I_{\Delta p} + I_{RG\Delta}^+, \quad (2.155)$$

где составляющие тока базы определяются выражениями (2.146), (2.154) и (1.120a). Интегральный коэффициент передачи тока базы

$$\beta = I_K / I_B \approx I_{nx} / I_B = [(I_{VA} + I_{\Delta p} + I_{RG\Delta}^+) / I_{nx}]^{-1}. \quad (2.156)$$

Подставив в (2.156) выражения (2.146), (2.154), (2.120а) и (2.140) и выполнив необходимые преобразования, получим

$$\beta = \left[\frac{\tau_F}{\tau_n} + \frac{I_{\partial ps}}{I_{\partial ns}} \left(1 + \frac{I_{nx}}{I_{KF}} \right) + \sqrt{\frac{I_{RS}}{I_{nx}} \left(1 + \frac{I_{nx}}{I_{KF}} \right)} \right]^{-1} \quad (2.157)$$

где $I_{RS} = I_{R0}^2 / I_{\partial ns}$ — характеристический ток влияния рекомбинации носителей заряда в ОПЗ эмиттера.

Так как в данной постановке задачи $I_K \approx I_{\partial} \approx I_{nx}$, выражение (2.157) определяет зависимость β от тока коллектора.

Первый член выражения (2.157) обусловлен рекомбинационными потерями электронов в объеме базы, второй — дефектом инжекции эмиттера, третий — наличием рекомбинации носителей заряда в ОПЗ эмиттера. Зависимость $\beta(I_K)$ для мощного транзистора показана на рис. 2.18. Спад β в области малых токов обусловлен рекомбинацией носителей заряда в ОПЗ эмиттера (третий член), а спад β в области больших токов — уменьшением коэффициента инжекции (второй член).

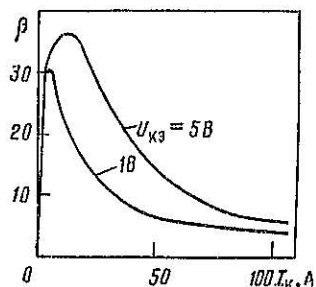


Рис. 2.18. Зависимость коэффициента передачи тока от тока коллектора

Кроме явной зависимости $\beta(I_{nx})$ необходимо иметь в виду, что постоянная накопления τ_F резко возрастает в области больших токов из-за влияния эффекта Кирка и квазинасыщения (см. § 2.2.6). Возрастание τ_F и уменьшение $I_{KF} = Q_{bc} / \tau_F$ в области больших токов усиливают спад β .

Зависимость коэффициента передачи тока β от напряжения коллектор — эмиттер $U_{КЭ}$ обусловлена рядом эффектов, связанных с изменением границы ОПЗ коллекторного перехода x_{1K} при изменении $U_{КЭ}$. При малых плотностях тока основную роль играет расширение ОПЗ коллектора в область базы, за счет чего изменяется толщина квазиэлектронейтральной базы (эффект Эрли). В области повышенных плотностей тока и небольших напряжений $U_{КЭ}$ начинает сказываться эффект Кирка и эффект квазинасыщения. При больших обратных напряжениях $U_{КЭ}$ дополни-

тельное возрастание β связано с явлением лавинного размножения носителей заряда в ОПЗ коллектора.

Температурная зависимость β связана в первую очередь с возрастанием времени жизни неосновных носителей заряда в базе транзистора при увеличении температуры. Для большинства биполярных транзисторов коэффициент β возрастает по степенному закону с показателем степени от 1 до 2, т. е. $\beta \sim T^{1...2}$.

2.2.9. НЕОДНОМЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТРАНЗИСТОРЕ. СОПРОТИВЛЕНИЕ БАЗЫ ТРАНЗИСТОРА

Кроме рассмотренных выше имеется еще одна причина, усиливающая спад β в области больших токов. Она связана с падением напряжения на распределенном сопротивле-

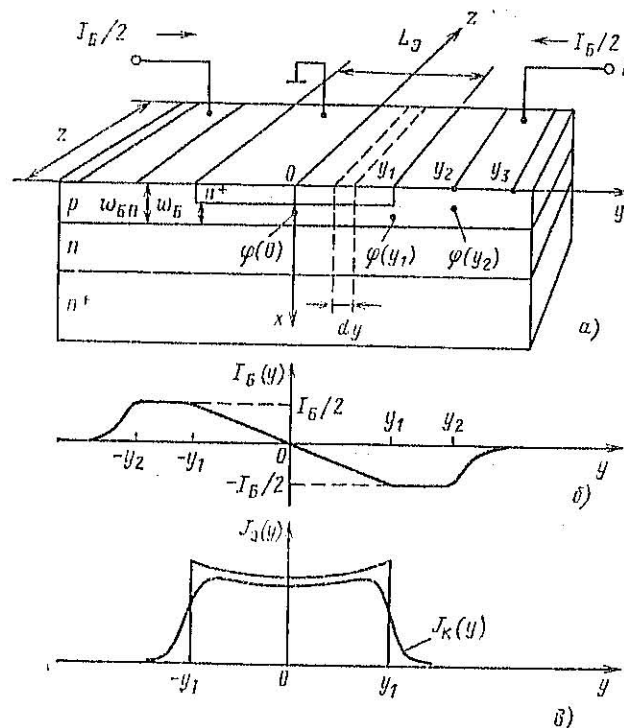


Рис. 2.19. Структура планарного транзистора (а), зависимость тока базы (б) и плотности тока эмиттера (в) от координаты y

нии базы. При этом прямое напряжение эмиттерного перехода увеличивается к краю эмиттера, что приводит к неравномерному распределению плотности тока по площади эмиттера и «оттеснению» его к краю эмиттера. Этот эффект называется *эффектом оттеснения тока эмиттера*.

Обратимся к рис. 2.19, где изображены структура транзистора и распределение плотностей тока базы и эмиттера. Ток базы транзистора состоит из дырок, рекомбинирующих с электронами в активной области базы. Выделим в поперечном сечении базы слой шириной dy . Средняя плотность тока эмиттера в этом слое J_{Σ} , поэтому со стороны эмиттера в этот слой втекает ток $dI_{\Sigma} = zJ_{\Sigma}dy$. Часть этого тока αdI_{Σ} поступает в коллектор, а оставшаяся часть $(1-\alpha)dI_{\Sigma}$ идет на приращение дрейфового тока базы за счет рекомбинации электронов с дырками. Поэтому приращение дрейфового тока дырок на расстоянии dy в активной области базы

$$dI_B(y) = z(1-\alpha)J_{\Sigma}dy.$$

В силу симметрии структуры в ее центре (при $y=0$) $I_B(0)=0$, как показано на рис. 2.19, б. Отрицательные значения тока базы в правой части структуры определяются тем, что ток направлен против оси y . Металлизация омических базовых контактов объединена (на рисунке не показано), поэтому справа и слева в базовый слой вводится ток дырок $I_B/2$. Полагая, что эффект оттеснения слабо выражен, т. е. $J_{\Sigma} \approx \text{const}$, найдем разность потенциалов в активной области базы: $\Delta U_{Ba} = \varphi(y_1) - \varphi(0)$. Среднее значение тока в активной области на интервале от 0 до y_1 равно половине максимального значения, равного $I_B/2$. Поэтому для транзистора с однородно легированной базой

$$\Delta U_{Ba} = \frac{1}{2} \frac{I_B}{2} \frac{\rho_{Ba}}{\omega_B} \frac{y_1}{z}.$$

Сопротивление активной базы найдем как отношение напряжения ΔU_{Ba} к полному току базы:

$$r_{Ba} = \frac{\Delta U_{Ba}}{I_B} = \frac{1}{4} \frac{\rho_{Ba}}{\omega_B} \frac{y_1}{z} = \frac{1}{8} \rho_{Sba} \frac{L_{\Sigma}}{z}, \quad (2.158)$$

где $\rho_{Sba} = \rho_{Ba}/\omega_B$ — удельное поверхностное сопротивление базового слоя; $\rho_{Ba} = 1/(q\mu_p p_p)$ — удельное сопротивление активной базы.

В дрейфовых транзисторах с неоднородно легированной базой $\rho_{Ba} = f(x)$, поэтому ρ_{Sba} необходимо рассчитывать,

суммируя проводимости базовых слоев толщиной dx , где концентрация $p_p(x) \approx |N(x)|$ примерно постоянна. Это приводит к выражению

$$\rho_{Sba} = \left(\int q\mu_p |N(x)| dx \right)^{-1}, \quad (2.159)$$

где интегрирование проводится по квазиэлектронейтральной базе.

Удельное поверхностное сопротивление или *сопротивление слоя* ρ_S — это продольное сопротивление тонкого слоя, имеющего форму квадрата, причем размеры квадрата не влияют на значение ρ_S . Чтобы подчеркнуть это обстоятельство, условно размерность ρ_S записывают как Ом/квадрат, или Ом/□.

На интервале от y_1 до y_2 в пассивной базе нет источников пополнения тока дырок, и ток базы постоянен. Поэтому сопротивление пассивной базы определяется формулой

$$r_{БП} = \frac{1}{2} \rho_{SБП} \frac{(y_2 - y_1)}{z}, \quad (2.160)$$

где $\rho_{SБП}$ — сопротивление слоя пассивной базы, также рассчитывается с помощью выражения (2.159), но интегрирование проводится для пассивной базы и распределения $N(x)$, отличающегося от распределения концентрации в активной области структуры.

В ряде случаев падение напряжения на распределенном сопротивлении под базовой металлизацией также дает заметный вклад. Это связано с конечным значением контактного сопротивления омического перехода металл — полупроводник ρ_c , Ом·см². Для типичного контакта алюминий — сильнолегированный p -кремний ($N_A = 10^{18} \div 10^{19}$ см⁻³) $\rho_c = 10^{-4} \div 10^{-5}$ Ом·см². Сопротивление одностороннего базового контакта

$$r'_{БМ} = \frac{V \sqrt{\rho_{SБП} \rho_c}}{z} \operatorname{cth} \left(\sqrt{\frac{\rho_{SБП}}{\rho_c}} L_{БМ} \right), \quad (2.161)$$

где $L_{БМ} = y_3 - y_2$ — ширина базовой металлизации; $r_{БМ} = r'_{БМ}/2$ для конструкции транзистора с двухсторонней базовой металлизацией (рис. 2.19, а).

Полное сопротивление базы определяется суммой его составляющих:

$$r_B = r_{Ba} + r_{БП} + r_{БМ}. \quad (2.162)$$

При больших токах, когда в базе достигается высокий уровень инжекции, проводимость базы увеличивается (мо-

дуляция проводимости базы), а сопротивление активной базы уменьшается:

$$r'_{Ba} \approx r_{Ba} / (1 + I_{\Delta} / I_{KF}), \quad (2.163)$$

где r_{Ba} — немодулированное, начальное сопротивление базы при низких уровнях инжекции.

При расчете сопротивления активной базы мы допустили, что эмиттер инжектирует практически равномерно, т.е. $J_{\Delta} \approx \text{const}$. Теперь это допущение можно проверить, т.е. выяснить, до каких токов эмиттера эффект оттеснения слабо выражен (при прочих равных условиях), или оценить геометрические размеры эмиттера, при которых для заданного номинального тока эмиттера эффект оттеснения мал. Сначала рассмотрим низкий уровень инжекции. При этом плотность тока эмиттера при $y = y_1$

$$J_{\Delta}(y_1) = J_S \exp(\varphi(y_1) / \varphi_T).$$

Плотность тока в центре эмиттера

$$J_{\Delta}(0) = J_S \exp(\varphi(0) / \varphi_T).$$

Найдем отношение плотностей токов:

$$K_{от} = J_{\Delta}(y_1) / J_{\Delta}(0) = \exp(\Delta U_{Ba} / \varphi_T),$$

где $\Delta U_{Ba} = \varphi(y_1) - \varphi(0)$, предполагая, что область эмиттера имеет постоянный потенциал $\varphi_{\Delta} = 0$, так как сильнолегирована и покрыта металлом с высокой проводимостью.

Введенный выше коэффициент оттеснения $K_{от}$ показывает, во сколько раз плотность тока на краю эмиттера выше, чем в центре, что определяется отношением $\Delta U_{Ba} / \varphi_T$. Пока отношение $\Delta U_{Ba} / \varphi_T \leq 0,3$, значение $K_{от} \leq 1,35$, т.е. плотность тока эмиттера на краю на 35 % больше, чем в центре, и можно считать, что эмиттер инжектирует практически равномерно. Значение ΔU_{Ba} пропорционально базовому току $I_B = I_K / \beta$. Поэтому можно записать, что эффект оттеснения слабо выражен, при условии

$$\Delta U_{Ba} = I_B r_{Ba} = I_K r_{Ba} / \beta \leq 0,3 \varphi_T. \quad (2.164)$$

Из этого соотношения можно определить геометрические размеры эмиттера, обеспечивающие равномерную инжекцию для заданного номинального тока эмиттера или коллектора.

В реальных условиях предельные токи транзистора обеспечиваются при высоком уровне инжекции в базе. Анализ, который опускаем, позволяет определить полуширину полоски эмиттера $y_1 = L_{\Delta} / 2$, при которой $\Delta U_{Ba} = 0,5 \varphi_T$ в условиях высокого уровня инжекции:

$$y_1 \approx 0,5 \omega_B \sqrt{\beta}, \quad (2.165)$$

где значение β соответствует предельному току коллектора,

С помощью этого соотношения можно выбрать минимальную ширину полоски эмиттера L_{Δ} , поэтому оно широко используется при проектировании транзисторов. В заключение необходимо отметить, что в транзисторах с большой длиной эмиттера z возможна неравномерная инжекция вдоль этого направления. Для ее ослабления эмиттер разбивают на ряд полос, или, как их называют, пальцев, длиной z_{Δ} , как показано на рис. 2.20. Падение напряжения в металлизации пальца гребенчатой конструкции не должно превышать долей φ_T . Возможны и более сложные конструкции транзисторов, преследующие ту же цель — обеспечение практически равномерной инжекции тока по площади эмиттера.

2.2.10. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНЗИСТОРА

В общем случае транзистор можно представить как активный нелинейный четырехполюсник, как показано на рис. 2.21. Он характеризуется семейством нелинейных статических характеристик, связывающих постоянные напряжения U_1 , U_2 и токи I_1 , I_2 на входе и выходе транзистора. Все эти значения являются взаимосвязанными, причем достаточно задать два из них для того, чтобы однозначно определить по статическим характеристикам два других. Задаваемые значения являются независимыми переменными, а два других, определяемых значениями независимых переменных и свойствами четырехполюсника, являются зависимыми переменными и представляют собой некоторые функции независимых переменных. Хотя возможно большое количество комбинаций задания независимых значений, на практике, исходя из удобства и простоты измерений, для полного описания свойств транзистора в каждой схеме включения используют, как правило, только два семейства статических входных и выходных ВАХ транзисторов.

Семейство выходных ВАХ транзистора с ОБ представляет собой зависимость $I_K(U_{KB})$, причем параметром семейства является ток эмиттера I_{Δ} , как показано на рис. 2.22, а. Это семейство выходных ВАХ описывается уравнением (2.63) или (2.2).

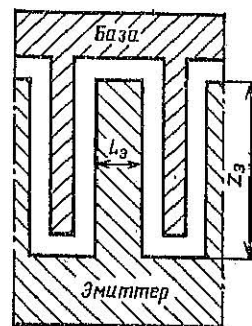


Рис. 2.20. Элемент гребенчатой структуры эмиттера

В зависимости от соотношения полярности напряжений на p - n переходах различают следующие режимы работы транзистора, отражаемые на семействе характеристик соответствующими областями.

1. **Активный (усилительный) режим (АКТ)**, который соответствует значениям $U_{Э} \geq 0$, $U_{К} \leq 0$ (или $I_{Э} > 0$) и при котором транзистор обладает активными свойствами, т. е. способностью усиливать сигналы по мощности.

2. **Режим насыщения НАС**, который соответствует значениям $U_{Э} > 0$, $U_{К} > 0$ (или $I_{Э} > 0$) и при котором коллек-

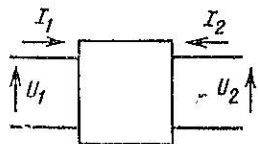
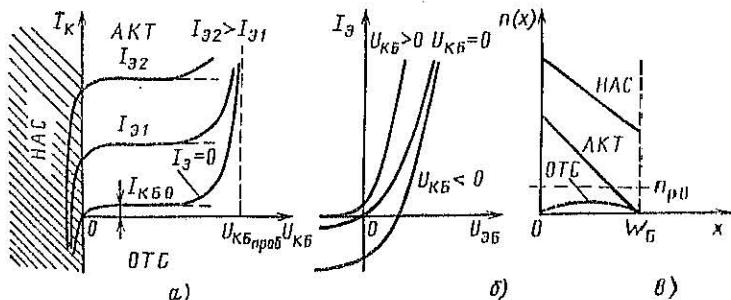


Рис. 2.21. Транзистор как четырехполюсник

Рис. 2.22. Семейство выходных (а), входных ВАХ транзистора с общей базой и распределение концентрации электронов в базе (б)



торный и эмиттерный переходы смещены в прямом направлении и инжектируют основные носители заряда в базовую область транзистора.

3. **Режим отсечки ОТС** (тока коллектора), который соответствует значениям $U_{К} < 0$, $U_{Э} < 0$ (или $I_{Э} < 0$) и при котором ток коллектора очень мал и практически не зависит от напряжения на коллекторе.

На рис. 2.22, а обозначены области, соответствующие работе транзистора в трех указанных режимах, а на рис. 2.22, в показаны соответствующие распределения концентрации электронов в базе n - p - n транзистора. Кроме трех перечисленных режимов транзисторы иногда работают

в инверсном активном режиме, когда эмиттерный p - n переход смещен в обратном направлении и $U_{Э} < 0$, а коллекторный — в прямом, т. е. $U_{К} > 0$. Для этого режима характерны низкие значения инверсного коэффициента передачи тока.

В области больших обратных напряжений на коллекторе ток коллектора резко увеличивается за счет лавинного умножения носителей в ОПЗ коллекторного p - n перехода. При напряжении $U_{КБпроб}$ наступает пробой, ограничивающий диапазон рабочих напряжений коллектора. Методы повышения напряжения лавинного пробоя в транзисторе те же, что и для p - n перехода (см. § 1.3.6).

Для транзисторов с высокоомной областью коллектора значения сопротивления тела коллектора $r_{КК}$ могут достигать десятков ом для маломощных, долей ома для мощных дискретных и сотен ом для интегральных транзисторов.

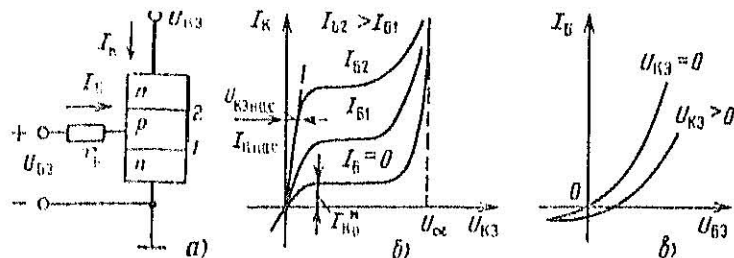


Рис. 2.23. Транзистор с общим эмиттером (а), семейство его выходных (б) и входных (в) ВАХ

В соответствии с (2.45) границе насыщения, т. е. $U_{К} = 0$, соответствуют напряжения $U_{КБ} = I_{К} r_{КК}$ (если пренебречь падением напряжения на сопротивлении базы). В результате этого выходные ВАХ в области малых напряжений на коллекторе оказываются «заваленными» влево, причем тем сильнее, чем больше ток эмиттера.

Семейство входных ВАХ транзистора с ОБ представляет собой зависимость $I_{Э}(U_{ЭБ})$, причем параметром семейства является напряжение $U_{КБ}$ (рис. 2.22, б). Эти характеристики описываются выражением (2.35). Зависимость характеристик от напряжения $U_{КБ}$ определяется эффектом модуляции толщины базы. При заданном токе эмиттера $I_{Э}$ концентрация электронов $n_{pЭ}$, а значит, и напряжение $U_{ЭБ}$

уменьшаются с ростом обратного напряжения на коллекторе.

Рассмотрим ВАХ $n-p-n$ транзистора, включенного в схеме с ОЭ (рис. 2.23, а). Семейство выходных ВАХ транзистора с ОЭ представляет собой зависимость $I_K(U_{KЭ})$ с параметром I_B . Ток базы I_B задается от генератора тока. Эти характеристики существенно отличаются от выходных ВАХ транзистора с ОБ. Рассмотрим теоретическое выражение (2.3), описывающее выходные характеристики транзистора с ОЭ. Во-первых, обратный ток коллектора при разомкнутой базе $I_B = 0$ определяется выражением $I_{K0}^* = I_{K0} / (1 - \alpha) = I_{K0}(\beta + 1)$ и намного превышает обратный ток коллектора транзистора с ОБ. Такое возрастание обратного тока обусловлено наличием положительной обратной связи в транзисторе. Дело в том, что напряжение $U_{KЭ}$ распределяется между коллекторным и эмиттерным $p-n$ переходами, вызывая дополнительное смещение эмиттерного $p-n$ перехода в прямом направлении. В результате этого «первичные» токи, протекающие через коллекторный $p-n$ переход, оказываются увеличенными в $\beta + 1$ раз. Следует заметить, что по этой причине выходная проводимость (и емкость) транзистора с общим эмиттером при наличии генератора тока в цепи базы оказывается увеличенной в $\beta + 1$ раз. Это приводит к наличию заметного наклона выходных ВАХ в пологой области.

Во-вторых, выходные ВАХ транзистора с ОЭ не пересекают ось ординат и полностью расположены в первом квадранте. Это определяется соотношением $U_{KЭ} = U_{КВ} + U_{БЭ}$, из которого следует, что кривые $I_K(U_{KЭ})$ сдвигаются вправо на значение $U_{БЭ}$, тем больше, чем больше ток базы. Напряжение насыщения $U_{KЭ\text{нас}}$, т. е. напряжение на коллекторе открытого транзистора при заданном токе $I_{K\text{нас}}$ (рис. 2.23, б) и большом токе базы $I_B > I_K/\beta$, стремится к значению

$$U_{KЭ\text{нас}} \cong \varphi_T \ln(1/\alpha_f) + I_{K\text{нас}} r_{KK}. \quad (2.166)$$

Это напряжение увеличивается с ростом тока коллектора. Для маломощных сплавных транзисторов $r_{KK} \approx 0$, значение $\alpha_f \approx 0,5 \div 0,8$ и значение $U_{KЭ\text{нас}}$ составляет 5—20 мВ. В маломощных дрейфовых транзисторах сопротивление r_{KK} может составлять десятки ом и второй член (2.166) вносит заметный вклад в напряжение насыщения, особенно при повышенных токах коллектора. Особенно велико

сопротивление r_{KK} в биполярных транзисторах ИС, где его значение может доходить до десятков ом.

В-третьих, напряжение пробоя транзистора с ОЭ значительно меньше напряжения пробоя коллекторного $p-n$ перехода. Выходные ВАХ кремниевых транзисторов с ОЭ в области пробоя при разомкнутой цепи базы имеют особенность, связанную с наличием участка дифференциального отрицательного сопротивления (ДОС). В таком случае говорят, что транзистор имеет S-образную коллекторную характеристику. Необходимым условием ДОС является зависимость коэффициента передачи тока β от тока коллектора. Рассмотрим рис. 2.24, а, на котором изображена зави-

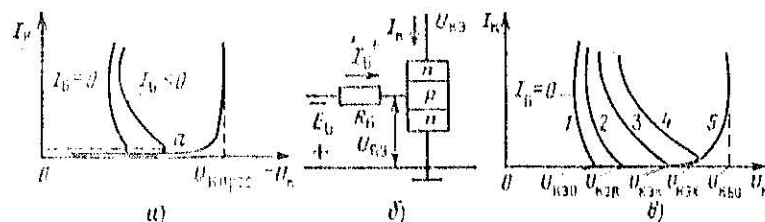


Рис. 2.24. Выходные ВАХ транзистора в области пробоя (а), схема транзистора с общим эмиттером (б) и выходные ВАХ при различных условиях на входе (в)

симость напряжения на коллекторном $p-n$ переходе U_K в функции тока коллектора I_K . При малых I_K значение β очень мало и коллекторная характеристика повторяет выходную ВАХ транзистора с ОБ. При возрастании тока I_K увеличивается β , при этом напряжение $U_{КЭ} = U_{KЭ}$, как следует из (2.65), уменьшается, и далее, после прохождения зависимости $\beta(I_K)$ максимума, снова может увеличиваться (рис. 2.24, а).

Наиболее ярко выражен участок ДОС, если в цепи базы включен резистор R_B и источник напряжения E_B , запирающий эмиттерный переход (рис. 2.24, б). При больших значениях коллекторного напряжения $U_{KЭ}$, близких к напряжению лавинного пробоя коллекторного перехода $U_{Кпроб}$, заметную роль начинает играть ударная ионизация в ОПЗ коллектора. В результате примерно равные токи коллектора и базы (I_B близок к нулю, так как эмиттерный переход закрыт) возрастают в M раз, где M — коэффициент лавинного умножения. Возрастание отрицательного тока базы — он вытекает из базы — будет сопро-

ождаются уменьшением запирающего напряжения на эмиттерном переходе. При достаточно большом токе I_B это напряжение достигает нуля и эмиттер открывается, что соответствует точке a на рис. 2.24, a . В дальнейшем, при прямом напряжении $U_{BЭ}$, базовый ток остается почти постоянным: $I_B = -(E_B + U_{BЭ})/R_B \approx \text{const}$. Постоянство базового тока означает, что приращение $\Delta I_K = \Delta I_Э$, т. е. дифференциальный коэффициент передачи тока эмиттера равен единице. С учетом лавинного умножения коэффициент передачи

$$\alpha_M = M\alpha = 1. \quad (2.167)$$

После отпирания эмиттерного перехода a возрастает, так как зависит от тока эмиттера (см. § 2.2.5 и 2.2.8). Сохранение равенства (2.167) становится возможным только при одновременном уменьшении U_K , т. е. уменьшении M . Следовательно, при токах $I_K > I_a$ увеличение тока коллектора сопровождается уменьшением напряжения — на ВАХ появляется участок ДОС, который будет иметь место и в том случае, если сопротивление внешнего резистора $R_B = 0$. В этом случае роль R_B выполняет сопротивление базы транзистора r_B . Аналогично при $E_B = 0$ (резистор R_B подключен между выводами базы и эмиттера) также формируется участок ДОС, так как этому случаю также соответствует отрицательный ток базы $I_B = -U_{BЭ}/R_B$.

На рис. 2.24, a изображено семейство коллекторных ВАХ транзистора с общим эмиттером, соответствующее различным условиям в базовой цепи. Максимальное напряжение для каждой кривой называется напряжением пробоя при соответствующих условиях: 1 — напряжение $U_{КЭ0 \text{ проб}}$ — постоянное напряжение коллектор — эмиттер при токе базы, равно нулю; 2 — напряжение $U_{КЭR \text{ проб}}$ — постоянное напряжение коллектор — эмиттер при заданном сопротивлении в цепи база — эмиттер R_B ; 3 — $U_{КЭК \text{ проб}}$ — постоянное напряжение коллектор — эмиттер при короткозамкнутых выводах базы и эмиттера; 4 — $U_{КЭХ \text{ проб}}$ — постоянное напряжение коллектор — эмиттер при заданном обратном напряжении эмиттер — база; 5 — $U_{КБ \text{ проб}}$ — постоянное напряжение коллектор — база при токе эмиттера, равно нулю. Между значениями этих напряжений выполняются соотношения неравенства, указанные на рис. 2.24, a .

Особого рассмотрения требуют выходные ВАХ мощных высоковольтных транзисторов с ОЭ в области малых напряжений на коллекторе. На выходной ВАХ такого транзистора (рис. 2.25) между областью насыщения III и ак-

тивной областью I находится широкая область квазинасыщения II с низким коэффициентом передачи тока (см. § 2.2.6). Эта область обусловлена совместным влиянием эффекта Кирка и квазинасыщения. Граница между областями I и II (показана на рис. 2.25 штриховой линией) описывается соотношением, следующим из (2.110):

$$I_K \approx U_{КБ}/r_{ККО}, \quad (2.168)$$

где $r_{ККО} \approx r_K W_{КБ}/S_Э$ — сопротивление высокоомного коллекторного слоя толщиной $W_{КБ}$.

Например, для мощного высоковольтного транзистора, рассчитанного на рабочий ток 100 А и напряжение $U_{КБ} = 600$ В при $r_K = 50$ Ом·см, $W_{КБ} = 100$ мкм и $S_Э = 1$ см², значение $r_{ККО} = 0,5$ Ом. Работа транзистора в открытом состоянии происходит в области квазинасыщения, что обуславливает большие значения напряжения насыщения коллектор — эмиттер $U_{КЭ \text{ нас}}$ и низкие значения коэффициента передачи тока β в открытом состоянии транзистора.

Семейство входных ВАХ транзистора с ОЭ представляет собой зависимость $I_B(U_{BЭ})$, причем параметром семейства является напряжение $U_{КЭ}$ (см. рис. 2.23, a). При напряжении $U_{КЭ} = 0$ входная характеристика пересекает начало координат. Сдвиг характеристик вниз при увеличении напряжения $U_{КЭ}$ объясняется уменьшением толщины квазиэлектропентральной базы, а значит, и рекомбинационного тока электронов в базе при заданном напряжении $U_{BЭ}$. В напряжение $U_{BЭ}$ существенный вклад вносит падение напряжения на сопротивлении базы $I_B r_B$. Поэтому прямое падение напряжения $U_{BЭ} = U_Э + I_B r_B$ в транзисторе с ОЭ больше, чем напряжение $U_{ЭБ}$ в транзисторе с ОБ.

2.2.11. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТРАНЗИСТОРЕ

Биполярные транзисторы, включенные по схеме с ОЭ, широко используются для усиления импульсных сигналов и в качестве ключевого элемента переключающих элек-

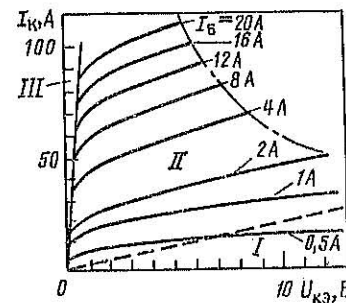


Рис. 2.25. Выходные ВАХ мощного высоковольтного транзистора в области малых напряжений

тройных схем. При усилении импульсных сигналов транзистор может работать в режиме малого и большого сигналов. При работе в качестве ключа основное назначение транзистора состоит в замыкании и размыкании цепи нагрузки с помощью управляющих входных сигналов, т. е. транзистор работает в режиме большого сигнала.

Простейший каскад на основе $n-p-n$ транзистора, являющийся основой ключевых схем, приведен на рис. 2.26, а. Нагрузочный резистор R_K включен в коллекторную цепь, а управляющие импульсы поступают от генератора E_B через резистор R_1 . В исходном, выключенном состоянии $E_B = 0$, поэтому токи базы и коллектора практически равны

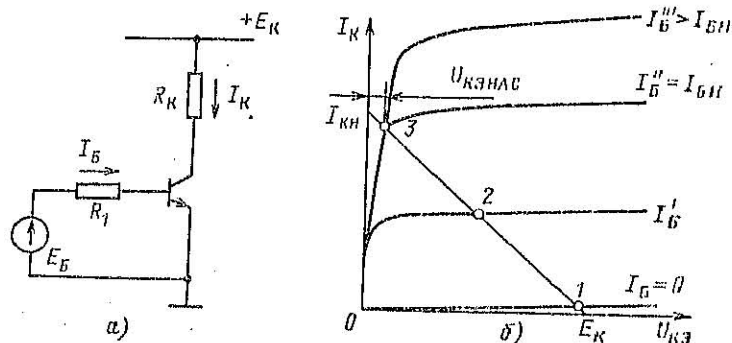


Рис. 2.26. Каскад на основе $n-p-n$ транзистора (а), семейство выходных ВАХ транзистора (б)

нулю (если не принимать во внимание малые обратные токи переходов). Выключенное состояние характеризуется точкой 1 на семействе выходных ВАХ (рис. 2.26, б). Конечное, включенное состояние транзисторного ключа характеризуется точкой 3, при этом транзистор находится в режиме насыщения и на нем падает напряжение $U_{КЭнас}$, а в коллекторной цепи протекает ток

$$I_{KH} = (E_K - U_{КЭнас}) / R_K. \quad (2.169a)$$

Генератор E_B должен обеспечить ток базы

$$I_B = (E_B - U_{БЭ}) / R_1 > I_{BH} = I_{KH} / \beta, \quad (2.169б)$$

где β — коэффициент передачи тока в нормальном активном режиме.

При задании скачка напряжения положительной полярности от генератора E_B ток базы практически мгновенно увеличивается и в транзисторе имеют место инерционные переходные процессы, приводящие к постепенному нарастанию тока коллектора. Инерционность переходных процессов связана в первую очередь с накоплением неосновных носителей заряда в базе и перезарядом барьерных емкостей $p-n$ переходов транзистора.

Накопление неосновных носителей заряда в базе $n-p-n$ транзистора обусловлено процессами их диффузии, дрейфа и рекомбинации. Строгий теоретический подход к анализу этих процессов заключается в решении уравнения непрерывности. При произвольном уровне инжекции уравнение непрерывности нелинейно и получить аналитическое решение для распределения $n(x, t)$ в базе невозможно.

Существует приближенный подход к анализу переходных процессов в транзисторах, называемый *методом заряда*, который позволяет, не анализируя распределения $n(x, t)$ в деталях, проследить за общим зарядом электронов в базе Q_n и его изменениями во времени. Метод заряда базируется на основном уравнении, которое получают, интегрируя нестационарное уравнение непрерывности для электронов по объему квазинейтральной базы.

Нестационарное уравнение непрерывности для электронов (1.26) представим в виде

$$\operatorname{div} \vec{J}_n = q \frac{n - n_{p0}}{\tau_n} = q \frac{dn}{dt}. \quad (2.170)$$

Проведем интегрирование этого уравнения по объему квазинейтральной базы V подобно тому, как это было сделано в п. 2.2.3. Интегрируя первый член уравнения (2.170) и пренебрегая, как и раньше, током поверхностной рекомбинации, получаем

$$\int_V \operatorname{div} \vec{J}_n dV = \oint_S \vec{J}_n d\vec{S} = I_{en} = I_{Kn}. \quad (2.171)$$

Интеграл от второго члена уравнения (2.170) имеет вид

$$q \int_V \frac{n - n_{p0}}{\tau_n} dV = \frac{\Delta Q_n}{\tau_n}, \quad (2.172)$$

где $\bar{\tau}_n$ — среднее значение времени жизни электронов в базе; ΔQ_n — избыточный заряд электронов в базе:

$$\Delta Q_n = q \int_V (n - n_{p0}) dV. \quad (2.173)$$

При интегрировании правой части (2.170) изменим порядок операций интегрирования и дифференцирования по независимым переменным V и t :

$$\int_V q \frac{\partial n}{\partial t} dV = \frac{\partial}{\partial t} \left(q \int n dV \right) = \frac{dQ_n}{dt}. \quad (2.174)$$

Объединив (2.171) — (2.174), получим

$$\frac{dQ_n}{dt} + \frac{\Delta Q_n}{\tau_n} = I_{Эн} - I_{Кн}. \quad (2.175)$$

Аналогичным образом проведем интегрирование уравнения непрерывности для дырок по объему квазиэлектронейтральной базы n - p - n транзистора:

$$\frac{dQ_p}{dt} + \frac{\Delta Q_p}{\tau_p} = -I_{Эр} - I_{РГЭ} + I_{Б}, \quad (2.176)$$

где $I_{Эр}$ — ток дырок, инжектированных из p -базы в n^+ -эмиттер ($I_{Эр} \ll I_{Эн}$); $I_{РГЭ}$ — ток генерации-рекомбинации дырок в ОПЗ эмиттера; $I_{Б}$ — полный ток базы — ток дырок, поступающих в базу через базовый электрод.

Переходные процессы в транзисторе протекают в условиях сохранения локальной квазиэлектронейтральности в базе

$$p(x, t) - n(x, t) + N(x) \cong 0. \quad (2.177)$$

Квазиэлектронейтральность в базе выполняется и в целом для всего объема базы. Это условие можно записать, проинтегрировав (2.177) по объему базы:

$$Q_p - Q_n + Q_N = 0. \quad (2.178)$$

На этой стадии нужно сделать одно важное замечание, касающееся объема квазинейтральной базы. В течение переходного процесса объем квазиэлектронейтральной базы изменяется, так как изменяются напряжения, падающие на эмиттерном $U_{Э}$ и коллекторном $U_{К}$ p - n переходах. Меняются и размеры ОПЗ эмиттера и коллектора. Часть дырок, поступающих в базу, нейтрализует часть заряда ионов акцепторов, формирующих ОПЗ эмиттера, как показано на рис. 2.27. В результате этого толщина ОПЗ эмиттера уменьшается, а заряд Q_N в базе получает приращение, которое обозначим как $Q_{СЭ}$. Часть тока дырок, расходуемых на приращение заряда $Q_{СЭ}$, можно трактовать как емкостный ток $I_{СЭ}$ перезаряжающий барьерную емкость эмиттерного p - n перехода. Аналогичным образом на уменьшение толщины

ОПЗ коллектора расходуется приращение заряда $Q_{СК}$, обеспечиваемое частью тока дырок $I_{СК}$. На этом основании, дифференцируя (2.178) по времени, записываем

$$\frac{dQ_p}{dt} - \frac{dQ_n}{dt} - \frac{dQ_{СЭ}}{dt} - \frac{dQ_{СК}}{dt} = 0. \quad (2.179)$$

Одновременно с этим в квазинейтральной базе $\Delta Q_n = \Delta Q_p$ и $\tau_n = \tau_p$. Поэтому, комбинируя (2.175), (2.176) и (2.179), записываем

$$I_{Б} = I_{Эн} - I_{Кн} + I_{Эр} + I_{РГЭ} + \frac{dQ_{СЭ}}{dt} + \frac{dQ_{СК}}{dt}. \quad (2.180)$$

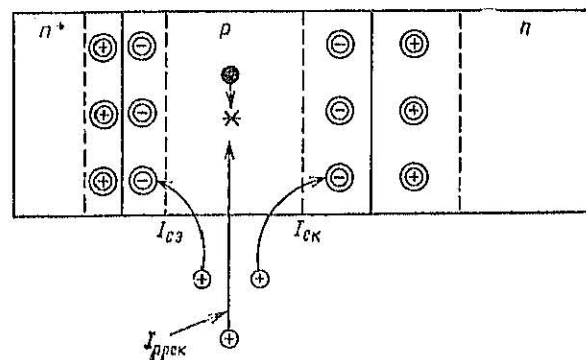


Рис. 2.27. Схема процессов накопления дырок в базе транзистора (знак * означает рекомбинацию электрона и дырки)

Таким образом, часть дырочного тока базы, равная $I_{Эн} + I_{Эр} + I_{РГЭ} - I_{Кн} = I_{Б} - I_{Кн}$, расходуется на поддержание рекомбинационного равновесия с электронами, а другая часть, равная

$$\frac{dQ_{СЭ}}{dt} + \frac{dQ_{СК}}{dt} = I_{СЭ} + I_{СК},$$

расходуется на перезаряд барьерных емкостей эмиттерного и коллекторного p - n переходов.

С учетом (1.180) основное уравнение метода заряда перепишем в виде

$$\frac{dQ_n}{dt} + \frac{Q_n}{\tau_n} + \frac{dQ_{СЭ}}{dt} + \frac{dQ_{СК}}{dt} = I_{Б} - I_{Эр} - I_{РГЭ}. \quad (2.181)$$

В стационарных условиях изменения зарядов во времени отсутствуют, и поэтому

$$Q_n = \bar{\tau}_n (I_B - I_{ЭЭ} - I_{РЭЭ}). \quad (2.182)$$

Это условие означает, что не весь ток базы идет на накопление заряда неосновных носителей заряда — электронов — в базе, а только его часть. Другую часть тока базы составляет дырочный ток эмиттера, являющийся суммой членов $(I_{ЭЭ} + I_{РЭЭ})$. Ранее было показано, что заряд электронов в базе пропорционален сквозному току электронов:

$$Q_n = \tau_F I_{нх} \approx \tau_F I_K. \quad (2.183)$$

Дырочная составляющая тока эмиттера составляет небольшую, но конечную часть сквозного тока:

$$I_{ЭЭ} + I_{РЭЭ} = K_V I_{нх} = Q_n K_V / \tau_F. \quad (2.184)$$

Подставив (2.184) в (2.182), можно получить

$$\beta = (\tau_F / \bar{\tau}_n + K_V)^{-1}, \quad (2.185)$$

что полностью совпадает с (1.157) для коэффициента передачи тока базы, причем K_V является функцией тока.

Делая предположение, что (2.183) и (2.184) справедливы и в динамике, т. е. в течение переходных процессов, записываем уравнение (2.181) с учетом (2.184) в форме

$$\frac{dQ_n}{dt} + \frac{\Delta Q_n}{\bar{\tau}_{нэф}} + \frac{dQ_{ЭЭ}}{dt} + \frac{dQ_{ЕК}}{dt} = I_B. \quad (2.186)$$

В этой форме основного уравнения метода заряда величина $\bar{\tau}_{нэф}$ представляет собой эффективное (наблюдаемое в эксперименте) время жизни электронов в базе

$$\frac{1}{\bar{\tau}_{нэф}} = \frac{1}{\bar{\tau}_n} + \frac{K_V}{\tau_F}. \quad (2.187)$$

Значение $\bar{\tau}_{нэф}$ всегда меньше реального времени жизни электронов в базе и зависит от тока эмиттера (и коллектора) из-за токовой зависимости второго члена (2.187). При дальнейшем анализе будем считать, что в диапазоне изменения рабочего тока коллектора $\bar{\tau}_{нэф}$ соответствующим образом усреднено. Усредненное значение $\bar{\tau}_{нэф}$ будем записывать без индексов как τ . При таких допущениях уравнение (2.186) описывает поведение заряда электронов в базе при произвольных уровнях инжекции и нормальном

активном режиме работы транзистора, при котором справедливо соотношение (2.183).

Рассмотрим переходный процесс включения $n-p-n$ транзистора с ОЭ, когда на вход транзистора (см. рис. 2.26, а) задан скачок положительного тока базы $I_{Б1} = (E_B - U_{БЭ}) / R_1 \approx E_B / R_1$, так как обычно $E_B \gg U_{БЭ}$. Будем считать, что $I_{Б1} < I_{Бн}$, т. е. транзистор в течение переходного процесса находится в активном режиме.

На начальном этапе включения ток коллектора мал, при этом малы значения β , а дифференциальное входное сопротивление транзистора велико. Поэтому можно считать, что ток базы идет на заряд входной емкости эмиттера и

$$I_B \approx \frac{dQ_{ЭЭ}}{dt} = \frac{dQ_{ЭЭ}}{dU_{Э}} \frac{dU_{Э}}{dt} = C_{Эбар} \frac{dU_{Э}}{dt}, \quad (2.188)$$

при этом напряжение на эмиттерном переходе меняется от нуля до некоторого значения $U_{Э0}$, соответствующего включенному состоянию транзистора. Для кремниевых транзисторов $U_{Э0} \approx 0,7$ В. Значение $C_{Эбар}$ зависит от $U_{Э}$, поэтому емкость эмиттера усредняют. Рекомендуется выбирать усредненное значение $\bar{C}_{Эбар} = (1,5-2) C_{Эбар}(0)$. С учетом этих предположений длительность первого этапа включения — время задержки — можно рассчитать по формуле

$$t_{зд} \approx \bar{C}_{Эбар} U_{Э0} / I_B. \quad (2.189)$$

На следующем этапе — нарастания тока коллектора — ток базы идет на накопление заряда носителей в базе. В этом случае обычно $dQ_n/dt \gg dQ_{ЭЭ}/dt$, так как напряжение на прямо смещенном эмиттерном переходе изменяется слабо.

Напряжение коллектора и ток коллектора связаны соотношением

$$U_K = E_K - I_K R_K \text{ или } \Delta U_K = R_K \Delta I_K. \quad (2.190)$$

Это позволяет записать

$$\frac{dQ_{ЕК}}{dt} = \frac{dQ_{ЕК}}{dU_K} \frac{dU_K}{dt} = R_K C_{Кбар} \frac{dI_K}{dt}, \quad (2.191)$$

где $C_{Кбар}$ — дифференциальное значение барьерной емкости коллекторного перехода.

Воспользовавшись (2.191) и (2.183), уравнение метода заряда (2.186) приведем к виду

$$\tau_{03} \frac{dI_K}{dt} + I_K = \beta I_B, \quad (2.192)$$

где $\beta = \tau / \tau_F$ — усредненное в диапазоне токов значение коэффициента передачи тока базы, а постоянная времени τ_{02} определяется выражением

$$\tau_{03} = \tau + \beta R_K C_{K\text{бар}}. \quad (2.193)$$

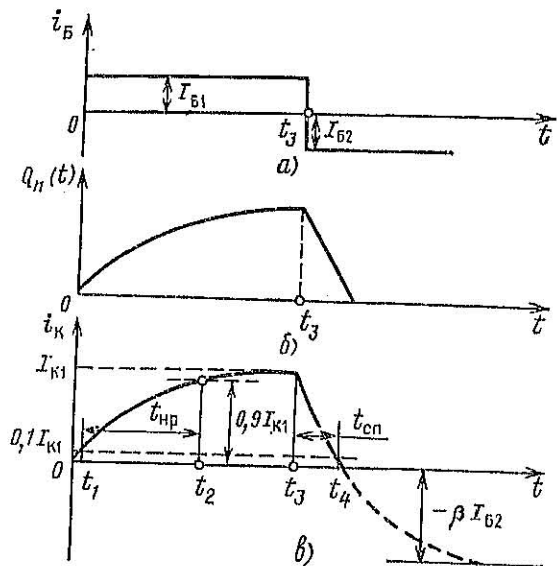


Рис. 2.28. Зависимость тока базы (а), заряда в базе (б) и тока коллектора (в) от времени при работе транзистора в активном режиме

Решение уравнения метода заряда (2.192) с начальным условием $I_K(t=0)=0$ при задании $I_B = I_{B1} > 0$ имеет вид

$$I_K(t) = \beta I_{BI} (1 - \exp(-t/\tau_{03})). \quad (2.194)$$

Таким образом, на этапе включения транзистора с ОЭ ток коллектора экспоненциально возрастает во времени с постоянной нарастания τ_{02} , как показано на рис. 2.28, а. Ток коллектора стремится к установившемуся значению I_{K02} с постоянной τ_{02} .

Ток коллектора стремится к стационарному значению $I_{K1} = \beta I_{B1}$. Длительность фронта — время нарастания тока

коллектора — обычно определяется как промежуток времени, за который ток коллектора нарастает от уровня $0,1/I_{K1}$ до уровня $0,9/I_{K1}$ и составляет

$$t_{\text{up}} = 2,2\tau_{\text{оэ}} = 2,2(\tau + \beta R_K C_K). \quad (2.195)$$

При наличии в цепи коллектора резистора R_K в течение переходного процесса напряжение на коллекторном переходе меняется, барьерная емкость C_K перезаряжается, что увеличивает длительность переходного процесса.

На стадии выключения транзистора отрицательным током $I_b = -I_{b2}$ решение уравнения (2.192) имеет вид

$$I_K(t) = \beta I_{B1} - \beta \Delta I_B (1 - \exp(-t/\tau_{03})), \quad (2.196)$$

где $\Delta I_B = I_{B1} + I_{B2}$ — перепад тока базы, а время t отсчитывается от этого перепада.

Время формирования отрицательного фронта тока коллектора — время спада — определяется от момента переключения до момента, когда $I_K = 0,1 I_{K1}$, следующим образом:

$$t_{\text{cu}} = \tau_{03} \ln \frac{1}{1 - 0,9/\epsilon_1/\Delta/\epsilon_2} \quad (2.197)$$

При сильном изменении выходного напряжения емкость коллектора C_K достаточно сильно изменяется и уравнение (2.192) становится нелинейным. При упрощенных расчетах используют усредненные значения емкости коллектора $\bar{C}_K$. Под усредненной емкостью $\bar{C}_K$ понимают такую постоянную емкость, через которую в течение переходного процесса переключения протекает такой же заряд, как и через реальную нелинейную емкость. Усредненное значение емкости

$$\bar{C}_K = \frac{n C_K(E_K) U_{JK}}{(n-1) E_K} \left[1 + \frac{E_K}{U_{JK}} - \left(1 + \frac{E_K}{U_{JK}} \right)^{1/n} \right], \quad (2.198)$$

где $n=2$ для резкого и $n=3$ для линейного p - n переходов; $C_K(E_K)$ — значение барьерной емкости коллектора, измеренное при обратном напряжении на коллекторе, равном E_K ; U_{JK} — контактная разность потенциалов коллекторного p - n перехода.

При $E_K \gg U_{JK}$ значение C_K в 2 раза больше, чем $C_K(E_K)$ для резких, и в 1,5 раза больше, чем для плавных p - n переходов. С учетом усреднения во всех предыдущих формулах величину $C_{K\text{бар}}$ надо заменить на $\bar{C}_K$.

При работе транзистора в ключевом режиме на вход транзистора (см. рис. 2.26, а) подается отпирающий ток базы $I_{Б1} > I_{Бн}$, т. е. достаточный для перевода транзистора в режим насыщения. В режиме насыщения ток коллектора определяется (2.169). На границе области насыщения в активной области $I_{Бн} = I_{Кн}/\beta$. Этому току соответствует граничный заряд электронов в базе

$$Q_{ГР} = I_{Бн} \tau_n. \quad (2.199)$$

Поэтому при задании тока $I_{Б1} > I_{Бн}$ на стадии включения ток коллектора будет описываться (1.196) до тех пор, пока $I_{К} < I_{Кн}$ или $Q_n(t) \leq Q_{ГР}$, т. е. до момента времени

$$t_2 = \tau_{0Э} \ln \frac{1}{1 - I_{Бн}/I_{Б1}}. \quad (2.200)$$

Начиная с этого момента, ток коллектора перестает изменяться (рис. 2.29, а), но заряд электронов в базе продолжает накапливаться в соответствии с выражением

$$Q_n(t) \approx I_{Б1} \tau_n (1 - e^{-t/\tau_n}), \quad (2.201)$$

где τ_n — постоянная накопления заряда в режиме насыщения.

Обычно $\tau_n < \tau$ из-за перестройки заряда в базе при инжекции электронов из коллектора, что, как правило, связано с усилением роли поверхностной рекомбинации. Время задержки по-прежнему определяется выражением (2.189). Время нарастания от уровня 0 до $0,9 I_{Кн}$

$$t_{пр} = \tau_{0Э} \ln \frac{1}{1 - 0,9 I_{Бн}/I_{Б1}}. \quad (2.202)$$

Как следует из этого выражения, с ростом $I_{Б1}$ время $t_{пр}$ резко уменьшается, что позволяет сократить время фронта.

Рассмотрим процесс выключения транзистора импульсом отрицательного тока базы $I_{Б} = -I_{Б2}$. Пусть в момент времени t_3 транзистор находился в режиме насыщения под действием большого базового тока $I_{Б1} > I_{Бн}$. В момент времени (рис. 2.29, а) базовый ток скачком уменьшился на значение $\Delta I_{Б} = I_{Б1} + I_{Б2}$. Избыточный заряд электронов в базе уменьшается по двум причинам: из-за рекомбинации дырок с электронами и выведения дырок из базы через базовый электрод во внешнюю цепь. Подобным образом уменьшается и избыточный заряд неосновных носителей — электронов, численно равный в силу электронейтральности заряду дырок. Из решения уравнения заряда следует, что

заряд электронов на стадии выключения меняется по закону

$$Q_n(t) = I_{Б1} \tau_n - \Delta I_{Б} \tau_n (1 - e^{-t/\tau_n}). \quad (2.203)$$

Как следует из рис. 2.29, в, изменение тока коллектора начинается спустя некоторое время $t_{рас}$ после подачи запирающего импульса тока базы. Это время называется временем рассасывания (избыточного заряда в базе). Длительность этапа рассасывания найдем, положив в (2.203) $Q_n(t_{рас}) = Q_{ГР}$:

$$t_{рас} = \tau_n \ln \left(\frac{I_{Б1} + I_{Б2}}{I_{Бн} + I_{Б2}} \right). \quad (2.204)$$

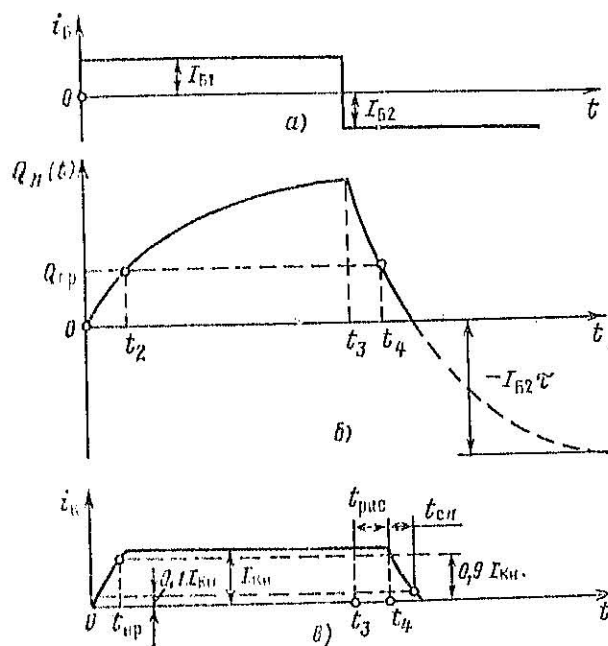


Рис. 2.29. Зависимость тока базы (а), заряда в базе (б) и тока коллектора (в) при работе транзистора в качестве ключа

Время рассасывания увеличивается с ростом отпирающего тока базы $I_{Б1}$ и уменьшается с увеличением запирающего тока базы $I_{Б2}$. После этапа рассасывания следует этап формирования отрицательного фронта тока коллектора,

длительность которого называется временем спада тока коллектора. Время спада от момента t_4 до момента, когда ток коллектора снижается до уровня $0,1I_{Кн}$ определяется:

$$t_{сп} = \tau_{ОЭ} \ln [(I_{Бн} + I_{Б2}) / (0,1I_{Бн} + I_{Б2})] \quad (2.205)$$

Время спада сильно уменьшается также при увеличении тока $I_{Б2}$. Однако следует иметь в виду, что даже при форсированном включении и выключении $t_{пр}$ и $t_{сп}$ имеют физический предел, т. е. эти времена не могут быть меньше времени пролета электронов через базу, примерно равного постоянной накопления τ_F .

Остановимся на особенностях переходных процессов в мощных (силовых) высоковольтных n^+p-n кремниевых транзисторах с ОЭ, имеющих протяженную область высокоомного n -слоя коллектора. Максимальные плотности тока эмиттера в таких транзисторах порядка 100 А/см^2 , поэтому площадь эмиттера транзисторов на токи $10\text{--}100 \text{ А}$ может составлять $0,1\text{--}1 \text{ см}^2$ и более. Несмотря на большие

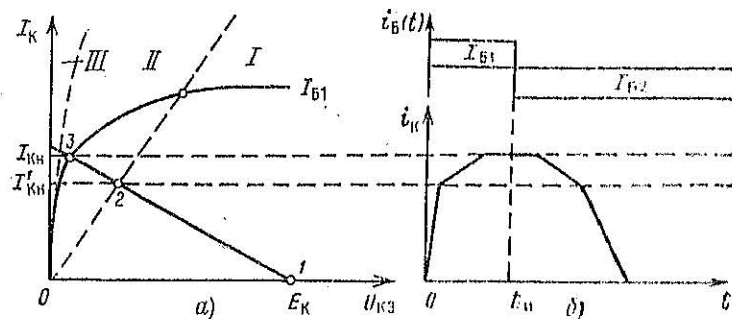


Рис. 2.30. Выходные ВАХ (а) и временные зависимости токов базы и коллектора (б) для мощных высоковольтных транзисторов

значения барьерных емкостей эмиттера и коллектора (до 10^4 пФ и выше), их влияние на длительность переходных процессов незначительно. Время задержки $t_{зд}$ [см. (2.189)] оказывается малым из-за большого тока базы, достигающего несколько ампер и более. Вклад составляющей $\beta R_K C_K$ в постоянную времени $\tau_{ОЭ}$ [см. (2.193)] также невелик из-за низких значений R_K (единицы Ом) и β (5–10) в диапазоне рабочих токов при наличии достаточно больших значений времени жизни электронов в базе 5–50 нс.

Основные отличия в характере переходных процессов для мощных высоковольтных транзисторов имеют место при малых напряжениях на коллекторе, когда транзистор переходит в режим квазинасыщения. Рассмотрим движение рабочей точки на семействе выходных ВАХ транзистора с ОЭ (рис. 2.30, а). При задании положительного тока базы $I_{Б1}$ происходит нарастание тока коллектора и рабочая точка передвигается от точки 1 к точке 2. Транзистор работает в активном режиме, и нарастание $I_K(t)$ происходит в условиях относительно слабого изменения толщины базы. При этом формируется крутой фронт $I_K(t)$, как показано на рис. 2.30, б. Точка 2 является границей активной I и квазинасыщенной II областей ВАХ. Начиная с граничного тока коллектора $I'_{Кн}$ формирование тока коллектора продолжается в условиях сильного увеличения толщины базы (см. рис. 2.14). Область накопления заряда при этом сильно увеличивается, а темп роста тока до значения $I_{Кн}$ сильно замедляется (точка 3 в области насыщения III). Это, как правило, увеличивает длительность времени нарастания тока коллектора и коммутационные потери на стадии включения.

На стадии выключения при задании запирающего тока базы $I_{Б2} = -I_{Б1}$ транзистор медленно выходит из режима квазинасыщения (при изменении тока от $I_{Кн}$ до $I'_{Кн}$), а затем ток коллектора резко спадает до 0. Основной вклад во время переходных процессов вносит время выхода из квазинасыщения (время квазирассасывания). Длительность переходных процессов переключения тем больше, чем сильнее проявляются эффекты квазинасыщения, т. е. чем выше удельное сопротивление n -слоя коллектора и больше толщина его слоя w_K . Это является фундаментальным ограничением быстродействия высоковольтных транзисторов.

2.3. СИСТЕМА ПАРАМЕТРОВ И РЕЖИМЫ ЭКСПЛУАТАЦИИ ТРАНЗИСТОРОВ

2.3.1. СИСТЕМА ПАРАМЕТРОВ ТРАНЗИСТОРОВ

Система параметров транзисторов насчитывает более пятидесяти параметров и характеристик. Как и для диодов, параметры транзисторов подразделяются на параметры, имеющие предельно допустимые значения [максимально и (или) минимально допустимые значения] и параметры, значения которых характеризуют свойства приборов.

Транзисторы — приборы универсального назначения. Они могут быть успешно использованы не только в классе схем, для которых они разработаны, но и во многих других. Однако наилучших результатов можно добиться, используя транзисторы по основному функциональному назначению (см. § 2.1.2). Поэтому набор параметров и характеристик, приводимых в паспорте прибора, соответствует в первую очередь основному назначению транзистора.

Система предельно допустимых параметров включает в себя предельно допустимые значения напряжений коллектор — эмиттер, коллектор — база и база — эмиттер, предельно допустимые значения токов коллектора и базы, предельно допустимые значения температур перехода (коллекторного), корпуса и предельно допустимые значения мощности, рассеиваемой транзистором.

Предельно допустимые значения тока и напряжения обычно задаются для стационарных условий (например, постоянный ток коллектора), но могут приводиться и для импульсного режима работы. В этом случае оговариваются длительность импульса t_n и частота f [или скважность $Q = 1/(t_n f)$] следования импульсов.

Характеризующие параметры транзисторов подразделяются на основные и справочные. Система основных и справочных параметров, как правило, зависит от функ-

ционального назначения транзистора, его мощности и частотного диапазона работы. Перечень основных параметров (исключая СВЧ-транзисторы и силовые транзисторы) приведен в табл. 2.2. Знаком плюс отмечено значение параметра, которое указывается для данного класса транзисторов. Знак звездочка (*) указывает на то, что значение параметра приводится только для специальных малошумящих транзисторов. Кроме того, в ней обозначены: P_{max} — максимально допустимая постоянная рассеиваемая мощность, которая определяется конструкцией транзистора; $f_{гр}$ — граничная частота коэффициента передачи тока транзистора в схеме с общим эмиттером — это частота, на которой модуль $h_{21э} = 1$; $I_{КБ0}$ — обратный ток коллектора при разомкнутой цепи эмиттер — база и заданном значении напряжения коллектор — база; $h_{21э}$ — коэффициент передачи тока базы для малого сигнала ($\tilde{\beta}$), указывается при заданных значениях тока эмиттера и напряжения коллектора; $h_{21э}$ — статический коэффициент передачи тока базы для большого сигнала (β), указывается при заданных значениях напряжения коллектор — эмиттер и тока коллектора; $K_{ш}$ — коэффициент шума, указывается в заданной рабочей точке ($I_{Э}$, $U_{КЭ}$); $U_{КЭmax}$ — максимально допустимое постоянное напряжение коллектор — эмиттер; $U_{КБmax}$ — максимально допустимое постоянное напряжение коллектор — база; $I_{Кmax}$ — максимально допустимый постоянный ток коллек-

Таблица 2.2. Основные параметры биполярных транзисторов

Класс транзистора	P_{max} , Вт	$f_{гр}$, МГц	$I_{КБ0}$	$h_{21э}$ ($\tilde{\beta}$)
Транзисторы малой мощности низкой частоты	$\leq 0,3$	≤ 3	+	+
Транзисторы малой мощности средней частоты	$\leq 0,3$	3—30	+	+
Транзисторы малой мощности высокой частоты	$\leq 0,3$	30—300	+	+
Транзисторы средней и большой мощности низкой частоты	0,3—1,5; $> 1,5$	≤ 3	+	
Транзисторы средней и большой мощности средней частоты	0,3—1,5; $> 1,5$	3—30	+	
Транзисторы средней и большой мощности высокой частоты	0,3—1,5; $> 1,5$	30—300	+	

$h_{21э}$ (β)	$f_{гр}$ (f_{α})	$K_{ш}$	P_{max}	$U_{КЭmax}$	$U_{КБmax}$	$U_{БЭmax}$	$I_{Кmax}$	t_{max}	C_K	$r_{Б}$	C_K
	+	*	+	+	+		+	+			+
	+	*	+	+	+		+	+	+	+	+
	+	*	+	+	+		+	+	+	+	+
+	+		+	+	+	+	+	+			
+	+		+	+	+	+	+	+	+	+	+
+	+		+	+	+		+	+	+	+	+

тора, который гарантируется в диапазоне рабочих температур окружающей среды (условия теплоотвода специально оговариваются) или в диапазоне рабочих температур корпуса транзистора; T_{fmax} — максимально допустимая температура перехода (коллекторного); C_K — емкость коллекторного перехода при заданном напряжении на коллекторе; $r_{БC_K}$ — постоянная коллекторной цепи, измеряемая в заданной рабочей точке.

При изготовлении транзисторов по единой технологии в силу разброса электрофизических параметров исходных полупроводниковых материалов, разброса технологических режимов и наличия большого числа случайных факторов изготавливаемые транзисторы, как правило, имеют существенный разброс основных параметров. Поэтому транзисторы классифицируются (подразделяются на группы) по интервальным значениям параметров или их сочетанию. Параметры, по которым производится такое подразделение, называются *классификационными*. Система классификационных параметров может быть различной для транзисторов различных функциональных назначений. Наиболее часто в систему классификационных параметров входят: постоянное граничное напряжение коллектор — эмиттер $U_{КЭ гр}$ — аналог U_a (см. §2.2.4) (или другие предельно допустимые напряжения), коэффициент передачи тока базы для большого $h_{21э}$ и малого $h_{21э}$ сигналов, постоянный обратный ток коллектора $I_{КБ0}$ при разомкнутой цепи база — эмиттер. В состав классификационных параметров могут входить граничная частота и коэффициент шума транзистора (для малошумящих транзисторов).

2.3.2. МОЩНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

К мощным относят транзисторы с мощностью, рассеиваемой коллектором, $P_{max} > 1,5$ Вт. Мощные транзисторы на токи 10 А и более называют силовыми. Мощные транзисторы подразделяют на низковольтные и высоковольтные, хотя указанное разделение достаточно условно. Еще не так давно транзисторы с пробивным напряжением коллектор — база $U_{КБпроб} \approx 80 \div 100$ В называли высоковольтными, сейчас же, когда выпускаются транзисторы с $U_{КБпроб} > 1$ кВ, под высоковольтными принято понимать транзисторы с $U_{КБпроб} > 400 \div 500$ В. Подавляющее большинство мощных транзисторов изготавливаются на основе кремния с применением диффузионной технологии и имеют n^+-p-n^+ структуру. Низковольтные мощные транзисторы имеют

планарную структуру, высоковольтные — мезапланарную структуру, т.е. их эмиттерный переход имеет планарную структуру, а коллекторный переход формируется как мезаструктура путем шлифовки или травления.

Мощные высоковольтные транзисторы предназначены в первую очередь для работы в режиме переключения, характеризующемся переходом транзистора из закрытого состояния с высоким обратным напряжением в открытое состояние с большим током коллектора. Этим определяются основные требования к высоковольтным транзисторам: высокое пробивное напряжение коллектор — эмиттер, большой ток коллектора, малое падение напряжения в открытом состоянии, малая длительность переходных процессов. По-

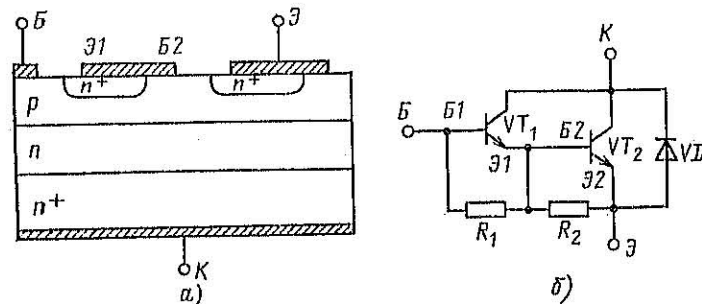


Рис. 2.31. Структура составного транзистора (а) и его электрическая схема (б)

этому в состав основных параметров мощных транзисторов наряду с предельно допустимыми напряжениями и токами обязательно входят следующие параметры: напряжение насыщения коллектор — эмиттер $U_{КЭнас}$ при заданном токе коллектора и токе базы, время задержки $t_{зд}$, время нарастания $t_{нр}$, время рассасывания $t_{рас}$ и время спада $t_{сп}$ при заданных значениях напряжения питания коллектора, тока коллектора и тока базы.

Основным недостатком мощных высоковольтных транзисторов является низкий коэффициент передачи тока, не превышающий 10. Поэтому в настоящее время в качестве мощных ключевых элементов используются высоковольтные усилители на составных транзисторах (транзистор Дарлингтона), схема которого приведена на рис. 2.31. Транзисторы VT_1 и VT_2 изготавливаются на одном кристалле одновременно, их коллектор является общим, а эмит-

тер VT_1 соединен с базой VT_2 металлизацией по поверхности кристалла. Достоинство составных транзисторов заключается в большем коэффициенте передачи тока, примерно равном произведению коэффициентов передачи тока транзисторов $\beta = \beta_1 \beta_2$. Обычно эмиттерные переходы транзисторов шунтируются резисторами. Это позволяет улучшить параметры составного транзистора — повысить рабочее напряжение коллектор — эмиттер, уменьшить температурную нестабильность. Одновременно с этим сокращается время выключения транзистора, так как при прямом смещении эмиттерных переходов шунтирование их резисторами обеспечивает отрицательный ток базы, вытекающий из транзистора и способствующий его запираанию.

При форсированном запираании отрицательным током базы от внешнего источника возможен пробой одного или обоих эмиттерных переходов. Во избежание этого переходы шунтируют диодами (на рисунке не показаны), включенными встречно-параллельно эмиттерным переходам.

Современная тенденция — создание указанных резисторов и диодов на том же кристалле, на котором формируется составной транзистор, т. е. создание силовой интегральной схемы.

Основные параметры одиночных (О) и составных (С) мощных высоковольтных транзисторов приведены в табл. 2.3.

Таблица 2.3

Параметр	Диаметр структуры					
	24 мм		32 мм		40 мм	56 мм
	О	С	О	С	О	С
$I_{Kн}$, А	63—80	80—100	160—200	200—250	200—250	500—630
$U_{КБ0}$, В	700—1200	700—1200	700—1200	700—1200	700—1000	500—800
$U_{КЭ0}$, В	500—1000	500—1000	500—1000	500—1000	400—700	400—700
$h_{21Э}$	7—8	60—80	7—8	60—80	7—8	60—80
$U_{КЭ\text{ нас.}}$, В	1,5—2,0	2,0—3,0	1,5—2,0	2,0—3,0	1,5—2,0	2,0—3,0
$t_{сп}$, мкс	1,0—1,5	1,8—2,5	1,2—1,7	1,8—2,5	1,2—1,5	2,0—4,0

2.3.3. ПРЕДЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Наглядное представление о предельных возможностях биполярного транзистора дает диаграмма области безопасных режимов (ОБР). Типичная диаграмма ОБР изображена на рис. 2.32.

Горизонтальный отрезок AB , ограничивающий ОБР по току, определяет значение максимально допустимого постоянного коллекторного тока I_{Kmax} . Превышение этого значения при токовых перегрузках приводит к постепенно-

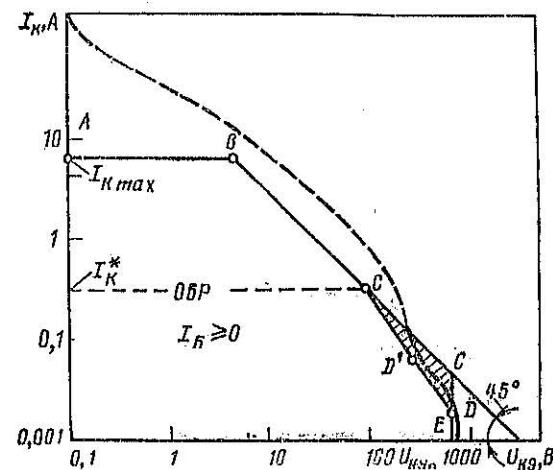


Рис. 2.32. Диаграмма ОБР биполярного транзистора

му разрушению конструкции транзистора — как правило, в месте контакта выходного электрода с кристаллом полупроводника. Кроме того, такие перегрузки вызывают необратимое снижение параметров транзистора — прежде всего коэффициента передачи тока.

Вертикальный отрезок DE , ограничивающий ОБР по напряжению, определяет максимально допустимое значение напряжения коллектор — эмиттер $U_{КЭ0}$. Оно задается при разомкнутой цепи базы, т. е. в наиболее опасных условиях (см. § 2.2.10). Даже незначительное и кратковременное превышение значения $U_{КЭ0}$ приводит к разрушению транзистора.

Отрезок CD ограничивает ОБР по температуре структуры (см. введение). При увеличении температуры концентрация носителей в высокоомной области транзистора, возникших вследствие термогенерации, может превысить концентрацию примеси, и p - n переход практически исчезнет; работа транзистора нарушится. Рост температуры приводит также к увеличению коллекторного тока в закрытом состоянии транзистора и остаточного напряжения на транзисторе в режиме насыщения, а также к снижению быстродействия. Для кремниевых транзисторов максимально до-

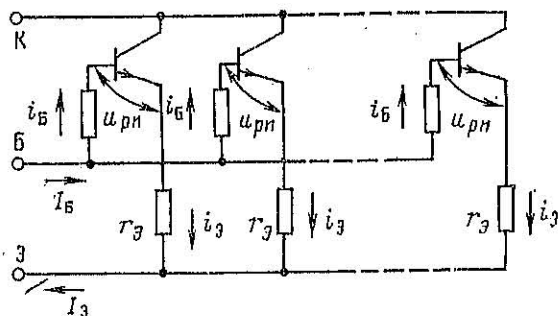


Рис. 2.33. Структура эмиттера мощного биполярного транзистора

пустимое значение температуры структуры (предельная температура) $T_{j\max}$, определяющее положение отрезка CD ОБР, составляет 150 — 200°C и задается с запасом. Поэтому превышение значения $T_{j\max}$ при эксплуатации транзистора, как и переход токовой границы, не вызывает мгновенного отказа, однако увеличивает его вероятность.

При снижении коллекторного тока до значения I_K ОБР ограничивается отрезком CD , имеющим больший наклон, чем отрезок BC «температурной границы»: из ОБР вычитается площадь заштрихованного треугольника CDC' . Это уменьшение ОБР свойственно именно биполярным транзисторам и определяется влиянием электротепловой обратной связи (см. также § 7.1.4). Рассмотрим механизм такого влияния подробнее.

Представим структуру эмиттера мощного биполярного транзистора состоящей из частных (элементарных) структур, соединенных параллельно (рис. 2.33), где r_B и r_E —

сопротивления областей базы и эмиттера (включая металлизацию). Для каждой элементарной структуры имеем

$$U_{ЭБ} = i_Э r_Э + U_{pn} + i_Б r_Б. \quad (2.206a)$$

Напряжение $U_{ЭБ}$ зависит от температуры:

$$U_{ЭБ}(T) = U_{ЭБ}(I) + \Delta U_{ЭБ}(T) = [i_Б(I_Э) + \Delta i_Б(T)] r_Б + [i_Э(I_Э) + \Delta i_Э(T)] r_Э + [U_{pn}(I_Э) + \Delta U_{pn}(T)], \quad (2.206б)$$

откуда несложно получить температурную зависимость эмиттерного тока $i_Э(T)$ элементарной структуры в виде

$$i_Э(T) = i_Э(T_0) + TK i_Э \Delta T. \quad (2.206в)$$

Таким образом, если ток эмиттера $I_Э$ распределяется по элементарным структурам неравномерно, то соответствующая структура нагревается до более высокой температуры и ток эмиттера $i_Э$ через эту структуру возрастает [см. (2.206в)], что в свою очередь ведет к следующему увеличению температуры, и т. д. Следует подчеркнуть, что чем больше значение тока эмиттера $I_Э$, тем меньше относительное влияние электротепловой обратной связи ($\Delta i_Э \ll i_Э$) соответственно влияние электротепловой обратной связи проявляется при относительно низких значениях тока $I_Э$ (или I_K). На начальном участке действия электротепловой обратной связи — отрезок CD' ОБР — рост температуры локальной области структуры транзистора ограничивается на некотором уровне (имеем так называемый режим «стабильных горячих точек»), т. е. выход за границы ОБР в этой области ведет к постепенному отказу прибора. Выход за ОБР на участке $D'D$ вызывает мгновенный катастрофический отказ транзистора: термостабильные горячие точки здесь уже не существуют, электротепловая обратная связь приобретает регенеративный (лавиннообразный) характер.

Для биполярного транзистора выход рабочей точки за границы области безопасной работы всегда более опасен при относительно малых рабочих токах и соответственно больших напряжениях, чем при больших токах и малых напряжениях. Этот факт иллюстрирует на рис. 3.32 линия равной безопасности (показана пунктиром) — геометрическое место точек, в которых вероятность катастрофического отказа одинакова.

При сокращении длительности протекания тока i_n через транзистор — импульсных режимах — ОБР расширяется: максимально допустимое значение импульсного тока уве-

личивается до $(1,5-2) I_{Kmax}$, увеличивается и область, ограничиваемая максимальной температурой структуры T_{fmax} . Граница по напряжению сохраняется, так как значение $U_{KЭ0}$ от длительности импульса не зависит. Типичные ОБР для импульсных режимов приведены на рис. 2.34. С уменьшением длительности импульса исчезает граница электротепловой обратной связи (отрезок CD), а затем и температурная граница (отрезок BC): ОБР образует прямоугольник, ограниченный значениями I_{Kmax} и $U_{KЭ0}$.

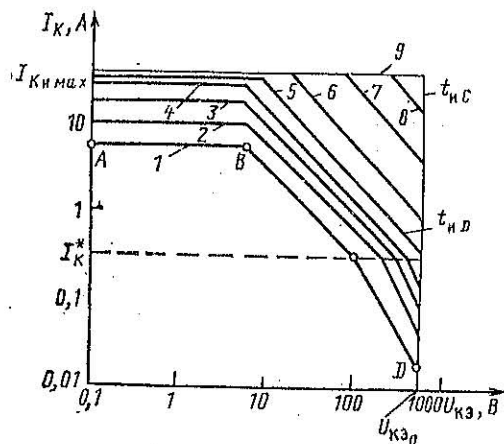


Рис. 2.34. Диаграммы ОБР биполярных транзисторов в импульсных рабочих режимах (1— $t_{и1} \rightarrow \infty$; 2—9— $t_{и2} > t_{и3} > t_{и4} > \dots > t_{и9}$)

Начало действия электротепловой обратной связи (точка C на ОБР) количественно характеризуют коэффициентом электротепловой связи (термонеустойчивости) $S_{тн}$, который оценивает скорость увеличения мощности потерь в транзисторе с ростом температуры относительно теплоотвода через тепловое сопротивление структура — корпус транзистора:

$$S_{тн} = (dP/dT_f) R_{ст-к} \quad (2.207a)$$

При $I_K < I_K^*$ коэффициент электротепловой связи $S_{тн} < 1$, т.е. увеличение мощности с ростом температуры компенсируется теплоотводом через тепловое сопротивление прибора; при $S_{тн} > 1$ происходит нарушение термостабильности: теплообмен «не поспевает» за ростом выделяющейся мощности. Граничное значение коллекторного тока I_K^* соответствует,

таким образом, уравнению $S_{тн} = 1$:

$$U_{KЭ0} \Delta I_K R_{ст-к} = \Delta T_f \quad (2.207б)$$

Это уравнение остается справедливым как в режиме постоянного тока, так и в импульсном режиме, т.е. граничное значение тока I_K^* практически не зависит от длительности импульса. В результате с уменьшением длительности импульса и расширением температурной границы ОБР сначала исчезают ограничения, связанные с тепловой неустойчивостью ($S_{тн} < 1$), а затем температурные ограничения. Длительность импульса $t_{иD}$, при которой ограничивающим фактором становится только максимальная температура структуры (точка перехода от температурной границы к тепловой неустойчивости — точка D исчезает при этой длительности импульса), можно определить из уравнения

$$U_{KЭ0} I_K^* r_{ст-к}(t_{иD}) + T_{ср} = T_{fmax} \quad (2.208)$$

откуда

$$r_{ст-к}(t_{иD}) = (T_{fmax} - T_{ср}) / U_{KЭ0} I_K^*$$

и значение длительности импульса оценивается по кривой переходного теплового сопротивления $r_{ст-к}(t)$ (см. § 7.3.3). Аналогично по рис. 2.34 можно оценить длительность импульса $t_{иC}$, при которой исчезает ограничение по температуре (точка C пропадает), ОБР вырождается в прямоугольник:

$$r_{ст-к}(t_{иC}) = (T_{fmax} - T_{ср}) / U_{KЭ0} I_{Kmax} \quad (2.209)$$

Рассмотренные вопросы безопасности работы биполярных транзисторов относились к режимам эксплуатации с положительным (отпирающим) током базы. В ключевых режимах с отрицательным (запирающим) током базы начинают действовать физические процессы (прежде всего, так называемый «вторичный пробой»), приводящие к локализации энергии в структуре при запираании транзистора и соответствующему сужению ОБР. Типичная диаграмма ОБР при отрицательных токах базы для высоковольтного биполярного транзистора показана на рис. 2.35. Граничное значение тока I_{Kmax}

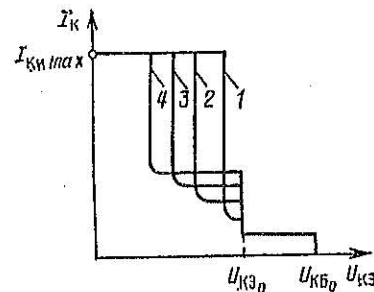


Рис. 2.35. Диаграммы ОБР биполярного транзистора при отрицательных токах базы ($I_{Б1} < I_{Б2} < I_{Б3} < I_{Б4}$)

сохраняется. По напряжению фиксируются два граничных значения: $U_{кз0}$ и $U_{кз0}$. Протяженность области тепловой нестабильности зависит от значения запирающего базового тока $I_{\text{б}}$. Таким образом, в режимах с отрицательным базовым током рабочая точка не может выходить за границу ОБР даже кратковременно. Кроме того, увеличение амплитуды запирающего тока базы приводит к заметному снижению значения максимально допустимого напряжения по сравнению со значением $U_{кз0}$ — максимально допустимым значением напряжения в статическом режиме.

Контрольные вопросы

1. Какие схемы включения биполярных транзисторов вы знаете? В какой из этих схем можно получить наибольшее усиление по мощности?
2. Для транзистора с общим эмиттером в цепи коллектора включен резистор 100 Ом и источник напряжения +100 В, а в цепи базы резистор 300 Ом и источник напряжения +30 В. В каком режиме работает транзистор: активном или насыщенном, если известно, что коэффициент передачи тока базы равен 50.
3. Почему обратный ток коллектора биполярного транзистора при замкнутых электродах эмиттера и базы больше, чем при разомкнутых.
4. Изобразите и поясните зависимости коэффициента передачи тока базы от тока коллектора и напряжения коллектор — эмиттер.
5. Как объемное сопротивление области коллектора влияет на выходные ВАХ биполярного транзистора?
6. В чем причина различий интегрального и дифференциального коэффициентов передачи тока эмиттера и базы?
7. Известно, что в дрейфовом транзисторе пробивное напряжение эмиттер — база значительно меньше, чем пробивное напряжение коллектор — база. Как это различие можно объяснить?
8. Рассмотрите причины снижения усиления тока транзистором в режиме больших токов.
9. Рассмотрите причины влияния напряжения коллектора на входные ВАХ биполярного транзистора.
10. Как зависит быстродействие биполярного транзистора от толщины базы, каков характер этой зависимости?
11. В чем заключается эффект Кирка, на какие характеристики транзистора он влияет?
12. Почему высоковольтные биполярные транзисторы имеют пониженное быстродействие по сравнению с низковольтными?

Глава третья

ТИРИСТОРЫ

Тиристор — полупроводниковый прибор с двумя устойчивыми состояниями, имеющий три или более переходов, который может переключаться из закрытого состояния в открытое и наоборот.

3.1. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И КЛАССИФИКАЦИЯ ТИРИСТОРОВ

С точки зрения применения тиристор — это полупроводниковый ключ, т. е. прибор, основное назначение которого состоит в замыкании и размыкании цепи нагрузки с помощью внешних сигналов.

Аналогично транзисторному ключу тиристор имеет два статических состояния — закрытое, или состояние низкой проводимости, и открытое, или состояние высокой проводимости. В любом из двух статических состояний тиристор может находиться сколь угодно долго. Переход из одного состояния в другое происходит относительно быстро под воздействием кратковременного внешнего сигнала.

3.1.1. ВНУТРЕННЯЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНАЯ ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ В ТИРИСТОРЕ

Основой тиристора является четырехслойная *p-n-p-n* структура, изображенная на рис. 3.1, а.

Рассмотрим структуру при прямом напряжении, т. е. когда к крайним p_1 - и n_2 -областям приложены соответственно положительный и отрицательный потенциалы источника питания. Это напряжение будет распределяться между тремя *p-n* переходами $П1-П3$ (рис. 3.2, а). Переход $П1$ называется анодным, переход $П3$ — катодным (управляющим).

Проведя мысленно разрез, как показано на рис. 3.2, а пунктиром, представим четырехслойную *p-n-p-n* структуру в виде комбинации двух транзисторов ($T1$ и $T2$) *p-n-p* и *n-p-n* типов (рис. 3.2, б), при этом коллектор одного транзистора будет являться базой другого, и наоборот. Усиленные свойства транзисторов характеризуются коэффициентами передачи тока эмиттера α_p и α_n или коэффициентами передачи тока базы β_p и β_n . Переходы $П1$ и $П3$ находятся под прямым напряжением — это эмиттерные пе-