

ПАРАМЕТРЫ  
И ПРЕДЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ  
РАБОТЫ ТРАНЗИСТОРОВ

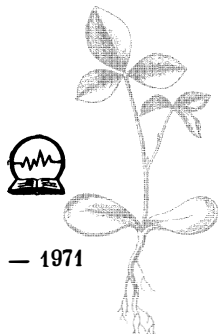
И.Ф. НИКОЛАЕВСКИЙ  
Д.В. ИГУМНОВ

И.Ф. НИКОЛАЕВСКИЙ  
Д.В. ИГУМНОВ

ПАРАМЕТРЫ  
И ПРЕДЕЛЬНЫЕ  
РЕЖИМЫ РАБОТЫ  
ТРАНЗИСТОРОВ

И. Ф. НИКОЛАЕВСКИЙ, Д. В. ИГУМНОВ

# ПАРАМЕТРЫ И ПРЕДЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ ТРАНЗИСТОРОВ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «СОВЕТСКОЕ РАДИО» МОСКВА — 1971

Николаевский И. Ф., Игумнов Д. В. **Параметры и предельные режимы работы транзисторов.** М. Изд-во «Советское радио», 1971, 384 стр., г. 29 000 экз., ц. 1 р. 38 к.

Книга содержит комплекс сведений о физических явлениях в транзисторе, необходимых инженерам, занимающимся разработкой и эксплуатацией радиоэлектронной аппаратуры.

Рассматриваются электрические и тепловые параметры транзистора, его характеристики и эквивалентные схемы, максимально допустимые постоянные и импульсные токи, напряжения и мощности. Показаны возможности использования транзистора в качестве усилителя и переключателя в инверсном включении и в микро-режимах. Специальное внимание уделено связям параметров транзистора и рекомендациям по определению его данных, отсутствующих в справочниках и в ТУ.

Книга предназначена для инженеров-разработчиков аппаратуры на транзисторах, а также может быть рекомендована в качестве учебного пособия для студентов соответствующих факультетов вузов.

29 табл., 132 рис., библиограф. 145 назв.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга посвящена свойствам и особенностям одного из самых распространенных и самых универсальных усилительных приборов — биполярного транзистора. По возможности применения этот усилительный и переключающий полупроводниковый прибор значительно превосходит все известные в мировой практике приборы подобного назначения.

Естественно ожидать, и это подтверждается практикой, что свойства транзистора, его параметры и возможности использования будут резко различаться в зависимости от величин токов, напряжений, мощностей и частот.

Кроме того, в отличие, например, от не менее широко распространенной электронной лампы, которая используется только в прямом включении, в двух схемах — с общей сеткой и общим катодом — и только в трех режимах (областях) — усиления, насыщения и отсечки, транзистор работает в прямом и инверсном включениях, в трех схемах — с общими эмиттером, базой и коллектором и в четырех областях — усиления, отсечки, насыщения и умножения. В каждом из этих 24 состояний транзистор характеризуется своей специфической группой параметров и зависимостей, и если каждая из таких групп будет включать в себя лишь 4—5 параметров, часть из которых будет дана при двух напряжениях, токах, частотах и температурах, в двух включениях, трех схемах, в четырех областях работы, то число параметров и данных (естественно, характеризующих транзистор недостаточно полно) достигает тысячи.

В настоящее время для расчета схем используется свыше 300 параметров, выбранных случайно, в силу «стихийно» сложившихся обстоятельств, текущих задач и потребностей радиоэлектроники. Конечно, измерять такое количество параметров для каждого транзистора не только невозможно, но и нецелесообразно. Невозможно потому, что время и средства, необходимые для измерения и исследования

одного типа транзистора, достигают непомерно больших величин (годы), и нецелесообразно потому, что каждый «лишний» параметр требует огромных затрат и времени на разработку различных машин и автоматов для разбраковки и сортировки транзисторов по этому параметру и, кроме того, снижает процент выхода годных приборов. В результате — необоснованное удорожание производства как транзисторов, так и радиоэлектронной аппаратуры.

Учитывая эти обстоятельства, в справочники и технические условия (ТУ) на транзисторы включается только необходимый минимум: 20—40 параметров и некоторое количество наиболее важных, необходимых для расчета схем, вольтамперных характеристик и зависимостей параметров от температуры и режима.

В настоящий момент невозможно дать общие рекомендации и рецепты по конструированию, расчету и проектированию схем радиоэлектронной аппаратуры (как это имело место в «ламповый период» радиотехники и электроники), по выбору активных и пассивных ее элементов, по определению их электрических и температурных режимов и даже по перечню параметров транзистора, который должен быть использован при расчетах в каждом конкретном случае. Это ставит в более сложные условия инженера-разработчика радиоэлектронной аппаратуры, от которого теперь требуются достаточно глубокие знания физики работы транзистора, его эксплуатационных свойств, особенностей, предельных возможностей, а также умение пользоваться справочниками и ТУ, содержащими лишь минимум основных параметров, т. е. умение находить недостающие, необходимые для расчета конкретных схем, параметры, отсутствующие в справочниках.

Между тем, объем требуемых знаний в соединении с огромным числом изданных литературных источников и разнообразием схемных решений настолько велик, что инженер не имеет возможности охватить все вопросы, необходимые для его практической деятельности. Сложность положения усугубляется тем, что в литературе не рассмотрен ряд важных вопросов, связанных с эксплуатационными свойствами транзистора. К ним, в первую очередь, следует отнести вопросы о предельных и предельно допустимых возможностях транзистора, его максимальных и минимальных токах, максимальных напряжениях и мощно-

стях в стационарном и импульсном режимах, о свойствах и параметрах в инверсном включении, в микрорежимах и в режиме насыщения. Отсутствие у специалиста такого комплекса знаний приводит к неудачам в конструировании аппаратуры, к неумению реализовать замечательные свойства транзисторов и, к сожалению, все еще имеющим место в настоящее время, к неоправданным отказам от применения транзисторов.

Предлагаемая читателю книга содержит сведения по физике транзистора в объеме, необходимом для понимания предельных возможностей этого прибора, связей и взаимозависимостей между параметрами в различных областях, данные о режимах и схемах включения и другие сведения, необходимые разработчику радиоэлектронной аппаратуры для реализации по возможности всех свойств транзистора, установления надежных эксплуатационных режимов транзисторов и создания на них высоконадежной радиоэлектронной аппаратуры.

Вопросы, недостаточно освещенные в литературе, в книге даются в более подробном изложении. К ним, в первую очередь, относятся тепловые режимы, максимальные импульсные и постоянные токи и мощности, пробивные и максимальные импульсные и постоянные напряжения, области безопасной работы, динамические характеристики, режимы насыщения, микрорежимы, а также свойства и параметры транзистора в инверсном включении. Сведения о малосигнальных параметрах высоких и низких частот, временных параметрах, эквивалентных схемах транзистора, параметрах его как четырехполюсника, предельных и максимальных частотах и т. д., широко публикуемые в литературе, даются в книге лишь в их взаимосвязи, с тем чтобы читатель мог через один из известных параметров определить другой, отсутствующий в справочниках или в ТУ.

На основе рассмотрения областей работы и схем включения транзистора в первой главе приводится полный перечень и классификация всех известных параметров и зависимостей параметров и характеристик транзистора от температуры и режима, необходимых для расчета схем, в диапазоне токов, напряжений и температур. В последующих главах используется полученная здесь классификация, а перечень корректируется (в основном в сторону сокращения) на основе критического рассмотрения каждого параметра, его связей с другими параметрами, зависимости

от температуры и режима, удобства его измерений и целесообразности применения при расчете схем.

Авторы выражают свою признательность И. Г. Бергельсону, А. А. Зайцеву, С. П. Миклашевскому и Л. В. Соколову, ценные советы и замечания которых использованы при окончательной обработке рукописи. Авторы благодарят также И. С. Громова, оказавшего большую помощь при подготовке рукописи к печати. Им же написан § 5.9.2 книги.

Главы 1, 2, 3, 4 и 5 написаны И. Ф. Николаевским, главы 6 и 7 — Д. В. Игумновым

## ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

$A_K, A_\varepsilon, A_T$  — площади коллекторного и эмиттерного переходов и теплоотвода.

$\alpha, \beta, s$  — коэффициенты передачи тока в схемах с ОБ и ОЭ и крутизна проходной характеристики. Дифференциальные параметры транзистора. С подстрочным индексом «0» — низкочастотные значения.

$A, B, S$  — то же, интегральные параметры транзистора. С подстрочным индексом «н» — в режиме насыщения.

$C_K, C_\varepsilon, C_{K'}, C_\varepsilon'$  — зарядные емкости коллекторного и эмиттерного переходов на малом и большом сигналах.

$C_{Kд}, C_{\varepsilonд}$  — диффузионные емкости коллекторного и эмиттерного переходов.

$D_B, D_K, D_\varepsilon$  — коэффициенты диффузии неосновных носителей в областях базы, коллектора и эмиттера.

$D_n, D_p$  — то же, электронов и дырок.

$\Delta \mathcal{E}$  — ширина запрещенной зоны.

$F_{ш}$  — коэффициент шума.

$f_\alpha, f_\beta, f_s$  — граничные частоты коэффициентов передачи тока в схемах с ОБ и ОЭ и крутизны проходной характеристики прямой передачи.

$f_{\max}, f_T, f_{ш}$  — предельные частоты коэффициентов усиления по мощности, по току и по коэффициенту шума.

$\Phi_T$  — температурный потенциал  $\left( \Phi_T = \frac{kT^\circ}{q} \right)$ .

$\Phi_0, \Phi_{0K}, \Phi_{0\varepsilon}$  — контактная разность потенциалов (высота барьера)  $p$ - $n$  перехода, коллекторного и эмиттерного переходов.

$h_{11}, h_{12}, h_{21}, h_{22}$  — гибридные параметры транзистора-четырёхполюсника или  $h$ -параметры. С дополнительным подстрочным индексом б, э, к соответствуют параметрам малого сигнала и Б, Э, К — параметрам большого сигнала в схемах с ОБ, ОЭ и ОК.

$\eta$  — фактор поля, коэффициент, характеризующий электрическое поле в базе дрейфового транзистора. ( $\eta = 1,5 \div 4$ ).

$I_B, I_K, I_\varepsilon$  — токи в соответствующих выводах транзистора при работе в области усиления. Для максимальных токов добавляется второй подстрочный индекс  $m$  (постоянный ток) или  $M$  (импульсный ток). При работе транзистора в области насыщения добавляется второй или соответственно третий индекс, «н».

$I_{K0}, I_{\varepsilon0}$  — начальные (обратные) токи коллекторного и эмиттерного переходов при работе транзистора в области отсечки и подключении источника питания к выводам соответственно коллектора или эмиттера и базы, при отключенном третьем выводе. С надстроч-



ным индексом «'» (штрих) — токи при заданном значении температуры перехода (окружающей среды).

$I_{кэ x}$  — начальный ток коллектора, ток при работе транзистора в области отсечки и подключении источника питания к выводам коллектора и эмиттера. Индекс  $x$  обозначает различные условия на входе транзистора: «О» вывод базы отключен, «R» — между выводами базы и эмиттера включено сопротивление, «к» — короткое замыкание между выводами базы и эмиттера, «з» — эмиттерный переход заперт внешним источником напряжения.

$K$  — коэффициент, показывающий изменение  $I_{кб0}$  при изменении температуры на  $1^\circ \text{C}$ .

$K_p$  — коэффициент усиления по мощности.

$k$  — постоянная Больцмана.

$L_b, L_k, L_a$  — диффузионная длина неосновных носителей в областях базы, эмиттера и коллектора.

$M$  — коэффициент лавинного умножения носителей в  $p$ - $n$  переходе.

$m$  — коэффициент, определяющий сдвиг фаз между входным и выходным токами транзистора на частоте  $f_a$  ( $m = 0,21 + 0,18\eta$ ).

$\mu_n, \mu_p$  — подвижности электронов и дырок.

$\nu, \nu_{\text{опт}}$  — коэффициент насыщения и его оптимальное значение, соответствующее максимальному току коллектора.

$N_a, N_d$  — плотности акцепторов и доноров.

$n, p$  — плотности электронов и дырок.

$n_n, p_p, n_{n0}, p_{p0}$  — неравновесные и равновесные плотности основных носителей (электронов и дырок).

$n_p, p_n, n_{p0}, p_{n0}$  — то же неосновных носителей.

$P, P_b, P_k, P_a$  — мощности, выделяющиеся на транзисторе, в цепях базы, коллектора и эмиттера соответственно. Для максимальных мощностей добавляется подстрочный индекс  $m$  (мощность постоянного тока) или  $M$  (импульсная мощность).

$P_0, P_H, P_{\text{ср}}$  — мощности, выделяющиеся на  $p$ - $n$  переходе: постоянного тока, импульсная и средняя.

$Q$  — скважность.

$q$  — заряд электрона.

$R_b, R_k, R_a$  — сопротивления в цепях базы, коллектора и эмиттера.

$R_{б хх}, R_{б кз}$  — критическое значение ( $R_{б кр}$ ) сопротивления в цепи между выводами базы и эмиттера в схеме с общим эмиттером. Индекс «хх» соответствует установлению начального коллекторного тока  $I_{кэ x} = I_{кэ0}$  (холостой ход на входе транзистора), индекс «кз» соответствует  $I_{кэ x} = I_{кэ к}$  (короткое замыкание на входе).

$R_r, R_H$  — сопротивления генератора на входе и нагрузки на выходе транзистора.

$R_{т}, R_{п к}, R_{п с}, R_{к с}, R_{к т}, R_{т с}$  — тепловое сопротивление, тепловое сопротивление переход — корпус, переход — среда (окружающая), корпус — среда, корпус — теплоотвод, теплоотвод — среда.

$r_b, r_k, r_a$  — дифференциальные сопротивления в диапазоне низких частот Т-образной схемы замещения.

$r'_b, r'_b$  — распределенное омическое сопротивление и диффузионное дифференциальное сопротивление базы транзистора в диапазоне низких частот.

$r_{бC_K}$  — постоянная времени цепи коллектора.

$r_K, r_{э}$  — объемные сопротивления областей коллектора и эмиттера транзистора.

$r_{Кб'}, r_{Кэ}, r_{эб'}$  — то же П-образной схемы замещения.

$r_H$  — сопротивление насыщения. С подстрочным индексом «б» или «э» — в схемах с ОБ и ОЭ.

$\rho_{б}, \rho_K, \rho_{э}$  — удельные сопротивления областей базы, коллектора и эмиттера.

$S$  — коэффициент температурной неустойчивости схемы с транзистором  $S = \frac{dI_K}{dT_{Кб0}}$ .

$S, s$  — крутизна проходной характеристики прямой передачи на большом и малом сигналах.

$s_{11}, s_{12}, s_{21}, s_{22}$  — дифференциальные высокочастотные параметры рассеяния, параметры согласования или  $s$ -параметры.

$T_{\max}^0, T_{\min}^0$  — максимальная и минимальная температура коллекторного перехода транзистора.

$T_{п}^0, T_{с}^0$  — температура перехода и окружающей среды.

$t_{\text{вкл}}, t_{\text{выкл}}$  — времена включения и выключения транзистора по коллекторной цепи;  $t_{\text{вкл}} = t_{э} + t_{ф}$ ,  $t_{\text{выкл}} = t_{р} + t_{с}$ .

$t_{эф}, t_{ф}, t_{р}, t_{с}, t_{эс}$  — времена задержки фронта (нарастания), фронта, рассасывания, спада и задержки спада импульса коллекторного тока.

$t_{и}, t_{и1}$  — время импульса и одиночного импульса.

$\tau_{б}, \tau_K, \tau_{э}$  — время жизни неосновных носителей в областях базы, коллектора и эмиттера.

$\tau_{э}, \tau_{ф}, \tau_{р}, \tau_{с}$  — постоянные времена задержки, фронта, рассасывания и спада импульса коллекторного тока.

$\tau_T, \tau_{пк}, \tau_{пс}$  — тепловая постоянная времени, тепловые постоянные объемов структуры транзистора переход — корпус и переход — среда.

$U$ -функция — коэффициент усиления по мощности на высокой частоте согласованного и нейтрализованного схемой без потерь транзистора.

$U_{\alpha}$  — максимальное напряжение коллекторного перехода (лавинный пробой) при подключении источника питания между выводами коллектора и эмиттера, при работе транзистора в области усиления. Индекс  $\alpha$  соответствует режиму пробоя, при котором  $\alpha_0 = 1$ .

$U_{эб} (U_{бэ}), U_{Кб}$  и  $U_{Кэ}$  — напряжения на транзисторе между выводами эмиттер — база (база — эмиттер для схемы с ОЭ), коллектор — база и коллектор — эмиттер. С подстрочными индексами «б'» (вместо «б») соответствуют напряжениям, приложенным непосредственно к переходам транзистора.

$U_{КэP} (U_{КбP})$  — максимальное напряжение коллекторного перехода (тепловой пробой) при работе транзистора в области усиления. Индекс «P» соответствует режиму  $P_K > 0$  при  $I_{э} \gg 0$ .

$U_{Кб0}, U_{эб0}$  — максимальные (пробивные) напряжения при подключении источника питания между выводами коллектора и базы или эмиттера и базы, в областях отсечки и усиления. Максимальные напряжения коллекторного и эмиттерного переходов.

$U_{кз с} (U_{кб с})$  — напряжение смыкания («прокола») коллекторного и эмиттерного переходов.

$U_{кз х}$  — максимальное (пробивное) напряжение в области отсечки. Индекс  $x$  обозначает различные условия на входе транзистора: 0 — вывод базы отключен,  $R$  — между базой и эмиттером включено активное сопротивление,  $k$  — короткое замыкание между выводами базы и эмиттера,  $з$  — эмиттерный переход заперт внешним источником напряжения.

$U_{эб пл}$  — «плавающий потенциал». Напряжение на выводах эмиттера и базы при подключении источника обратного смещения коллекторного перехода к выводам коллектора и базы.

$U_{макс}$  — напряжение лавинного пробоя изолированного  $p-n$  перехода.

$W$  — ширина базы.

$y_{11}, y_{12}, y_{21}, y_{22}$  — параметры короткого замыкания транзистора — четырехполюсника и  $y$ -параметры (индексы см.  $h$ -параметры).

$z_{э}, z_{к}, z'_{б}, z''_{б}$  — комплексные значения сопротивлений  $r_{э}, r_{к}, r'_{б}$ , и  $r''_{б}$  в диапазоне высоких частот.

$z_{11}, z_{12}, z_{21}, z_{22}$  — дифференциальные параметры холостого хода транзистора — четырехполюсника или  $z$ -параметры.

## Глава 1

### КЛАССИФИКАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ТРАНЗИСТОРОВ

Общее число данных, характеризующих транзистор, достигает нескольких сотен. Ниже дается классификация параметров и характеристик, получивших за 20 лет существования транзистора широкое распространение, а также данных, применение которых следует считать целесообразным.

Проведем классификацию всех параметров, зависимостей и характеристик транзистора.

#### 1.1. ОБЛАСТИ РАБОТЫ И СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ ТРАНЗИСТОРА

Для определения параметров, которые необходимо знать для характеристики транзистора, рассмотрим четыре области его работы. Признаки этих областей для транзистора  $p-n-p$  приведены в табл. 1.1. Источник коллекторного напряжения подключен к выводам коллектор — база, что соответствует схеме ОБ, или коллектор — эмиттер, т. е. соответствует схемам ОЭ и ОК. Таблица пригодна и для транзистора  $n-p-n$ , однако знаки напряжений в этом случае следует заменить на обратные. Наиболее характерным признаком, определяющим область работы транзистора, следует считать величину тока коллектора. Определение параметров, указанных в таблице, дается ниже в соответствующих параграфах настоящей главы. Следует особо отметить, что рабочими областями являются три области — отсечки, усиления и насыщения. Четвертая область — умножения — соответствует началу пробоя коллекторного перехода, т. е. предпробойному состоянию и в данном случае представляет

Таблица 1.1

| Параметр                                  | Усиление |                                 | Насыщение                                   |                    | Отсечка                   |                                    | Умножение                        |  |   |
|---|----------|---------------------------------|---|--------------------|---------------------------|------------------------------------|----------------------------------|--|---|
|   | ОБ       | ОЭ                              | ОБ  | ОЭ                 | ОБ                        | ОЭ                                 | ОБ                               | ОЭ   |   |
| Напряжение коллекторе                     | на       | $U_{кб} < 0$                    | $U_{кэ} < 0$                                | $U_{кб} > 0$       | $U_{кэ} < 0$              | $U_{кб} < 0$                       | $U_{кэ} < 0$                     | $U_{кб} < 0$   | $U_{кэ} < 0$  |
| Напряжение эмиттере                       | на       | $U_{эб} > 0$                    | $U_{бэ} < 0$                                | $U_{эб} > U_{кэ}$  | $U_{бэ} > U_{кэ}$         | $U_{эб} \leq 0$                    | $U_{бэ} \geq 0$                  | $U_{эб} \geq 0$  | $U_{бэ} \geq 0$   |
| Коэффициент передачи тока                 |          | $\alpha_{\min} \leq \alpha < 1$ | $\beta_{\min} \leq \beta \leq \beta_{\max}$ | $\leq \alpha < 1$  | $\beta \leq \beta_{\max}$ | $0 \leq \alpha \leq \alpha_{\min}$ | $0 \leq \beta \leq \beta_{\min}$ | $\alpha \rightarrow \infty^*$<br>$0 \leq \alpha \leq \alpha_{\min}^{**}$ | $\beta \rightarrow \infty^*$<br>$0 \leq \beta \leq \beta_{\min}^{**}$ |
| Дифференциальное сопротивление коллектора |          | $r_k \leq r_{k \max}$           | $r_k < r_{k \max}$                          | $r_k \approx r_b$  | $r_k \approx r_n$         | $r_k = r_{k \max}$                 | $r_k < r_{k \max}$               | $r_k \leq 0$   | $r_k \leq 0$  |
| Ток коллектора                            |          | $I_k = \alpha I_э$              | $I_k = \beta I_б$                           | $I_k < \alpha I_э$ | $I_k < \beta I_б$         | $I_{кбк} \geq I_k \geq I_{кбо}$    | $I_{кэо} \geq I_k > I_{кбо}$     | $I_k \geq \alpha I_э$  | $I_k \geq \beta I_б$  |
| Ток базы                                  |          | $I_б > 0$                       | $I_б > I_k / \beta$                         |                    |                           | $I_б < 0$                          |                                  | $I_б < I_k / \beta$  |   |

\*) Электрической пробой.

\*\*) Тепловой пробой.

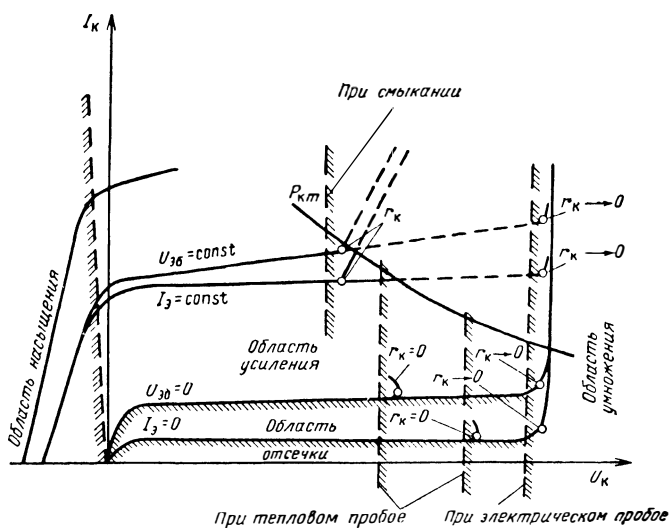


Рис. 1.1. Области работы транзистора при включении его с ОБ.

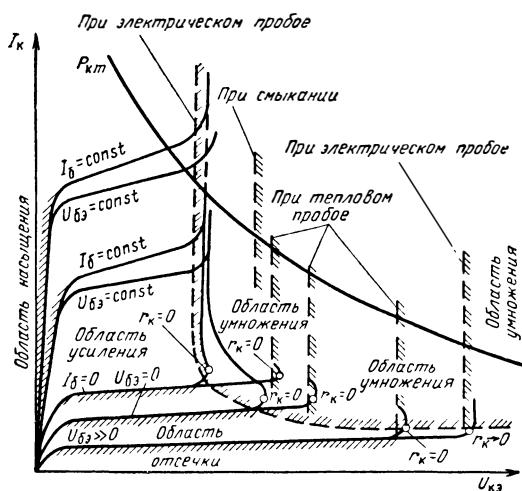


Рис 1.2. Области работы транзистора при включении его с ОЭ.

интерес в основном для определения предельно допустимых и максимальных напряжений — важных эксплуатационных параметров.

На рис. 1.1 и 1.2 приведены выходные характеристики соответственно для схемы с общей базой (ОБ) и общим эмиттером (ОЭ); в соответствии с табл. 1.1 показаны границы всех областей с областью усиления. В зависимости от механизма пробоя (умножения) граница с областью умножения меняет свое положение. На рисунках показано положение, наиболее часто встречающееся в практике использования транзисторов, когда пробивное напряжение определяется лавинным механизмом, однако, как будет показано ниже, может оказаться, что пробивное напряжение будет определяться тепловым механизмом, а также, в небольшом числе случаев, явлением смыкания переходов; в этих случаях границы с областью умножения будут изменять свое местоположение. Граница с областью отсечки перемещается вверх и вниз в зависимости от условий в цепи база — эмиттер. Граница с областью насыщения для схемы с общей базой неподвижна, для схемы с общим эмиттером наклоняется в зависимости от величины тока и напряжения базы вместе с прямой, наклон которой определяет величину сопротивления насыщения  $r_n$ . Из сравнения рис. 1.1 и 1.2 следует, что область усиления на рис. 1.1 по площади значительно больше, чем на рис. 1.2, за счет смещения влево границы с областью насыщения, а в случае лавинного механизма пробоя — за счет смещения вправо границы с областью умножения.

Следует отметить, что принятое разделение на области работы и признаки областей, приведенные в табл. 1.1, в известной степени условны. Более точно следовало бы области работы разделить по величине заряда в приэмиттерной и приколлекторной областях базы [1] или по внешним напряжениям непосредственно на переходах  $U'_{эб}$  и  $U'_{кб}$ , а не по внешним напряжениям  $U_{эб}$  и  $U_{кб}$ . Однако это привело бы к некоторым затруднениям в классификации параметров, поскольку напряжения  $U'_{эб}$  и  $U'_{кб}$  не могут быть определены простыми измерениями на внешних выводах транзистора.

Как было указано выше, транзистор может быть использован как в прямом, так и в инверсном включении. В последнем случае транзистор используется в основном в качестве прерывателя (переключателя малых токов), поэтому

основной схемой включения его является схема с ОЭ, а основными областями работы — области отсечки, усиления и насыщения. В дальнейшем будут рассматриваться параметры инверсного включения, необходимые только для расчета схем модуляторов, преобразователей, синхронных детекторов и других схем с транзистором — малотоковым ключом.

Ниже приводятся параметры транзистора, имеющие широкое распространение в практике конструирования радиоэлектронных схем, помещенные в справочник и упоминающиеся в литературе, а также в материалах СЭВ, МЭК и Iedec [2—8].

## 1.2. ПАРАМЕТРЫ ОБЛАСТИ ОТСЕЧКИ (НАЧАЛЬНЫЕ ТОКИ И ПОТЕНЦИАЛЫ)

В области отсечки оба перехода транзистора смещены в обратном направлении или коллекторный переход смещен в обратном направлении, а между выводами эмиттер — база отсутствует источник внешнего напряжения или включено сопротивление  $R_b$ . В этом последнем случае внешнее напряжение на эмиттерном переходе изменяется от нуля ( $R_b = 0$ ), что соответствует границе между областями отсечки и усиления, до некоторой небольшой величины, смещающей переход в прямом направлении ( $R_b \neq 0$ ), что соответствует началу области усиления. Однако для удобства рассмотрения в дальнейшем, поскольку заход в область усиления незначителен и отсутствуют внешние специальные источники смещения и сигнала, будем считать, что во всех этих состояниях транзистор находится в области отсечки.

Более четкий признак области отсечки дает ток базы, который имеет направление, обратное току в области усиления. В последней строке таблицы 1.1 это положение соответствует  $I_b$ .

Ниже будут рассмотрены две из трех наиболее распространенных схем включения: схема ОБ и схема ОЭ, поскольку для третьей схемы — схемы с ОК — часть параметров соответствует аналогичным параметрам первых двух схем (например,  $U_{кэо}$  и  $U_{эко}$ ,  $I_{кэо}$  и  $I_{эко}$  и т. д.), а остальная часть пока еще нашла практического применения (например,  $U_{экр}$ ,  $U_{экк}$  и т. д.).



### 1.2.1. Схема с общей базой

*Начальный ток коллекторного перехода при холостом ходе на входе  $I_{кб0}$  \**). При обрыве в цепи эмиттера ( $R_э = \infty$ ), при токе эмиттера, равном нулю, и обратном смещении на коллекторе через выводы коллектора и базы течет обратный ток  $I_{кб0}$ , обусловленный экстракцией неосновных носителей из областей базы и коллектора.

Этот параметр наиболее важен для характеристики транзистора в диапазоне температур и во времени. Он определяет стабильность, термоустойчивость и напряжение пробоя транзистора.

*Ток и сопротивление между выводами коллектор — база при обратном смещении на переходе  $I_{ут}$  и  $r_{ут}$* . Эти параметры определяются наличием подвижных носителей заряда на поверхности области базы или так называемым канальным механизмом поверхностей проводимости кристалла; закон изменения тока от приложенного напряжения зависит от механизма утечки. В случае прямой пропорциональности в заданной области может быть использовано сопротивление  $r_{ут}$ . Оба параметра характеризуют вместе с током  $I_{кб0}$  качество транзистора.

*«Плавающий потенциал»  $U_{эб пл}$* . При тех же условиях, что и для  $I_{кб0}$ , для характеристики качества транзистора и расчета схем представляет интерес потенциал между выводами эмиттера и базы при обратносмещенном коллекторном переходе, обусловленный током  $I_{кб0}$ , объемным сопротивлением базы  $r_b'$  и сопротивлением утечки  $r_{ут}$ . В ряде случаев для надежного отпирания транзистора необходим потенциал, превышающий  $U_{эб пл}$ .

*Начальный ток эмиттерного перехода  $I_{эб0}$* . Параметр  $I_{эб0}$  аналогичен параметру  $I_{кб0}$ . Этот ток протекает через обратносмещенный эмиттерный переход при обрыве в цепи коллектора ( $I_к = 0$  или  $R_к = \infty$ ). Ток  $I_{эб0}$  характеризует качество эмиттерного перехода транзистора и определяет скорости переключения триггерных и других релаксационных схем.

*Начальный ток короткого замыкания в схеме с общей базой  $I_{кб к}$* . При коротком замыкании выводов эмиттер — база ( $U_{эб} = 0$ ) через транзистор протекает ток  $I_{кб к}$ , состоящий из тока  $I_{кб0}$  и некоторой небольшой дырочной составляющей тока инжекции прямосмещенным (за счет падения напряжения на базовом объемном сопротивлении  $r_b'$ ) эмиттерным переходом. Это важный параметр, по которому можно судить о качестве транзистора и который необходимо знать для расчета схем с трансформаторным входом.

*Критическое сопротивление в схеме с общей базой (в цепи эмиттера)  $R_{э кр}$* . При включении сопротивления  $R_э$  между эмиттером и базой через обратносмещенный коллекторный переход будет протекать ток  $I_{кбк}$ . Величина этого тока стремится к  $I_{кб0}$  при увеличении  $R_э$  и к  $I_{кб к}$  — при уменьшении  $R_э$ . Представляет интерес величина критического сопротивления в цепи эмиттера — пара-

\*) Этот ток обычно носит название «обратного тока». Однако этот термин не совсем удачен, поскольку все остальные токи коллектора имеют то же направление, т. е. могут быть также названы обратными. Иногда его называют «температурный ток», но  $I_{кэ к}$ ,  $I_{кэ0}$ ,  $I_{кэв}$  и даже  $I_к$  также зависят от температуры.

метр  $R_{э кр}$ , при котором начинается возрастание  $I_{кбр}$  по сравнению с током  $I_{кб0}$ .

*Ток запертого транзистора ( $U_{эб} < 0$ ),  $I_{кбз}$ .* При запертом эмиттерном переходе через коллекторный переход протекает ток  $I_{кбз}$ , несколько меньший, чем  $I_{кб0}$ , за счет экстракции обратносмещенным эмиттерным переходом части носителей из базы. Этот параметр представляет интерес для расчета импульсных схем.

### 1.2.2. Схема с общим эмиттером

*Сквозной ток транзистора  $I_{кэ0}$ .* При обрыве в цепи базы, при  $I_б = 0$  или  $R_б = \infty$  и обратносмещенном коллекторном переходе через выводы эмиттер — коллектор протекает так называемый сквозной ток  $I_{кэ0}$ , состоящий из тока  $I_{кб0}$  и дырочной составляющей (для  $p-n-p$  транзистора), определяемой инжекцией прямо-смещенного эмиттерного перехода. Сквозной ток  $I_{кэ0}$  является дополнительным параметром, который вместе с током  $I_{кб0}$  характеризует качество транзистора.

*Начальный ток короткого замыкания в схеме с общим эмиттером ( $U_{эб} = 0$ ),  $I_{кэ к} = I_{кб к}$ .*

*Критическое сопротивление в цепи базы  $R_{б кр}$ .* При сопротивлении  $R_б$  между базой и эмиттером, через транзистор протекает начальный ток  $I_{кэ к}$ , который при увеличении  $R_б$  стремится к  $I_{кэ0}$ , а при уменьшении его — к  $I_{кэ к}$ .

Для расчета схем в качестве параметра может быть использован параметр  $R_{б кр}$  — сопротивление между базой и эмиттером, при котором начинается рост тока коллектора по сравнению с  $I_{кэ к}$ .

*Ток запертого транзистора в прямом и инверсном включениях при обратном смещении на обоих переходах  $I_{кэз} = I_{кбз}$  и  $I_{кэз1}$ .*

Все изложенное по параметрам транзистора в области отсечки иллюстрируется и обобщается табл. 1.2.

### 1.3. ПАРАМЕТРЫ ОБЛАСТИ УМНОЖЕНИЯ (МАКСИМАЛЬНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ)

Характерным признаком области умножения (см. табл. 1.1) является снижение сопротивления коллектора  $r_к$  до нуля и, в большинстве случаев, переход его к отрицательным значениям. Под умножением носителей в данном случае подразумевается не только лавинное умножение (лавинный пробой), но и увеличение их числа за счет тепловой генерации в объеме (тепловой пробой), а также смыкания эмиттерного и коллекторного переходов\*). Параметрами этой области будут максимальные значения напряжений, при которых наступает предпробойное состояние транзистора, характеризующее либо резким снижением  $r_к$ , либо уменьшением его до нуля. Ниже рассматриваются напряжения для схем с общей базой и общим эмиттером. Такое деление — условно, так как состояние умножения носителей в первую очередь зависит от величин  $R_б$  и  $R_э$

\*) Здесь не рассматривается вторичный пробой, поскольку этот вопрос до сих пор еще является предметом специальных исследований.

Таблица 1.2

| Условия на входе                                       | Общая база |                          | Общий эмиттер |                         |
|--|------------|--------------------------|---------------|-------------------------|
|  | Схема      | Параметр                 | Схема         | Параметр                |
| Холостой ход на входе $R = \infty$                     |            | $I_{кб0}$<br>$U_{эб пл}$ |               | $I_{кэ0}$               |
| Сопротивление между базой и эмиттером $0 < R < \infty$ |            | $I_{кбR}$<br>$R_{э кР}$  |               | $I_{кэR}$<br>$R_{б кР}$ |
| Короткое замыкание на входе $R = 0$                    |            | $I_{кбк}$                |               | $I_{кэк}$               |
| Запирающее напряжение на входе                         |            | $I_{кбз}$                |               | $I_{кэз}$<br>$I_{кэзз}$ |
| Холостой ход на выходе $I_{к} = 0$                     |            | $I_{эб0}$                |               | $I_{эб0}$               |

и соотношения между ними; схема с общим эмиттером есть крайний случай схемы с  $R_6$  и  $R_3$  при  $R_3 = 0$  и любом значении  $R_6$ , а схема с общей базой наоборот — при  $R_6 = 0$  и любом значении  $R_3$ . Однако для стройности классификации желательно сохранить деление на группы по схемам включения.

Независимо от схемы включения максимальные напряжения могут определяться указанными выше тремя механизмами умножения носителей в области коллектора (см. рис. 1.1 и 1.2).

### 1.3.1. Схема с общей базой

*Напряжения пробоя при обрыве в цепи эмиттера* ( $R_3 = \infty$  и  $I_3 = 0$ ),  $U_{кб0}$  и  $U_{кб0}^T$ . При обрыве цепи эмиттера и протекании через коллекторный переход тока  $I_{кб0}$  максимальные напряжения лавинного или теплового пробоев фактически являются напряжениями коллекторного перехода (диода) и максимальными напряжениями, которые выдерживает транзистор. Это — важнейший параметр, необходимый для определения предельных возможностей транзистора, параметр, определяющий все остальные максимальные напряжения транзистора.

*Напряжения пробоя при сопротивлении в цепи эмиттера* ( $0 < R_3 < \infty$ ),  $U_{кбр}$  и  $U_{кбр}^T$ . При сопротивлении в цепи эмиттера максимальные напряжения на коллекторе  $U_{кбр}$  и  $U_{кбр}^T$  меньше напряжений  $U_{кб0}$  и  $U_{кб0}^T$ . Разница между  $U_{кб0}$  и  $U_{кбр}$  невелика, поэтому  $U_{кбр}$  как отдельный параметр не имеет практического смысла; разница между  $U_{кб0}^T$  и  $U_{кбр}^T$  может быть достаточно большой, и этот параметр приобретает значение при расчете схем с малыми величинами  $R_3$  для мощных транзисторов.

*Напряжения пробоя при к.з. на входе или при сопротивлении в цепи эмиттера, равном нулю* ( $R_3 = 0$ ),  $U_{кбк}$  и  $U_{кбк}^T$ . Напряжение  $U_{кбк}$  практически не отличается от  $U_{кб0}$ ; напряжение  $U_{кбк}^T$  может довольно сильно отличаться от  $U_{кб0}^T$  и представляет интерес при расчете схем на транзисторах средней и большой мощности.

*Напряжения пробоя запертого транзистора* ( $U_{эб} < 0$ )  $U_{кбз}$  и  $U_{кбз}^T$ . При обратном смещении на эмиттерном переходе транзистор заперт, через коллекторный переход протекает начальный ток  $I_{кбз}$ ; напряжения  $U_{кбз}$  и  $U_{кбз}^T$  по своей величине близки к  $U_{кб0}$  и  $U_{кб0}^T$ . Эти параметры необходимы для расчета переключающих схем.

*Напряжение смыкания*  $U_{кбс}$ . Резкое возрастание тока коллектора  $I_k$  или резкое снижение  $r_k$  может наступить при увеличении обратного напряжения на коллекторном переходе. В этом случае коллекторный переход, расширяясь, достигнет эмиттерного, и произойдет так называемое смыкание эмиттерного и коллекторного переходов («прокол» базы). Величина напряжения между коллектором и базой, при котором происходит смыкание, и соответствует

$U_{кб с}$ . Это напряжение не является напряжением пробоя, однако его величина для некоторых транзисторов, например для сплавных с высокоомной базой, определяет максимальное напряжение на коллекторе.

Параметр  $U_{эб0}$ , аналогичный  $U_{кб0}$  — напряжение электрического пробоя эмиттерного перехода при  $R_к = \infty$  и  $I_к = 0$ . Параметр необходим для расчета напряжений запираания переключающих схем.

### 1.3.2. Схема с общим эмиттером

Напряжения пробоя при обрыве в цепи базы ( $R_б = \infty$  и  $I_б = 0$ ),  $U_{кэ0}$  и  $U_{кэ0}^T$ . При обрыве в цепи базы и токе коллектора  $I_{кэ0}$  максимальные напряжения лавинного и теплового пробоев значительно снижаются по сравнению с соответствующими напряжениями  $U_{кб0}$  и  $U_{кб0}^T$  для схемы с общей базой. Это — важный параметр, определяющий минимальное напряжение пробоя коллекторного перехода при наихудших (большая величина  $R_б$ ) условиях.

Напряжения пробоя при сопротивлении в цепи базы ( $0 < R_б < \infty$ ),  $U_{кэ к}$  и  $U_{кэ к}^T$ . При конечной величине сопротивления в цепи базы через транзистор протекает ток  $I_{кэ R}$ , напряжения пробоя будут меньше и более сильно зависимы от  $R_б$ , чем соответствующие им напряжения  $U_{кб к}$  и  $U_{кб к}^T$  в схеме с общей базой. Вместо  $U_{кэ к}$  практически удобнее пользоваться критическим сопротивлением  $R_{б кр}$ , превышение которого ведет к снижению напряжения  $U_{кэ к}$  по сравнению с  $U_{кэ к}$ .

Напряжения пробоя при сопротивлении в цепи базы, равно нулю ( $R_б = 0$ ),  $U_{кэ к}$  и  $U_{кэ к}^T$ . При коротком замыкании между выводами базы и эмиттера через транзистор протекает ток  $I_{кэ к}$ , а напряжения пробоя  $U_{кэ к}$  и  $U_{кэ к}^T$  будут несколько меньше напряжений  $U_{кб0}$  и  $U_{кб0}^T$ . Эти напряжения представляют интерес для расчета схем с трансформаторами и резонансными контурами на входе.

Напряжение пробоя при заданном токе базы эмиттера  $U_\alpha$ . При прямом смещении на эмиттерном переходе ( $I_б > 0$ ,  $I_\alpha > 0$ ) соответствующее напряжение пробоя обозначается  $U_\alpha$ . Этот параметр имеет важное значение и определяет наименьшее пробивное напряжение транзистора. Индекс  $\alpha$  обусловлен тем, что в момент пробоя ( $r_к = 0$ )  $I_б = 0$ ,  $\beta = \infty$ ,  $I_к = I_\alpha \rightarrow \infty$  и  $\alpha = 1$ .

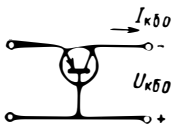
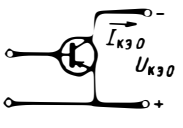
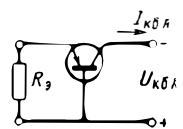
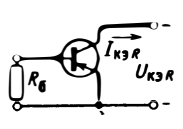
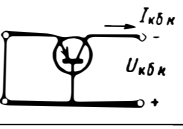
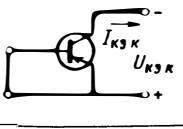
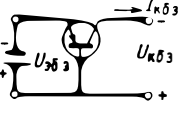
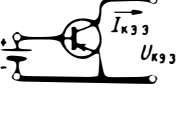
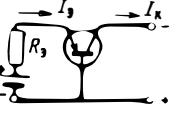
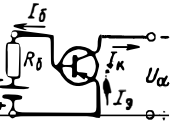
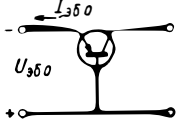
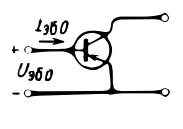
Напряжения пробоя при запертом транзисторе ( $U_{бэ} < 0$ ),  $U_{кэ э}$  и  $U_{кэ э}^T$ . При обратном напряжении на эмиттерном переходе через транзистор протекает обратный ток  $I_{кэ э}$ , близкий по величине к  $I_{кб0}$ . Поэтому оба напряжения при достаточном смещении на эмиттерном переходе могут быть даже равны  $U_{кб0}$  и  $U_{кб0}^T$ .

Напряжение смыкания  $U_{кэ с}$ . Параметр аналогичен параметру  $U_{кб с}$ . Практически  $U_{кэ с} = U_{кб с}$ .

Напряжение  $U_{эб0} = U_{бэ0}$ .

Параметры транзистора в области умножения сведены в табл. 1.3.

Таблица 1.3

| Условия на входе                                       | Общая база  |  | Общий эмиттер   |  |
|--|---|--|---|--|
|  | Схема   | Параметр                               | Схема   | Параметр                               |
| Холостой ход на входе<br>$R = \infty$                  |    | $U_{кб0}$<br>$U_{кб0}^T$               |    | $U_{кэ0}$<br>$U_{кэ0}^T$               |
| Сопротивление между базой и эмиттером $0 < R < \infty$ |    | $U_{кбR}$<br>$U_{кбR}^T$<br>$R_{э кР}$ |    | $U_{кэR}$<br>$U_{кэR}^T$<br>$R_{б кР}$ |
| Короткое замыкание $R = 0$                             |    | $U_{кбк}$<br>$U_{кбк}^T$               |    | $U_{кэк}$<br>$U_{кэк}^T$               |
| Запирающее напряжение                                  |   | $U_{кбз}$<br>$U_{кбз}^T$               |   | $U_{кэз}$<br>$U_{кэз}^T$               |
| Прямое смещение  |  | $U_{кбс}$<br>$U_{кб0}$<br>$U_{кб0}^T$  |  | $U_{α}$<br>$U_{кэс}$                   |
| Холостой ход на выходе<br>$I_к = 0$                    |  | $U_{эб0}$                              |  | $U_{эб0}$                              |

#### 1.4. ПАРАМЕТРЫ ОБЛАСТИ УСИЛЕНИЯ (ПАРАМЕТРЫ МАЛОГО И БОЛЬШОГО СИГНАЛОВ; ПРЕДЕЛЬНЫЕ ТОКИ И МАКСИМАЛЬНЫЕ МОЩНОСТИ)

Область усиления характеризуется прямым смещением на эмиттерном и обратным смещением на коллекторном переходах. Один из наиболее важных признаков этой области — пропорциональность между токами эмиттера (базы) и коллектора (см. табл. 1.1). Коэффициентами пропорциональности для схем с общей базой и общим эмиттером являются соответственно коэффициенты передачи  $\alpha$  и  $\beta$ .

Транзистор как прибор, обладающий большой нелинейностью, в области усиления может быть охарактеризован как параметрами малого сигнала (дифференциальные параметры) — в этом случае можно говорить о линейном усилении, — так и параметрами большого сигнала (интегральные параметры) — в этом случае транзистор работает в режиме, охватывающем широкие области нелинейных вольтамперных характеристик.

##### 1.4.1. Параметры малого сигнала

Для характеристики работы транзистора в конкретных режимах и схемах применяются параметры активного линейного четырехполюсника и физические параметры, связанные с материалом, из которого изготовлен транзистор, его геометрией и технологией изготовления.

Первые — зависят от выбора системы уравнений четырехполюсника, от сочетания режимов короткого замыкания (к. з.) и холостого хода (х. х.) или при согласовании нагрузки на выходе и входе его. Таких параметров может быть шесть типов —  $z$ ,  $y$ ,  $h$ ,  $a$ ,  $b$  и  $c$  для к. з. и х. х. и один тип — так называемые  $s$ -параметры или параметры рассеяния для согласованной нагрузки. Вторые — зависят от выбора типа эквивалентной схемы (П-или Т-тип) и выбора типа элементов этой схемы.

В литературе описано большое количество параметров х. х. и к. з. и эквивалентных схем [17, 18, 22, 25, 26, 49, 145]. Все они, по существу, равноценны, однако одни удобны при измерении, другие предпочтительны для высоких и сверхвысоких частот, третьи имеют более ясный физический смысл и т. д. Практикой применения параметров малого сигнала установлено наиболее широкое исполь-

зование  $h$ - и  $y$ -параметров четырехполюсника и физических  $r$ -параметров Т- и П-образной эквивалентной схемы. В последнее время получают распространение  $s$ -параметры, удобные для расчета схем на сверхвысоких частотах. Эти варианты малосигнальных параметров и будут рассмотрены ниже.

**Параметры низких частот.  $h$ -параметры:**  $h_{11}$  — входное сопротивление при короткозамкнутом выходе;  $h_{12}$  — коэффициент обратной связи по напряжению при разомкнутом входе;  $h_{21}$  — коэффициент передачи тока при короткозамкнутом выходе;  $h_{22}$  — выходная проводимость при разомкнутом входе. Для двух схем включения с общей базой и общим эмиттером — восемь взаимосвязанных параметров.

*Коэффициенты передачи тока при коротком замыкании на выходе в схеме с общей базой ( $\alpha$ ) и общим эмиттером ( $\beta$ ) в прямом и инверсном включениях соответственно,  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ ,  $\alpha_{0I}$  и  $\beta_{0I}$ .* Это важнейшие параметры, определяющие усилительные свойства транзистора и входящие в большинство параметров четырехполюсника. Величины  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ ,  $\alpha_{0I}$  и  $\beta_{0I}$  численно равны соответственно  $h_{216}$ ,  $h_{213}$ ,  $h_{216I}$  и  $h_{213I}$  и связаны между собой, поэтому для определения  $\alpha_0$  достаточно измерить  $\beta_0$  или  $h_{213}$  (точность измерения  $h_{213}$  больше, чем  $h_{216}$ ). Параметры  $\alpha_0$  и  $\beta_0$  необходимы для расчета схем, на входе которых включены достаточно большие сопротивления (генераторы тока).

*Крутизна характеристики транзисторов в прямом и инверсном включениях,  $S_0$  и  $S_{0I}$ .* Этот параметр почти не зависит от схемы включения и численно равен  $y_{21}$ . Он может быть измерен или достаточно точно вычислен, зависит от тока и температуры, входит почти во все  $y$ -параметры. Это важнейший параметр, характеризующий усилительные свойства и качество транзистора, необходимый для расчета схем с генератором напряжения на входе.

*Распределенное активное сопротивление базы,  $r_b'$ .* Это важнейший параметр транзистора, определяющий его качество. С ростом  $r_b'$  ухудшаются частотные свойства транзистора, падают пробивные напряжения, снижаются термоустойчивость и стабильность работы в диапазоне температур и частот. Этот параметр необходимо знать и учитывать при расчете схем.

*Дифференциальные диффузионные сопротивления базы и эмиттера,  $r_b$  и  $r_e$ .* Параметр  $r_b$  обычно используется в Т-образной схеме замещения транзистора и учитывает действие выхода транзистора на его вход в результате модуляции ширины базы;  $r_e$  — величина, связанная с током эмиттера и температурой, и легко вычисляется. Оба параметра важны и позволяют определить поведение входного сопротивления транзистора в диапазоне температур и токов. Они определяют также величины многих параметров четырехполюсника.

*Дифференциальное сопротивление коллекторного перехода,  $r_K$ .* Обратная величина его равна  $h_{226}$ ;  $r_K$  может быть выражено через ток эмиттера, напряжение коллектора и температуру. Тогда появляется возможность проследить изменения  $h_{226}$  в диапазоне температур, токов и напряжений.



*Параметры сопротивления соответствующих элементов транзистора для П-образной схемы замещения,  $r_{эб'}$ ,  $r_{кб'}$ ,  $r_{кэ}$ .* Они связаны с параметрами Т-образной схемы через  $r_э$ ,  $r_к$  и  $h_{21э}$ .

*Параметры высоких частот.* Высокими частотами следует считать все частоты выше  $f = (2\pi r_к C_к)^{-1}$ . С этой частоты начинается заметное действие емкости  $C_к$  и постоянной времени  $t_б C_к$ .

*$y$ -параметры, или проводимости короткого замыкания:*

$y_{11}$  — входная проводимость,  $y_{12}$  — обратная переходная проводимость,  $y_{21}$  — крутизна характеристики,  $y_{22}$  — выходная проводимость. Эти параметры легче измерять в диапазоне высоких частот, чем  $h$ -параметры. В основном применяются параметры схемы с ОЭ —  $y_э$ , иногда — схемы с ОБ —  $y_б$ .

$y$ -параметры наиболее удобны для расчета схем на высоких частотах (от 3—5 Мгц и выше). Наиболее рационально определить  $y$ -параметры на основе измерений их вещественных и мнимых составляющих — активных сопротивлений и емкостей (см. ниже) или вычислить через физические параметры, обычно приводимые в ТУ.

*Активные сопротивления — входное, прямое и обратное переходные и выходные — на высокой частоте,  $r_{11э}$ ,  $r_{12э}$ ,  $r_{21э}$  и  $r_{22э}$ .* Они являются обратными величинами вещественных частей  $Re(y_э)$  соответствующих  $y$ -параметров на высокой частоте.

*Емкости — входная, прямая и обратная — переходные и выходная — на высокой частоте,  $C_{11э}$ ,  $C_{12э}$ ,  $C_{21э}$  и  $C_{22э}$ .* Умноженные на частоту  $\omega$ , они составляют мнимые части  $Im(y_э)$  соответствующих  $y$ -параметров на высокой частоте.

*Зарядные и диффузионные емкости коллектора и эмиттера,  $C_к$ ,  $C_{кд}$ ,  $C_э$  и  $C_{эд}$ .* Это физические параметры, необходимые для определения зависимостей параметров четырехполюсника от частоты, температуры и режима;  $C_к$  и  $C_{эд}$  — важнейшие параметры, определяющие частотные свойства транзистора во всем диапазоне токов,  $C_{кд}$  и  $C_э$  необходимы для определения частотных свойств при больших токах (больших уровнях инжекции). Величины  $C_к$  и  $C_э$  определяются обычно непосредственным измерением.

*Комплексные значения параметров  $r_э$ ,  $r_к$ ,  $r_б'$  и  $r_б''$ , зависящие от частоты,  $Z_э$ ,  $Z_к$ ,  $Z_б'$  и  $Z_б''$ .* Это физические параметры, необходимые для определения значений других параметров транзистора на высоких частотах при различных режимах и температурах. Эти параметры вычисляются или определяются по графикам через граничные частоты и низкочастотные значения  $r_э$ ,  $r_к$ ,  $r_б'$  и  $r_б''$ .

*Постоянная времени коллекторной цепи,  $t_б C_к$ .* Она является важным физическим параметром транзистора, определяющим его частотные свойства.

*U-функция — максимальный коэффициент усиления по мощности транзистора при полном согласовании на его входе и выходе и при нейтрализации внешней электрической цепи без потерь.* Этот параметр характеризует свойства транзистора как усилителя мощности в диапазоне высоких частот.

Значения коэффициентов  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$  и  $s_0$  на высокой частоте  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $s$ .

Эти значения численно равны модулю  $|\dot{h}_{21\beta}|$ ,  $|\dot{h}_{21\alpha}|$  и  $|\dot{y}_{21\beta}|$ . Закон изменения  $\alpha(f)$  или  $\beta(f)$  достаточно хорошо изучен, поэтому они могут быть определены по типовым графикам;  $s$  обычно измеряется или определяется через  $\beta$ .

*s-параметры, или параметры рассеяния.*  $s_{11}$  — коэффициент отражения на входе при согласовании на выходе,  $s_{12}$  — коэффициент обратной передачи при согласовании на выходе,  $s_{21}$  — коэффициент прямой передачи при согласовании на выходе,  $s_{22}$  — коэффициент отражения на выходе при согласовании на входе.  $s$ -параметры используются для расчета схем в диапазоне частот от 100—150 Мгц до нескольких гигагерц, где становится трудным осуществить условия к. з., необходимого при применении  $y$ -параметров.

*Граничные частоты  $f_\alpha$ ,  $f_{\alpha I}$ ,  $f_\beta$ ,  $f_{\beta I}$  и  $f_s$  в прямом и инверсном включениях, при которых значения  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $s$  падают до 0,7  $\alpha_0$  и  $\alpha_{0I}$ , 0,7  $\beta_0$  и  $\beta_{0I}$  и 0,7  $s_0$ .* Эти параметры характеризуют частотные и импульсные свойства транзисторов. Параметры  $f_\alpha$  и  $f_s$  определяются непосредственным измерением.

*Предельные частоты  $f_T$ ,  $f_{T1}$ ,  $f_{\max}$  и  $f_{\text{ш}}$  в прямом и инверсном включениях, на которых модуль  $|\beta|$  и  $|\beta_I|$  и коэффициент усиления по мощности ( $U$ -функция) обращаются в единицу, а также резко возрастают шумы.* Частота  $f_T$  имеет наиболее ясный физический смысл (связана с временем пролета носителей через базу), она является наиболее легко измеряемым высокочастотным параметром и наиболее полно характеризует высокочастотные и импульсные свойства транзисторов. Величина его равна произведению частоты измерения на коэффициент передачи тока транзистора в схеме с ОЭ, измеренный на этой частоте. Частота  $f_{\max}$  (вычисляемый параметр) — максимальная частота, на которой транзистор еще работает как усилитель мощности или генератор. На частоте  $f_{\text{ш}}$  начинается резкое возрастание шумов транзистора. Она характеризует шумовые свойства транзистора в диапазоне частот; приближенно определяется через граничные или предельные частоты и другие параметры транзистора или непосредственно измеряется (последнее предпочтительно) при заданном возрастании шумов по сравнению с «белым шумом» обычно либо на 3 дБ, либо вдвое.

$F_{\text{ш}}$  — коэффициент «белого» шума транзистора. Этот параметр сильно зависит от режима, температуры и частоты, а также от параметров транзистора ( $r_b$ ,  $\alpha_0$ ) материала (кремний, германий) и схемы (сопротивление генератора  $R_T$ ).

#### 1.4.2. Параметры большого сигнала

На больших сигналах транзистор работает в качестве усилителя (генератора) синусоидальных токов и напряжений, а также усилителя импульсов различной формы, длительности и скважности. Импульсный режим в области усиления может быть частью режима переключения, когда транзистор работает в качестве ключа, и не только в области усиления, но и в области насыщения (§ 1.5). Поскольку

для усиления предпочтительна схема с ОЭ, а для ключа — это единственная пригодная для применения схема [17], параметры для схемы с ОБ, за исключением нескольких, из рассмотрения следует исключить.

Аналогично малым сигналам параметры большого сигнала могут быть разделены на параметры высоких и низких частот, однако при работе на больших сигналах транзистор не может рассматриваться как линейная система. Формально любой из малосигнальных (дифференциальных) параметров, если известна его зависимость от режима в нелинейной области, будучи проинтегрирован в заданных пределах по току или напряжению, даст параметр большого сигнала (интегральный параметр), однако ко всем сложностям измерения параметров малого сигнала прибавляются настолько большие дополнительные трудности, что переход от дифференциальных параметров к интегральным становится практически невыполнимым.

В силу изложенного параметры большого сигнала целесообразно классифицировать не по частотному признаку, аналогично малосигнальным параметрам, а по режиму работы на две группы: усилительные параметры и параметры переключения.

**Усилительные параметры.  $h$ -параметры.** Из всех  $h$ -параметров, соответствующих малому сигналу, имеет смысл, может быть измерен простыми способами и получил широкое распространение лишь коэффициент усиления большого сигнала в схеме с ОЭ, или так называемый статический коэффициент усиления  $h_{21Э}$ . Значительно меньше распространен коэффициент передачи тока на большом сигнале  $h_{21Б}$ , однако и он может быть использован для расчета схем усилителей мощности.

**$y$ -параметры.** Широко используется для расчета схем генераторов и мощных усилителей единственный из всех  $y$ -параметров — крутизна переходной вольтамперной характеристики  $y_{21Э}$ .

**$A$ -,  $B$ -,  $S$ -параметры.** Они аналогичны параметрам малого сигнала  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$  и  $s_0$  и численно равны соответственно  $h_{21Б}$ ,  $h_{21Э}$  и  $y_{21Э}$ .

**Выходная колебательная мощность  $P_{\text{вых}}$ .** Она генерируется транзистором в заданной нагрузке, на заданной высокой частоте, в определенной заданной схеме генератора или мощного усилителя высокой частоты, при заданном напряжении на коллекторе. Это специфический параметр, характеризующий мощные ВЧ и СВЧ транзисторы.

**Входная мощность  $P_{\text{вх}}$ .** Это мощность, требуемая от источника большого сигнала для получения заданной  $P_{\text{вых}}$ .

**Коэффициент полезного действия  $\eta$ .** Он измеряется при тех же условиях, что и  $P_{\text{вых}}$ , и равен отношению выходной мощности ( $P_{\text{вых}}$ ) к постоянной мощности, выделяющейся на транзисторе.

**Коэффициент усиления по мощности  $K_P$**  равен отношению  $P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}}$ .

**Параметры переключения.** Зарядные емкости коллектора и эмиттера  $C_K$  и  $C_Э$ . Это параметры, определяющие скорости нарастания (фронты) и спада импульсов. При большом сигнале они зависят от его величины и могут изменяться в широких пределах. Обычно используются величины, усредненные в заданном диапазоне напряжений.

**Время задержки фронта (нарастания) выходного импульса тока коллектора)  $t_{з\phi}$ .** Оно определяется как время, прошедшее с момента подачи входного прямоугольного импульса (тока базы) до момента нарастания выходного импульса (тока коллектора) до уровня 0,1 от своего установившегося значения. Параметр определяется либо вычислением, либо измерением.

**Время фронта и спада выходного импульса,  $t_{\phi}$  и  $t_c$ .** Эти величины определяются как время, в течение которого выходной импульс нарастает от 0,1 до 0,9 или спадает от 0,9 до 0,1 своего установившегося значения. Они могут быть вычислены или измерены.

**Постоянные времени фронта и спада,  $\tau_{\phi}$  и  $\tau_c$ .** Знание этих параметров позволяет вычислить  $t_{\phi}$  и  $t_c$  для различных режимов работы транзистора. Они определяются непосредственным измерением.

**Время включения транзистора  $t_{вкл}$ .** Оно равно сумме времени задержки и фронта  $t_{вкл} = t_{з\phi} + t_{\phi}$  и может быть как вычислено, так и измерено.

### 1.4.3. Максимальные мощности и предельные токи

**Максимальные постоянные (или средние) мощности, рассеиваемые транзистором в базовой цепи и на коллекторном переходе,  $P_{бм}$ ,  $P_{км}$ .** Величина  $P_{бм}$  пренебрежимо мала и  $P_{км} \approx P_m$  (см. ниже).

**Максимальные импульсные мощности, рассеиваемые транзистором в базовой цепи и на коллекторном переходе  $P_{бм}$ ,  $P_{км}$ .**

**Максимальный постоянный ток коллектора  $I_{км}$ .** Этот параметр необходим для расчета надежного режима работы транзистора. Использование транзистора по постоянному току может быть ограничено одной либо одновременно несколькими причинами: падением коэффициента передачи тока при увеличении тока эмиттера, достижением максимальной температуры перехода  $T_{пер\ макс}^0$ , т. е. пробоем. Через постоянную мощность  $P_{км}$  рассчитывается и напряжение  $U_{кз}$  или  $U_{кб}$ .

**Максимальный постоянный ток базы,  $I_{бм}$ .** Это менее важный параметр, чем  $I_{км}$ . Он ограничивается сопротивлением вывода и контактов базы (их разогревом). Однако в большинстве практических случаев ограничение по  $I_{км}$  наступает раньше, чем достигается величина  $I_{бм}$ .

**Максимальный импульсный ток коллектора,  $I_{км}$ .** Кроме вышеперечисленных причин, ограничивающих ток  $I_{км}$ , необходимо учитывать еще целый ряд факторов (кумуляция, вторичный пробой и т. д.), ограничивающих величину  $I_{км}$ , которые подчас являются решающими. Обычно величина  $I_{км}$  определяется экспериментально при определенной заданной длительности импульса.

**Максимальный импульсный ток базы  $I_{бм}$ .** Этот параметр по связи с  $I_{км}$  и ограничениям аналогичен  $I_{бм}$

*Минимальный (постоянный и импульсный) ток коллектора,  $I_{к\text{ мин}}$ .* Это ток, при котором нарушается нормальная работа транзистора в схеме в диапазоне температур.

#### 1.5. ПАРАМЕТРЫ ОБЛАСТИ НАСЫЩЕНИЯ (ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ, МАКСИМАЛЬНЫЕ ТОКИ И МОЩНОСТИ)

В области насыщения оба перехода смещены в прямом направлении, база насыщена инжектированными через оба перехода неосновными для нее носителями. Как в статическом, так и в импульсном режимах схема с ОБ обладает недостатками по сравнению со схемой с ОЭ [17, 18]; схемой в которой хорошо реализуются свойства транзистора-ключа, остается схема с ОЭ. Поэтому ниже будут рассматриваться параметры области насыщения только для схемы с ОЭ.

*Сопровращения насыщения в прямом и инверсном включениях,  $r_{н}$  и  $r_{нI}$ .* Это параметры, необходимые для расчета мощностей, токов и напряжений транзистора как в импульсном, так и в статическом режимах.

*Оптимальный коэффициент насыщения транзистора,  $\nu_{\text{опт}}$ .* Это параметр, при котором ток через транзистор в режиме насыщения максимален. Параметр необходим для расчета статического и квазистатического режимов, в первую очередь мощных транзисторов.

*Коэффициент передачи тока в режиме насыщения, равный отношению тока коллектора к току базы,  $V_{п}$ .*

*Напряжения база — эмиттер и коллектор — эмиттер,  $U_{бэ н}$  и  $U_{кэ н}$ .* Это параметры, необходимые для достижения заданного коэффициента насыщения ( $\nu$ ). Они определяют задаваемую мощность по входу и остаточное напряжение на выходе и характеризуют качество транзистора-ключа.

*Напряжения коллектор — эмиттер в прямом ( $I_{к} = 0$ ) и инверсном ( $I_{э} = 0$ ) включениях, соответствующие максимальному коэффициенту насыщения ( $\nu = \infty$ ),  $U_{кэ}^0$  и  $U_{кэI}^0$ .* Это минимальные падения напряжения в режиме насыщения.  $U_{кэI}^0$  — важный параметр, необходимый для расчета малотоковых переключателей и модуляторов.

*Объемные сопротивления материала электродов (областей) коллектора и эмиттера,  $r_{к}'$  и  $r_{э}'$ .* Учет этих величин необходим при использовании транзистора как переключателя больших токов.

*Максимальный и оптимальный постоянные токи коллектора и базы в режиме насыщения.  $I_{к\text{тн}}$  и  $I_{б\text{ опт}}$ .*  $I_{к\text{тн}}$  — параметр, необходимый для расчета режима переключения транзистора. Этот ток ограничивается максимальной постоянной мощностью  $P_m$  и оптимальным значением коэффициента насыщения  $\nu_{\text{опт}}$ .  $I_{б\text{ опт}}$  — ток, при котором напряжение  $U_{кэI}^0$  минимально.

*Импульсный максимальный ток коллектора в режиме насыщения  $I_{к\text{мн}}$ .* Он ограничивается максимальной импульсной мощностью

$P_M$ , плотностью тока эмиттера по периметру (при включении) или в центре (при выключении), а также падением коэффициента  $V_n$ . Ток  $I_{KM_n}$  определяется экспериментально для заданной длительности и скважности импульсов.

*Максимальный постоянный ток базы,  $I_{бт_n}$ .* Он определяется через  $I_{кн_n}$ ,  $\nu$  и  $V$ .

*Максимальный импульсный ток базы,  $I_{бм_n}$ .* Он определяется экспериментально либо вычисляется через  $I_{кн_n}$ ,  $\nu$ ,  $V$ .

*Время рассасывания носителей в базе,  $t_p$ .* Оно определяется как время, прошедшее с момента подачи запирающего импульса до момента снижения коллекторного тока до 0,9 от своего максимального значения. Это важный импульсный параметр, определяющий скоростные свойства транзистора; он может быть вычислен и измерен.

*Постоянная времени рассасывания  $\tau_p$ .* Этот параметр позволяет определить  $t_p$  для различных режимов работы транзистора; определяется измерением.

*Максимальные постоянные мощности  $P_{бт_n}$ ,  $P_{кн_n}$ , рассеиваемые транзистором в базовой и коллекторной цепях в режиме насыщения соответственно.* Они измеряются или определяются вычислением как произведения  $I_{бт_n}U_{бэ_n}$  и  $I_{кн_n}U_{кэ_n}$ .

*Максимальные импульсные мощности, рассеиваемые транзистором в базовой и коллекторной цепях в режиме насыщения  $P_{бм_n}$ ,  $P_{км_n}$ .* Они измеряются или определяются как произведения  $I_{бм_n} \cdot U_{бэ_n}$  и  $I_{кн_n}U_{кэ_n}$ .

*Время выключения транзистора  $t_{вык}$ .* Оно равно сумме времени рассасывания  $t_p$  и времени спада  $t_c$  импульса коллекторного тока.

## 1.6. ПАРАМЕТРЫ, НЕ ЗАВИСЯЩИЕ ОТ ОБЛАСТИ РАБОТЫ И СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ ТРАНЗИСТОРА (ТЕПЛОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ И МАКСИМАЛЬНЫЕ МОЩНОСТИ)

### 1.6.1. Мощности рассеяния

*Максимальная постоянная или средняя мощность, рассеиваемая транзистором,  $P_m$ .* Она вычисляется через тепловое сопротивление, максимальную температуру перехода и температуру корпуса или окружающей среды. Это важнейший параметр, определяющий в подавляющем большинстве случаев максимальные режимы транзистора.

*Максимальная импульсная мощность, рассеиваемая транзистором,  $P_M$ .* Она вычисляется через тепловые сопротивления и тепловые постоянные транзистора, максимальную температуру перехода и температуру корпуса или окружающей среды.

### 1.6.2. Тепловые сопротивления

*Тепловое сопротивление между коллекторным переходом и корпусом транзистора  $R_{ПК}$ .* Этот параметр определяется вычислением через измеряемую мощность, выделяемую на коллекторе в режиме

усиления, температуру коллекторного перехода и измеряемую температуру корпуса. Это важнейший параметр транзистора, необходимый для расчета стационарного теплового режима транзистора (постоянного и переменного тока) с внешним теплоотводом в воздухе, газах и жидкостях.

*Тепловое сопротивление между коллекторным переходом транзистора и окружающей средой (воздух в условиях свободной конвекции),  $R_{пс}$ .* Оно вычисляется через измеряемые мощности на коллекторе, температуру коллекторного перехода в режиме усиления и температуру окружающего воздуха. Этот параметр необходим для расчетов стационарного теплового режима транзистора (постоянный и переменный токи), без внешнего теплоотвода в свободном воздухе.

*Импульсное тепловое сопротивление между переходом и корпусом транзистора,  $R_{пк\text{ имп}}$ .* Оно определяется через  $R_{пк}$  и  $\tau_{пк}$  при заданной длительности и скважности импульсов мощности, выделяющейся на коллекторе.

### 1.6.3. Тепловые постоянные

*Тепловая постоянная времени объема, заключенного между коллекторным переходом и корпусом,  $\tau_{пк}$ .* Ее величина определяется экспериментально путем снятия кривых остывания или нагрева. Этот параметр необходим для расчетов импульсных тепловых режимов транзистора при средних длительностях импульсов мощности.

*Тепловая постоянная времени корпуса транзистора и некоторого объема окружающего воздуха при свободной его конвекции,  $\tau_{пс}$ .* Она определяется экспериментально путем снятия кривых остывания тепловых режимов транзистора при больших длительностях импульсов мощности.

### 1.6.4. Температура

*Максимальная и минимальная температура перехода,  $T_{п\text{ макс}}$ ,  $T_{п\text{ мин}}$ .* Это наиболее важные физические параметры транзистора, определяющие большинство максимально допустимых данных и параметров.

*Максимальная температура корпуса  $T_{к\text{ макс}}$ .* Она измеряется в определенной, обусловленной заранее точке корпуса, при заданных: температуре перехода, условиях охлаждения, форме импульсов мощности, их амплитуде, длительности и скважности. Параметр необходим для практического определения максимально допустимых режимов транзистора.

## 1.7. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНЗИСТОРОВ

Характеристики транзистора необходимы для расчетов различных параметров и режимов транзистора в широком диапазоне постоянных, переменных и импульсных токов и напряжений, для всех схем применения и всех режимов

и областей работы транзистора. Как было указано выше, практически используются только характеристики для схем с общей базой и с общим эмиттером.

### 1.7.1. Схема с общей базой

*Входные характеристики,  $I_{\text{э}}(U_{\text{эб}})_{U_{\text{кб}}=\text{const}}$ .* Обычно семейство состоит из двух характеристик, снятых при  $U_{\text{кб}} = 0$  и  $U_{\text{кб}} = \text{const}$ , при которых характеристики сливаются в одну (прекращается реакция коллектора на эмиттерный переход). Эти характеристики дают возможность определять входные параметры диапазона токов и напряжений транзистора; снимаются на характериографе.

*Выходные характеристики,  $I_{\text{к}}(U_{\text{кб}})_{I_{\text{э}}=\text{const}}$ .* Обычно семейство состоит из восьми и более характеристик, снятых при различных  $I_{\text{э}}$  в рабочем диапазоне токов. Эти характеристики необходимы также для определения выходных параметров транзистора в системе  $h$ -параметров (генератор тока на входе); снимаются на характериографе.

*Выходные характеристики,  $I_{\text{к}}(U_{\text{кб}})_{U_{\text{эб}}=\text{const}}$ .* Обычно семейство состоит из восьми и более характеристик аналогично характеристикам  $I_{\text{к}}(U_{\text{кб}})_{I_{\text{э}}=\text{const}}$ . Они необходимы также для расчетов выходных параметров транзистора в системе  $y$ -параметров (генератор напряжения на входе); снимаются на характериографе.

*Начальные участки выходных характеристик  $I_{\text{к}}(U_{\text{кб}})_{I_{\text{э}}=\text{const}}$ .* Они необходимы для более точных расчетов параметров транзистора в области насыщения. Характеристики снимаются на характериографе.

*Прямые проходные характеристики,  $I_{\text{к}}(I_{\text{э}})_{U_{\text{кб}}=\text{const}}$ .* Они необходимы для определения коэффициента передачи тока транзистора в диапазоне токов и напряжений и строятся на основании снятых экспериментально входных и выходных характеристик в необходимом количестве соответственно задаче, поставленной расчетом схемы.

*Прямые проходные характеристики,  $I_{\text{к}}(U_{\text{эб}})_{U_{\text{кб}}=\text{const}}$ .* Они необходимы для расчетов крутизны характеристики транзистора в диапазоне токов и напряжений и строятся на основании снятых экспериментально характеристик пп. 1 и 3 в количестве, соответствующем задаче, поставленной расчетом схемы.

*Обратные проходные характеристики,  $U_{\text{эб}}(U_{\text{кб}})_{I_{\text{э}}=\text{const}}$ .* Они необходимы для расчетов коэффициента обратной связи транзистора  $h_{12\text{б}}$  и строятся аналогично прямым проходным характеристикам на основании соответствующих входных и выходных характеристик.

*Обратные проходные характеристики,  $I_{\text{э}}(U_{\text{кб}})_{U_{\text{эб}}=\text{const}}$ .* Они необходимы для расчетов параметров обратной связи транзистора  $y_{12\text{б}}$  и строятся аналогично предыдущим характеристикам на основании соответствующих входных и выходных характеристик.



### 1.7.2. Схема с общим эмиттером

Приведенные ниже вольтамперные характеристики используются, снимаются и рассчитываются аналогично характеристикам в схеме с общей базой:

*Входные характеристики,  $I_{\text{б}}(U_{\text{бэ}})_{I_{\text{кэ}}=\text{const}}$*

*Выходные характеристики,  $I_{\text{к}}(U_{\text{кэ}})_{I_{\text{б}}=\text{const}}$*

*Выходные характеристики  $I_{\text{к}}(U_{\text{кэ}})_{U_{\text{бэ}}=\text{const}}$*

*Начальные участки выходных характеристик,  $I_{\text{к}}(U_{\text{кэ}})_{I_{\text{б}}=\text{const}}$*

*Прямые проходные характеристики,  $I_{\text{к}}(I_{\text{б}})_{U_{\text{кэ}}=\text{const}}$*

*Прямые проходные характеристики,  $I_{\text{к}}(U_{\text{бэ}})_{U_{\text{кэ}}=\text{const}}$*

*Обратные проходные характеристики,  $U_{\text{бэ}}(U_{\text{кэ}})_{I_{\text{б}}=\text{const}}$*

*Обратные переходные характеристики,  $I_{\text{э}}(U_{\text{кэ}})_{U_{\text{бэ}}=\text{const}}$*

### 1.8. КЛАССИФИКАЦИОННЫЕ ТАБЛИЦЫ

На основании изучения литературных данных, выпуска ряда справочников [19, 20, 22, 49] и выполненного объема исследований эксплуатационных и физических свойств транзисторов, а также многолетнего опыта по их схемному применению стало возможным классифицировать все перечисленные выше параметры по основному применению транзисторов в аппаратуре, определить значимость каждого параметра для расчета схем и свести их в таблицы (табл. 1.4 и 1.5).

Несмотря на то, что таблицы содержат только основные широко применяемые при расчете схем параметры транзистора и их зависимости от схемы включения, режима работы, частоты и температуры, число параметров настолько велико, что практически не представляется возможным их измерить и обработать огромное количество необходимых данных замеров. Вопрос осложнен разнообразием методик измерения и необходимостью построения сложных автоматов (вычислительных машин) для снятия кривых распределения параметров и данных транзистора. Таким образом можно сделать следующий основной вывод: транзистор практически не может быть охарактеризован даже далеко не полным комплексом параметров и зависимостей, приведенных в табл. 1.4 и 1.5, и, следовательно, число измеряемых параметров и характеристик транзистора должно быть еще более резко сокращено.

Таблица 1.4

|   |  |  |
|---|--|--|
| Усижительные<br>параметры (об-<br>ласть усиления) | малого сигнала<br>низкой частоты                                   | $h_{11Б} h_{12Б} h_{21Б} h_{22Б} h_{11Э} h_{12Э} h_{21Э} h_{22Э}$<br>$\alpha_0 \alpha_{0I} \beta_0 \beta_{0I} s_0 r_a r_k r'_6 r''_6 r'_{aБ} r'_{кБ} r_{кЭ}$   |
|   | малого сигнала<br>высокой частоты                                  | $s_{11Б} s_{12Б} s_{21Б} s_{22Б} s_{11Э} s_{12Э} s_{21Э} s_{22Э}$<br>$r_{11Б} r_{12Б} r_{21Б} r_{22Б} C_{11Б} C_{12Б} C_{21Б} C_{22Б}$<br>$\dot{y}_{11Б} \dot{y}_{12Б} \dot{y}_{21Б} \dot{y}_{22Б} \dot{y}_{11Э} \dot{y}_{12Э} \dot{y}_{21Э} \dot{y}_{22Э}$<br>$\alpha \beta s z_a z_k z'_6 z''_6 C_a C_k r'_6 C_k F_{шБ} F_{шЭ} C_{эд} C_{кд}$<br>$f_\alpha f_{\alpha I} f_\beta f_{\beta I} f_\tau f_{\tau I} f_{ш} f_{\max} U\text{-функция}$ |
|   | большого сигнала<br>низкой частоты                                 | $h_{11Б} h_{12Б} h_{21Б} h_{22Б} h_{11Э} h_{12Э} h_{21Э} h_{22Э} A_0 B_0 S_0 I_{к\text{ мин}} U_{кЭ\text{ мин}}$   |
|   | большого сигнала<br>высокой частоты                                | $\dot{y}_{11Б} \dot{y}_{12Б} \dot{y}_{21Б} \dot{y}_{22Б} \dot{y}_{11Э} \dot{y}_{12Э} \dot{y}_{21Э} \dot{y}_{22Э}$<br>$A B S C_k C_a K_p P_{вх} P_{вых} \eta C_{кд} C_{эд}$   |
|   | Параметры пере-<br>ключения (об-<br>ласть усиления<br>и насыщения) | в области усиле-<br>ния  |
| в области насы-<br>щения                          |  | $t_p t_{вых} \tau_p B_n r_n r_{нI} r'_s r'_k U_{эбн} U_{кэбн} U_{кэбн}^\circ I \nu_{опт} I_{б\text{ опт}}$   |

|  |                            |  |
|--|----------------------------|--|
| Начальные токи (область отсечки)                     | в схемах с общей базой     | $I_{кб0} I_{кбR} I_{кбк} I_{кбз} I_{эб0} I_{ут} r_{ут} U_{эб пл}$  |
|  | в схемах с общим эмиттером | $I_{кэ0} I_{кэR} I_{кэк} I_{кэз} I_{кэз I} U_{бэ пл}$  |
| Максимальные напряжения (область умножения)          | теплового пробоя           | $U_{кб0}^T U_{кбR}^T U_{кбк}^T U_{кбз}^T U_{кэ0}^T U_{кэR}^T U_{кэк}^T U_{кэз}^T U_{кэp}^T$<br>$U_{кбс} U_{кэс}$ |
|  | лавинного пробоя           | $U_{кб0} U_{кбR} U_{кбк} U_{кбз} U_{кэ0} U_{кэR} U_{кэк} U_{кэз} U_{\alpha} U_{эб0}$                             |
| Максимальные токи (области усиления и насыщения)     | постоянные                 | $I_{бт} I_{кт} I_{бтн} I_{ктн}$  |
|  | импульсные                 | $I_{бМ} I_{кМ} I_{бМн} I_{кМн}$  |
| Максимальные мощности (области усиления и насыщения) | постоянные                 | $P_{бт} P_{кт} P_{бтн} P_{ктн} P_t$  |
|  | импульсные                 | $P_{бМ} P_{кМ} P_{бМн} P_{кМн} P_M$  |
| Тепловые параметры                                   | статические                | $R_{пк} R_{пс} T_{макс}^{\circ} T_{мин}^{\circ} T_{к макс}^{\circ}$  |
|  | динамические               | $\tau_{пк} \tau_{кс} R_{пк имп}$   |

Таблица 1.5

|  |  |
|--|--|
| <p>Зависимости усилительных параметров</p>             | $h_{\beta}(T^{\circ})_{I_{\kappa}, U_{\kappa\beta}}; h_{\beta}(I_{\kappa})_{U_{\kappa\beta}, T^{\circ}}; h_{\beta}(U_{\kappa\beta})_{I_{\kappa}, T^{\circ}}$ $\beta_{0I}(I_{\kappa})_{U_{\kappa\beta I}, T^{\circ}}; h_{\alpha}(T^{\circ})_{I_{\kappa}, U_{\kappa\alpha}}; h_{\alpha}(I_{\kappa})_{U_{\kappa\alpha}, T^{\circ}}$ $h_{\alpha}(U_{\kappa\alpha})_{I_{\kappa}, T^{\circ}}; \dot{y}_{\beta}(f)_{T^{\circ}, U_{\kappa\beta}, I_{\kappa}}; \dot{y}_{\alpha}(f)_{T^{\circ}, U_{\kappa\alpha}, I_{\kappa}}$ $F_{\text{ш}\alpha}(T^{\circ})_{I_{\kappa}, U_{\kappa\alpha}, f}; F_{\text{ш}\alpha}(I_{\kappa})_{T^{\circ}, U_{\kappa\alpha}, f};$ $h_{21\alpha}(T^{\circ})_{I_{\kappa}, U_{\kappa\alpha}}; h_{21\alpha}(I_{\kappa})_{U_{\kappa\alpha}, T^{\circ}}; h_{21\alpha}(U_{\kappa\alpha})_{T^{\circ}, I_{\kappa}}$ $F_{\text{ш}\alpha}(R_{\Gamma})_{T^{\circ}, I_{\kappa}, f}$ |
| <p>Зависимости параметров переключения</p>             | $U_{\beta\alpha\text{н}}(I_{\beta\text{н}})_{I_{\kappa\text{н}}}; U_{\kappa\alpha\text{н}}(I_{\beta\text{н}})_{I_{\kappa\text{н}}}; U_{\kappa\alpha\text{н}I}(I_{\beta\text{н}})_{T^{\circ}}$ $U_{\kappa\alpha\text{н}I}(I_{\beta\text{н}})_{I_{\kappa\text{н}}, T^{\circ}}; U_{\kappa\alpha\text{н}I}(T^{\circ})_{I_{\beta\text{н}}}$   |
| <p>Зависимости начальных токов</p>                     | $I_{\kappa\beta 0}(T^{\circ})_{U_{\kappa\beta 0}}; I_{\alpha\beta 0}(T^{\circ})_{U_{\alpha\beta 0}}; I_{\kappa\alpha\text{в}I}(T^{\circ})_{U_{\kappa\beta}}$   |
| <p>Зависимости максимальных напряжений</p>             | $U_{\kappa\alpha 0}^{\Gamma}(T^{\circ}); U_{\kappa\alpha\text{к}}(T^{\circ}); U_{\alpha}(I_{\alpha})_{T^{\circ}}$  |
| <p>Зависимости максимальных мощностей</p>              | $P_m(T^{\circ}) P_M(T^{\circ}) t_{\text{н}} P_m(I_{\beta\text{тн}})_{I_{\kappa\text{тн}}}$   |
| <p>Проходные характеристики</p>                        | $I_{\kappa}(I_{\alpha})_{U_{\kappa\beta}}; I_{\kappa}(U_{\alpha\beta})_{U_{\kappa\beta}}; U_{\alpha\beta}(U_{\kappa\beta})_{I_{\alpha}}; I_{\alpha}(U_{\kappa\beta})_{U_{\alpha\beta}}$ $I_{\kappa}(I_{\beta})_{U_{\kappa\alpha}}; I_{\kappa}(U_{\beta\alpha})_{U_{\kappa\alpha}}; U_{\beta\alpha}(U_{\kappa\alpha})_{I_{\beta}}; I_{\beta}(U_{\kappa\alpha})_{U_{\beta\alpha}}$   |
| <p>Входные и выходные вольтамперные характеристики</p> | $I_{\alpha}(U_{\alpha\beta})_{U_{\kappa\beta}, T^{\circ}}; I_{\kappa}(U_{\kappa\beta})_{I_{\alpha}}; I_{\kappa}(U_{\kappa\beta})_{U_{\alpha\beta}}; I_{\kappa}(U_{\kappa\beta})_{I_{\alpha}}$ <p style="text-align: center;">(нач. участка)</p> $I_{\beta}(U_{\beta\alpha})_{U_{\kappa\alpha}, T^{\circ}}; I_{\kappa}(U_{\kappa\alpha})_{I_{\beta}, T^{\circ}}; I_{\kappa}(U_{\kappa\alpha})_{U_{\alpha\beta}, T^{\circ}}$ $I_{\kappa}(U_{\kappa\alpha})_{I_{\beta}} \text{ (нач. участка)}$   |

В последующих главах, на основе подробного рассмотрения всех перечисленных в этой главе параметров и теории процессов в транзисторе, анализа связей, особенностей технологии и схемного использования транзисторов будут

исключены те параметры, которые могут быть легко вычислены через другие, и параметры, не имеющие широкого применения при расчетах схем. Будет установлен ряд прямых и корреляционных связей между параметрами транзистора и получен перечень, содержащий минимальное количество важнейших параметров, несущих наибольшую информацию о физических и эксплуатационных свойствах транзистора как элемента схемы.

## Глава 2

### ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНЗИСТОРА

Вольтамперные характеристики транзистора содержат максимальную информацию о его свойствах во всех областях и режимах работы на больших и малых сигналах, о связях параметров между собой. По характеристикам можно определить параметры, не приводимые в справочниках и каталогах, а ряд задач, например выбор режима работы транзистора, оценка его работы в широком диапазоне импульсных и постоянных токов, напряжений и мощностей, вообще не может быть разрешен без характеристик. В справочниках обычно приводятся входные и выходные характеристики для схем с ОБ и ОЭ, на основании которых могут быть построены проходные характеристики и примерные зависимости параметров четырехполюсника для малого и большого сигналов в области усиления (активная область) и параметров области насыщения от режима работы и температуры. Известны четыре типа характеристик: входная, выходная и две проходные, расположенные соответственно в четырех квадрантах. Последние не получили практического применения, поэтому в дальнейшем будут рассматриваться только входная и выходная характеристики для двух основных схем включения транзистора — с ОБ и ОЭ.

В этой же главе попутно будут рассмотрены те параметры транзисторов, зависимости которых от температуры и режима устанавливаются наиболее легко путем анализа топологической картины участков характеристик, соответствующих четырем областям работы транзистора. К этим параметрам, в первую очередь, следует отнести сопротивление коллектора (области усиления и насыщения), минимальный ток (область отсечки), минимальное напряжение (область насыщения) и максимальные пробивные напряжения при электрическом и тепловом механизмах пробоя (область умножения).

#### 2.1. ВХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

##### 2.1.1. Схема с общей базой

Вольтамперная характеристика прямосмещенного эмиттерного перехода отличается от соответствующей характеристики изолированного, обычного  $p-n$  перехода, поскольку

он имеет тонкую базу ( $W \ll L_b$ ) и его токи зависят от режима коллектора.

Дырочные и электронные составляющие токов через оба перехода могут быть записаны исходя из соответствующих составляющих отдельного  $p$ - $n$  перехода, выражения для которых хорошо известны и определяются элементарно [9]. Тогда для эмиттерного перехода транзистора  $p$ - $n$ - $p$  \*):

$$\begin{aligned} I_{p\varepsilon} &= A_\varepsilon q \frac{D_b p_{n0}}{W} (e^{U_{\varepsilon b}/\varphi_T} - 1), \\ I_{n\varepsilon} &= A_\varepsilon q \frac{D_\varepsilon n_{p0}}{L_\varepsilon} (e^{U_{\varepsilon b}/\varphi_T} - 1). \end{aligned} \quad (2.1)$$

Соответственно для коллекторного перехода

$$\begin{aligned} I_{pk} &= A_k q \frac{D_b p_{n0}}{W} (e^{-U_{kb}/\varphi_T} - 1), \\ I_{nk} &= A_k q \frac{D_k n_{p0}}{L_k} (e^{-U_{kb}/\varphi_T} - 1). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Ток через эмиттерный переход будет состоять из суммы протекающих через него электронной и дырочной составляющих, зависящих от соответствующих составляющих коллекторного перехода. Ток  $I_{pk}$  будет изменять  $I_{p\varepsilon}$  за счет изменения градиента концентрации неосновных носителей в тонкой базе;  $I_{nk}$  влияет на  $I_{n\varepsilon}$  за счет изменения концентрации основных носителей в базе. При этих условиях

$$I_\varepsilon = I_{p\varepsilon} - I_{pk} + I_{n\varepsilon} - I_{nk}. \quad (2.3)$$

Подставляя (2.1) и (2.2) в (2.3), получаем уравнение входной характеристики:

$$\begin{aligned} I_\varepsilon &= A_\varepsilon q \left[ \frac{D_b p_{n0}}{W} (e^{U_{\varepsilon b}/\varphi_T} - e^{-U_{kb}/\varphi_T}) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{D_\varepsilon n_{p0}}{L_\varepsilon} (e^{U_{\varepsilon b}/\varphi_T} - e^{-U_{kb}/\varphi_T}) \right]. \end{aligned} \quad (2.4)$$

В формуле приняты допущения о равенстве данных эмиттера и коллектора ( $A_\varepsilon = A_k$ ,  $L_\varepsilon = L_k$ ,  $D_\varepsilon = D_k$ )

\* ) Уравнения (2.1) и (2.2) будут справедливы и для транзистора  $n$ - $p$ - $n$ , если символы  $p$  и  $n$  везде (также и в индексах) поменять местами.

которые облегчают анализ и не сказываются на топологических особенностях характеристик.

С ростом  $U_{кб}$  оба слагаемых формулы возрастают и входная характеристика сдвигается влево, приближаясь к оси ординат (рис. 2.1). При  $|U_{кб}| = (2 \div 3)$  в действие коллектора на входную характеристику, как это следует

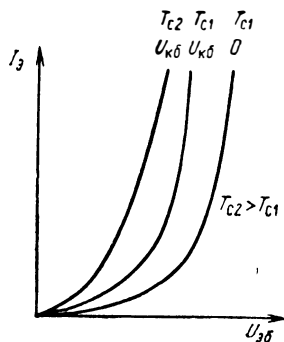


Рис. 2.1. Входные вольтамперные характеристики транзистора в схеме с ОБ при различных напряжениях на коллекторе и различных температурах окружающей среды.

из (2.4) и практически имеет место, прекращается. В этом случае формула (2.4) упрощается и при  $|U_{кб}| = \infty$ :

$$I_a = I_{aб0} e^{U_{3б}/\Phi_T},$$

$$I_{aб0} = A_3 q \left( \frac{D_б \rho_{п0}}{W} + \frac{D_3 n_{п0}}{L_3} \right). \quad (2.5)$$

При  $U_{кб} = 0$  уравнение входной характеристики примет вид:

$$I_a = I_{aб0} (e^{U_{3б}/\Phi_T} - 1). \quad (2.6)$$

Дополнительный сдвиг характеристика приобретает за счет «эффекта Эрли» (см. ниже). Первое слагаемое (2.4) с ростом  $U_{кб}$  возрастает, поскольку падает величина  $W$ .

Для установления знака ТКН, т. е. зависимости положения входной характеристики от температуры, преобразуем (2.6), учитывая связь между одноименными равновесными носителями по обе стороны перехода [9]. Тогда

$$I_a = A_3 q \left( \frac{D_б \rho_{п0}}{W} + \frac{D_3 n_{п0}}{L_3} \right) \frac{e^{U_{3б}/\Phi_T} - 1}{e^{\Phi_0/4T}}, \quad (2.7)$$

где  $\rho_{п0} = \rho_{п0} e^{\Phi_0/4T}$  и  $n_{п0} = n_{п0} e^{\Phi_0/4T}$ .



С ростом температуры  $\varphi_T = kT/q$  увеличивается, правая дробь (экспоненты), и, следовательно, ток  $I_a$  растут, т.е. входная характеристика сдвигается влево, приближаясь к оси токов. Таким образом, во всем диапазоне изменений напряжения  $U_{кб}$  от нуля до  $-\infty$  ТКН отрицателен. Взяв производную  $dU_{эб}/dT$  от выражения (2.7) (считая зависимой от температуры только дробь), легко установить, что с увеличением  $U_{эб}$  (или  $I_a$ ) производная, а следовательно, и ТКН уменьшаются (рис. 2.1).

В диапазоне рабочих напряжений  $U_{эб}$  для германия изменяется от  $-2$  мВ на  $1^\circ\text{C}$  при малых напряжениях до  $-1,2$  мВ/ $^\circ\text{C}$  при больших напряжениях, близких к  $\varphi_0$ . Для кремния эти изменения составляют обычно  $-1,2 \div -3$  мВ/ $^\circ\text{C}$ .

Все приведенные выше формулы справедливы только для диапазона  $|U_{эб}| < \varphi_0$  при равенстве нулю активного сопротивления области эмиттера  $r'_a$  и распределенного активного сопротивления базы  $r'_б$ . Анализ с учетом этих сопротивлений был бы резко усложнен и не изменил бы результатов и выводов в области  $|U_{эб}| < \varphi_0$ . В области больших токов, при  $|U_{эб}| > \varphi_0$ , переход перестает существовать и превращается в полупроводник с активным сопротивлением  $r'_a + r'_б$ , которое и определяет здесь ТКН. Поскольку сопротивление примесного полупроводника растет в диапазоне рабочих температур с ростом температуры, ТКН здесь будет положителен и участок характеристики, соответствующий большим токам, будет сдвигаться вправо. Таким образом, если рассматривать входную характеристику в широком диапазоне токов  $I_a$ , то можно сказать, что она как бы вращается с ростом  $T$  по часовой стрелке вокруг точки, координаты которой зависят от напряжения на коллекторе ( $U_{кб}$ ), от параметров полупроводника ( $\rho_a, \rho_b, \tau_a, \tau_b$ ) и от параметров транзистора ( $r'_б, r'_a$ ). Определение этих координат является задачей специального исследования.

На основании изложенного можно сказать следующее. Для снятия характеристик может быть принят источник входного тока с любым внутренним сопротивлением. Для определения величины напряжения  $U_{кб}$ , при которой прекращается его влияние на положение входной характеристики, желательно использовать характернограф.

При нормальной температуре  $T^\circ$  снимаются две характеристики: одна при  $U_{кб} = 0$ , вторая при  $U_{кб} = 2 \div 3$  в

или при напряжении, уточненном на характеристикографе. Вторая характеристика снимается при  $T^\circ = 20 \pm 5^\circ \text{C}$  и повышенной, удобной для измерений, например  $+ 50^\circ \text{C}$ . На основании таких двух характеристик могут быть построены любые характеристики во всем диапазоне рабочих температур, учитывая, что смещение их (ТКН), как это следует из уравнения (2.4), есть величина постоянная для данного транзистора.

### 2.1.2. Схема с общим эмиттером

Уравнение входной характеристики при базовом входе может быть получено исходя из процессов, определяющих баланс зарядов в базе. Входящие в базу из обоих переходов неосновные для нее носители частично рекомбинируют с основными; на пополнение убывающего заряда через базовый вывод втекает ток, величина которого равна току рекомбинации. В том же направлении идет ток на пополнение заряда уходящих неосновных носителей через эмиттерный переход. Эти три составляющие суммируются. Из общей суммы должен быть вычтен ток, обусловленный приходом из коллектора неосновных для него носителей. Таким образом, для  $p-n-p$  транзистора с учетом указанных четырех составляющих ток базы будет

$$I_{\text{б}} = I_{\text{рв}}(1 - \kappa^*) + I_{\text{рк}}(1 - \kappa^*) + I_{\text{нэ}} - I_{\text{нк}}, \quad (2.8)$$

где  $\kappa^* = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{W}{L_{\text{б}}} \right)^2$  — коэффициент переноса неосновных носителей через базу; величина, характеризующая рекомбинацию в базе.

Подставляя значения токов из (2.1) и (2.2) в (2.8) и учитывая выражение для  $\kappa^*$ , получим искомое уравнение характеристики

$$I_{\text{б}} = A_{\text{э}} q \left[ \frac{D_{\text{б}} p_{\text{н0}} W}{2L_{\text{б}}^2} (e^{U_{\text{бэ}}/qT} + e^{-U_{\text{кб}}/qT} - 2) + \right. \\ \left. + \frac{D_{\text{э}} n_{\text{р0}}}{L_{\text{э}}} (e^{U_{\text{бэ}}/qT} - e^{-U_{\text{кб}}/qT}) \right]. \quad (2.9)$$

Здесь, как и в случае схемы с ОБ, для сокращения анализа сделаны допущения, не влияющие, на конечный результат, т. е. также  $A_{\text{э}} = A_{\text{к}}$ ,  $L_{\text{э}} = L_{\text{к}}$  и  $D_{\text{э}} = D_{\text{к}}$ .

Отличие (2.9) от (2.4) прежде всего в знаке перед  $e^{-U_{кб}/\varphi_T}$ , определяющем убывание входного тока ( $I_{б}$ ), а не возрастание, как в случае схемы с общей базой, с ростом напряжения  $U_{кб}$  или  $U_{кэ}$ . Поэтому здесь характеристика получает возможность двигаться вправо, а не влево (рис. 2.2). Особенно это явление заметно для транзисторов, у которых слабо легированы база и коллектор (например, у сплавных) и соответственно мало второе слагаемое формулы (2.9).

При  $U_{бэ} = U_{кэ} = 0$  характеристика проходит через начало координат, однако при  $U_{бэ} = 0$  и при достаточно

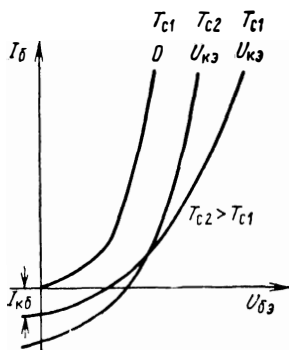


Рис. 2.2. Входные вольтамперные характеристики транзистора в схеме с ОЭ при различных напряжениях на коллекторе и различных температурах окружающей среды.

большом  $U_{кэ}$  [ $|U_{кб}| > (2 \div 3) \text{ в}$ ] ток базы определяется суммой только коллекторных составляющих (поскольку при  $U_{эб} = 0$   $I_{рэ} = I_{рк} = 0$ ), т. е. током  $I_{кб0}$ , равным сумме неосновных носителей, протекающих через переход.

«Эффект Эрли», как это следует из формулы (2.9), за счет уменьшения  $W$  также дает дополнительный сдвиг характеристики вправо с ростом  $U_{кб}$ .

Из сравнения формул (2.4) и (2.9) следует, что температура будет сдвигать характеристику в схеме с ОЭ, так же как и в схеме с ОБ, вправо (рис. 2.2), однако нижний участок за счет роста тока  $I_{кб0}$  будет сдвигаться влево. Характеристика будет вращаться против часовой стрелки вокруг точки, которая будет по мере роста температуры опускаться по первоначальной характеристике, снятой при нормальной температуре (рис. 2.2).

Порядок, условия снятия входных характеристик и их число для схемы с ОЭ остаются теми же самыми, что и для схемы с ОБ.

## 2.2. ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Как было показано в гл. 1, транзистор может работать в трех схемах включения и четырех режимах (областях). Ниже будут рассмотрены выходные характеристики для двух основных схем включения: с общей базой и общим эмиттером и четырех областей: насыщения, усиления, отсечки и умножения.

### 2.2.1. Схема с общей базой

**Область насыщения.** В качестве первого допущения примем участки насыщения выходных характеристик за прямые (рис. 2.3). Как будет показано ниже (п. 2.2.2), такое допущение справедливо и подтверждается экспериментально.

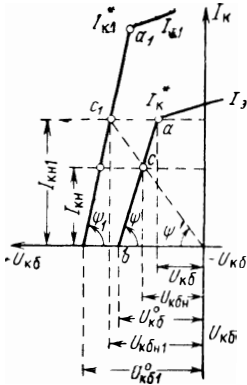


Рис. 2.3. Начальные участки выходных характеристик транзистора в режиме насыщения в схеме с ОБ.

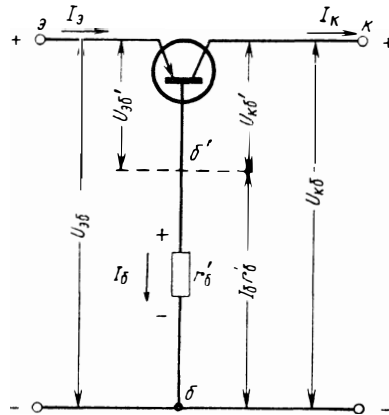


Рис. 2.4. Схема реального *p-n-p* транзистора с ОБ и полярность напряжения в режиме насыщения.

Граница между областями насыщения и усиления определяется точкой *a* (характеристики транзистора рис. 2.3 аппроксимированы прямыми линиями) перегиба характеристики, характеризуемой равенством нулю внешнего напряжения  $U_{КБ'}$ , приложенного непосредственно к коллекторному переходу, и, следовательно, напряжением на переходе  $\phi$ , равном высоте равновесного потенциального барьера  $\phi_{OK}$ . При  $U_{КБ'} > 0$  и  $\phi > \phi_{OK}$  (обратное смещение) транзистор работает в области усиления, при  $U_{КБ'} < 0$  и  $\phi < \phi_{OK}$  (прямое смещение) — в области насыщения.

Напряжение  $U_{кб'}$  в соответствии с рис. 2.4 будет

$$U_{кб'} = U_{кб} - I_{б'} r_{б'}, \quad (2.10)$$

при  $U_{кб'} = 0$

$$U_{кб} = I_{б'}^* r_{б'} = U_{кб}^*. \quad (2.11)$$

Таким образом, в точке  $a$  (рис. 2.3) напряжение на выводах транзистора  $U_{кб}^*$  должно иметь знак, противоположный падению напряжения  $I_{б'} r_{б'}$ .

Уравнение (2.10) определяет абсциссу и ординату точки  $a$ :

$$\begin{aligned} U_{кб} &= U_{кб}^* = I_{э} (1 - \alpha_0^*) r_{б'}, \\ I_{к} &= I_{к}^* = I_{э} \alpha_0^*. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Поскольку для схемы с общей базой  $I_{э} = \text{const}$ , звездочка опускается. Здесь было бы правильнее записать вместо дифференциального параметра  $\alpha_0$  интегральный  $A$ , но, поскольку в широком диапазоне токов характеристика  $I_{к}(I_{э})_{U_{кб}=\text{const}}$  близка к прямой линии, можно принять  $\alpha_0 = A$ . Этим мы будем пользоваться и в дальнейшем.

Следующая характерная точка — точка  $b$  — пересечение характеристики с осью абсцисс (рис. 2.3). В этой точке  $I_{к} = 0$ . При заданном  $I_{э} = \text{const}$  абсцисса этой точки определяется исходя из следующих соображений. Если  $I_{к} = 0$ , следовательно, градиент  $dp/dx \approx 0$ , т. е. концентрация ( $p$ ) носителей в базе около обоих переходов будет примерно одинаковой. Это приближенно соответствует равенству  $U_{эб'}^0$  и  $U_{кб'}^0$ , а поскольку  $I_{б'}^0 r_{б'} = I_{э} r_{б'}$  есть общее падение напряжения как для цепи коллектора, так и для цепи эмиттера, то в соответствии с (2.10)  $U_{кб}^0 \approx U_{эб}^0$ . Это равенство будет строгим для симметричного бездрейфового выращенного транзистора.

Для бездрейфовых сплавных транзисторов, у которых есть область пассивной базы и разные площади переходов, появляется некоторая разница между  $U_{кб}^0$  и  $U_{эб}^0$  за счет расхождения потоков инжектированных эмиттером носителей. Как видно из табл. 2.1, куда внесены данные эксперимента для германиевого сплавного малоомощного транзистора, эта разница равна примерно 0,01 в причем  $U_{кб}^0 < U_{эб}^0$ . Для дрейфовых транзисторов расхождение потоков и поле в базе будут компенсировать друг друга и разница в концентрациях ( $p$ ) в базе у коллектора и у эмиттера будет

Т а б л и ц а 2.1

| Номер транзистора | $I_0^0 = I_0, \text{ ма}$ | $U_{\text{эб}}^0, \text{ в}$ | $U_{\text{кб}}^0, \text{ в}$ |
|-------------------|---------------------------|------------------------------|------------------------------|
| 1                 | 2,72                      | 0,32                         | 0,31                         |
| 2                 | 2,62                      | 0,44                         | 0,43                         |
| 3                 | 2,7                       | 0,31                         | 0,30                         |
| 4                 | 2,62                      | 0,42                         | 0,41                         |
| 5                 | 2,73                      | 0,32                         | 0,31                         |
| 6                 | 2,7                       | 0,37                         | 0,36                         |

уменьшаться; если градиент концентрации примесей  $dN_{\text{д}}/dx$  будет достаточно большим, может иметь место неравенство  $U_{\text{кб}}^0 > U_{\text{эб}}^0$ . Однако разность  $U_{\text{кб}}^0 - U_{\text{эб}}^0$  в принципе не может быть большой и равенство  $U_{\text{кб}}^0 = U_{\text{эб}}^0$  следует считать справедливым для подавляющего большинства практических случаев. Допущение даст некоторую ошибку в количественном определении координат точки  $b$  (см. рис. 2.3), в наклоне характеристик  $\psi$  и в расстояниях между их начальными точками (при  $I_{\text{к}} = 0$ ), но почти не изменит их топологии и не повлияет на окончательный результат. Таким образом, окончательно — координаты точки  $b$  будут:

$$U_{\text{кб}} = U_{\text{кб}}^0 \approx U_{\text{эб}}^0; \quad I_{\text{к}} = 0. \quad (2.13)$$

Зная координаты двух характерных точек, можно рассмотреть особенности топологии участка насыщения выходных характеристик и некоторых параметров этой области. Угол наклона характеристики определится из очевидных соотношений, в соответствии с формулами (2.11), (2.13) и рис. 2.3. и 2.4:

$$\psi = \text{arcctg} \frac{U_{\text{эб}}^0 - I_{\text{б}}^* r_{\text{б}}'}{I_{\text{к}}^*}. \quad (2.14)$$

Учитывая, что  $U_{\text{эб}}^0 = U_{\text{эб}}^0 + I_{\text{б}}^0 r_{\text{б}}'$ , а  $I_{\text{б}}^0 = I_{\text{б}}^0$ , получаем

$$\psi = \text{arcctg} \left( \frac{U_{\text{эб}}^0}{I_{\text{к}}^*} + \frac{I_{\text{б}}^0 - I_{\text{б}}^*}{I_{\text{к}}^*} r_{\text{б}}' \right). \quad (2.15)$$

Если в качестве параметра при снятии характеристик принят ток  $I_{\text{э}} = \text{const}$  (типичный случай для схемы с ОБ), то  $I_{\text{э}}^0 = I_{\text{э}}^*$  и

$$\psi = \text{arcctg} \left( \frac{U_{\text{эб}}^0}{I_{\text{к}}^*} + r_{\text{б}}' \right); \quad (2.16)$$

в соответствии с (2.6)

$$U_{\text{эб}}^0 = \varphi_T \ln \left( \frac{I_{\text{э}}}{I_{\text{эб0}}} + 1 \right) \approx \varphi_T \ln \frac{I_{\text{э}}}{I_{\text{эб0}}}. \quad (2.17)$$

Тогда

$$\psi = \text{arccctg} \left( \frac{r_{\text{э}}}{\alpha_{\text{э}}^*} \ln \frac{I_{\text{э}}}{I_{\text{эб0}}} + r_{\text{б}}' \right). \quad (2.18)$$

При  $I_{\text{б}} = \text{const}$   $I_{\text{э}}^0 = I_{\text{б}}^0 = I_{\text{б}}^*$

$$\psi = \text{arccctg} \frac{U_{\text{эб}}^0}{I_{\text{к}}^*}. \quad (2.19)$$

При  $U_{\text{эб}} = \text{const}$ , т. е. при меняющихся токах  $I_{\text{э}}^0$  и  $I_{\text{б}}^*$ , справедлива формула (2.15). Из сравнения (2.15), (2.16) и (2.19) следует, что самый большой угол наклона характеристики в области насыщения будет для режима  $I_{\text{б}} = \text{const}$ , средний для  $U_{\text{эб}} = \text{const}$  и самый малый для  $I_{\text{э}} = \text{const}$ . Физически это объясняется исходя из следующих соображений.

В точке *a* (рис. 2.3), где  $I_{\text{к}} = I_{\text{к}}^*$  на границе перехода транзистора в насыщение,  $I_{\text{э}}^* = \alpha_{\text{э}}^* I_{\text{к}}^*$ ,  $I_{\text{б}}^* = I_{\text{к}}^* / B^*$ . Ток эмиттера  $I_{\text{э}}^*$  соответствует определенному  $I_{\text{кб}}^*$ , а при данном падении напряжения  $I_{\text{б}}^* r_{\text{б}}'$  — определенному  $U_{\text{эб}}^*$ . Все эти величины не связаны с параметром, при котором снята характеристика, и положение точки *a* (рис. 2.3) не зависит от условий на входе транзистора.

Величины же  $U_{\text{кб}}^0 = U_{\text{эб}}^0$ , соответствующие току  $I_{\text{к}} = 0$ , т. е. положение точки *b*, будут различны для различных условий снятия характеристик, а именно:

— при  $I_{\text{э}} = \text{const}$  (характеристики специфичны для схемы с ОБ) будет расти ток базы, а следовательно, и падение напряжения  $I_{\text{б}} r_{\text{б}}'$ , и для поддержания  $I_{\text{э}} = \text{const}$  потребуются возрастание  $U_{\text{эб}}$  от величины  $U_{\text{эб}}^*$  до  $U_{\text{эб}}^0$ ; в этом случае  $U_{\text{эб}}^0 > U_{\text{эб}}^*$ ;

— при  $U_{\text{б}} = \text{const}$  (характеристики одинаковы для двух схем — с ОБ и с ОЭ)  $U_{\text{эб}}^0$  остается постоянным и равным  $U_{\text{эб}}^*$ , и

— при  $I_{\text{б}} = \text{const}$  (характеристики специфичны для схемы с ОЭ) будет падать ток эмиттера, а следовательно, и  $U_{\text{эб}}'$ , поэтому для поддержания  $I_{\text{б}} = \text{const}$  потребуются снижение  $U_{\text{эб}}$  от  $U_{\text{эб}}^*$  до  $U_{\text{эб}}^0$ , т. е. в этом случае  $U_{\text{эб}}^0 < U_{\text{эб}}^*$ .

Наклон различных характеристик будет изменяться также в зависимости от их положения в системе координат.

Из равенства (2.18) следует, что с увеличением  $I_{\text{к}}$ , т. е. с увеличением  $I_{\text{в}}$  угол наклона  $\psi$  будет возрастать. Чем дальше от оси токов характеристика, тем большую крутизну она имеет. Очевидно также, что угол наклона характеристик кремниевых транзисторов при одном и том же токе  $I_{\text{к}}$  будет меньше, чем германиевых за счет большей величины  $r_{\text{б}}^0$  и меньшей  $\alpha_0$ . Естественно, что у «хороших» транзисторов (малая величина  $r_{\text{б}}^0$  и большая  $\alpha_0$ ) наклон всего семейства характеристик будет большим, чем у «плохих» транзисторов.

Зависимость  $\psi$  от температуры  $T^\circ$  также определяется формулой (2.18): с ростом температуры наклон будет уменьшаться, т. е. появляется зависимость от способа снятия характеристик. При импульсном методе снятия наклон будет большим, чем в стационарном режиме при снятии на постоянном токе.

Расстояние между характеристиками по оси абсцисс (см. рис. 2.3), снятыми при различных токах эмиттера, в соответствии с (2.13) и (2.17) будет

$$U_{\text{кб}1}^0 - U_{\text{кб}}^0 = (I_{\text{в}1} - I_{\text{в}}) r_{\text{б}}^0 + \varphi_{\text{T}} (\ln I_{\text{в}1} - \ln I_{\text{в}}). \quad (2.20)$$

Как следует из этой формулы, расстояние между характеристиками также зависит от режима, параметров и способа их снятия. Однако зависимость от режима ( $I_{\text{в}}$ ) и от параметра  $r_{\text{б}}^0$  более заметна, чем зависимость от температуры ( $\varphi_{\text{T}}$ ), поскольку второй член формулы значительно меньше первого. Таким образом, для «плохих» транзисторов (большое  $r_{\text{б}}^0$ ) расстояния между характеристиками будут большими, зависимость же их от способа снятия (импульсный или стационарный режим) практически мало заметна.

Здесь удобно рассмотреть важнейший параметр транзистора — сопротивление насыщения  $r_{\text{н}}$ . Для схемы с ОБ (рис. 2.3)

$$r_{\text{нб}} = \frac{U_{\text{кбн}}}{I_{\text{кн}}} = \text{ctg } \psi', \quad (2.21)$$

т. е. в данном случае сопротивление насыщения для схемы с ОБ не совпадает с наклоном характеристики в области насыщения ( $\text{ctg } \psi$ ); оно определяется наклоном прямой, проходящей через начало координат и рабочую точку  $c$  или  $c_1$  (рис. 2.3). Возможны два режима «входа» транзистора в область насыщения: режим  $I_{\text{к}} = \text{const}$  и режим  $I_{\text{в}} = \text{const}$ . При постоянном токе коллектора сопротивление  $r_{\text{нб}}$



растет с ростом тока эмиттера. Физически это объясняется увеличением составляющей тока через базу ( $r_{\delta}^{\prime}$ ), обусловленной возросшим потоком основных носителей из базы в эмиттер (2.8). На рис. 2.3 это положение характеризуется перемещением рабочей точки с одной характеристики ( $I_{\delta}$ ) на другую ( $I_{\delta 1}$ ), из положения  $a$  в положение  $c_1$ .

При постоянном токе эмиттера сопротивление  $r_{н б}$  растет с уменьшением тока коллектора; в данном случае за счет падения экстракционной способности коллекторного перехода (поскольку снижается его потенциал  $\varphi$ ) и перераспределения потока неосновных носителей базы между коллекторным переходом и базой получается увеличение тока через сопротивление  $r_{\delta}^{\prime}$ . На рис. 2.3 это положение характеризуется переходом рабочей точки из положения  $a$  в положение  $c$  или из положения  $a_1$  в  $c_1$ .

Режимную и температурную зависимость можно количественно оценить, если ввести понятие о коэффициенте насыщения  $\nu$ . Для режима  $I_{\delta н} = \text{const}$   $\nu_{\delta} = I_{\delta н} / I_{\delta}^*$ , а для режима  $I_{н} = \text{const}$   $\nu_{н} = I_{н}^* / I_{н}$ .

Связь между коэффициентами  $\nu_{\delta}$  и  $\nu_{н}$  можно установить с помощью построений рис. 2.3. В точку  $c_1$  можно «попасть» двумя путями: из точки  $a_1$  и из точки  $a$ .

В первом случае можно записать (рис. 2.3)

$$\frac{I_{н 1}^*}{I_{н}} = \frac{I_{н 1}^*}{I_{н}^*} = \nu_{н}, \quad (2.22)$$

но  $I_{н 1}^* = \alpha_{01}^* I_{\delta 1}$ , а  $I_{н}^* = \alpha_0^* I_{\delta}$ . Тогда

$$\nu_{н} = \frac{\alpha_{01}^* I_{\delta 1}}{\alpha_0^* I_{\delta}} = \frac{\alpha_{01}^* I_{\delta н}}{\alpha_0^* I_{\delta}^*} = \frac{\alpha_{01}^*}{\alpha_0^*} \nu_{\delta}. \quad (2.23)$$

Таким образом, если считать  $\alpha_0^* \approx \alpha_{01}^*$  (что для наших целей и может быть принято), то

$$\nu_{\delta} \approx \nu_{н} = \nu. \quad (2.24)$$

Для получения выражения, связывающего  $r_{н б}$  и  $\nu$ , наиболее просто воспользоваться одной характеристикой рис. 2.3.

Учитывая (2.21), (2.22), (2.24) и рис. 2.3, получаем

$$r_{н б} = \frac{U_{н б}^0}{I_{н}} - \frac{U_{н б}^0 - U_{н б}^*}{I_{н}^*};$$

согласно (2.24)

$$r_{н б} = (\nu - 1) \frac{U_{кб}^0}{I_{к}^*} + \frac{U_{кб}^*}{I_{к}^*}, \quad (2.25)$$

$$r_{н б} = (\nu - 1) \frac{U_{кб}^0}{I_{к}^*} + \frac{U_{кб}^*}{I_{к}^*} \quad (2.26)$$

или

$$r_{н б} = (\nu - 1) \left( \frac{U_{эб'}}{I_{к}^*} + \frac{r_{б}'}{\alpha_0^*} \right) + \frac{r_{б}'}{B^*}. \quad (2.27)$$

После преобразований окончательно

$$r_{н б} = (\nu - 1) \frac{U_{эб'}}{I_{к}^*} + \left( \frac{\nu}{\alpha_0^*} - 1 \right) r_{б}'. \quad (2.28)$$

Если принять  $\alpha_0^* \approx 1$ , то в соответствии с (2.16) и (2.18)

$$r_{н б} \approx (\nu - 1) \operatorname{ctg} \psi, \quad (2.29)$$

$$r_{н б} \approx (\nu - 1) \left( \frac{r_{э}}{\alpha_0^*} \ln \frac{I_{э}}{I_{эб0}} + r_{б}' \right). \quad (2.30)$$

Последние две формулы дают возможность сделать выводы о зависимости  $r_{н б}$  от режима, температуры и условий на входе. Однако основное, что нужно здесь отметить, заключается в следующем. Во-первых,  $r_{н б}$  растет с ростом  $\nu$ , т. е. режим насыщения не дает выигрыша по сравнению с режимом усиления. Во-вторых,  $r_{н б}$  зависит от  $r_{б}'$  и растет с его увеличением. Оба указанных положения являются причинами, определяющими непригодность схемы с общей базой для работы транзистора в режиме переключения. В п. 2.2.2 при сравнении схем с ОБ и ОЭ будут приведены дополнительные причины, подтверждающие правильность этого практически важного вывода.

**Область усиления.** Характеристики могут быть сняты как при заданном токе эмиттера (система  $h$ -параметров), так и при заданном напряжении эмиттер — база (система  $y$ -параметров); тогда их уравнения будут иметь вид

$$I_{к} = I_{кб0} + \alpha_0 I_{э} \quad \text{при} \quad I_{э} = \operatorname{const}, \quad (2.31)$$

$$I_{к} = I_{кбк} + S U_{эб} \quad \text{при} \quad U_{эб} = \operatorname{const}. \quad (2.32)$$

Параметром, зависящим от  $U_{кб}$ , в уравнении (2.31) будет только  $\alpha_0$  («эффект Эрли»). Но изменения  $\alpha_0$  ( $U_{кб}$ ) будут мало сказываться на характеристиках, поскольку как при малых, так и при больших значениях  $U_{кб}$  коэффициент  $\alpha_0$  остается близким к единице. Поэтому практически

характеристики будут близки к прямым, параллельным оси напряжений. Расстояния между характеристиками по оси токов будут, как это следует из (2.31), пропорциональны  $\alpha_0$ . Поскольку  $\alpha_0(I_{\text{в}})$  может как падать, так и расти, оставаясь, однако, близким к единице, характеристики, при одинаковых приращениях  $I_{\text{в}}$ , внизу (при малых  $I_{\text{к}}$ ) и вверху (при больших  $I_{\text{к}}$ ) несколько сближаются, а при средних токах расстояния между ними будут максимальными соответственно максимальному значению  $\alpha_0$ . С ростом температуры  $\alpha_0$  в подавляющем большинстве случаев увеличивается, однако близость  $\alpha_0$  к единице дает право считать поле характеристик при различных температурах практически неизменным и, следовательно, не зависящим от способа снятия (импульсным методом или на постоянном токе).

Несколько сложнее описать топологию характеристик, определяемых уравнением (2.32). Последнее следует преобразовать, с тем чтобы выразить в явной форме члены, зависящие от  $U_{\text{кб}}$ ,  $T^\circ$  и  $U_{\text{эб}}$ :

$$I_{\text{к}} \approx I_{\text{кбк}} + \frac{\alpha_0 I_{\text{в}} U_{\text{эб}}}{U_{\text{эб}}} \approx I_{\text{кбк}} + \alpha_0 I_{\text{в}}$$

но согласно формуле (2.6) и рис. 2.4

$$I_{\text{в}} \approx I_{\text{эб}} e^{U_{\text{эб}}/\Phi_T}, \quad U_{\text{эб}} = U_{\text{эб}} - I_{\text{б}} r_{\text{б}}'$$

Тогда

$$I_{\text{к}} \approx I_{\text{кбк}} + \alpha_0 I_{\text{эб}} e^{(U_{\text{эб}} - I_{\text{б}} r_{\text{б}}')/\Phi_T}. \quad (2.33)$$

Из уравнения (2.33) следует, что при одинаковых приращениях параметра  $U_{\text{эб}}$  расстояние между характеристиками, пропорциональное крутизне  $S$  (2.32), будет экспоненциально возрастать, затем при достаточно больших токах  $I_{\text{к}}$  из-за падения  $\alpha_0$  начнет уменьшаться.

Наклон характеристик по отношению к оси напряжений (рис. 2.5) будет обусловлен отношением экспонент в уравнении (2.33). С ростом  $U_{\text{кб}}$  знаменатель будет падать, так как будет расти  $\alpha_0$  и падать ток  $I_{\text{б}}$ . Наклон будет тем больше, чем больше  $r_{\text{б}}'$  и  $U_{\text{эб}}$ . Последнее обстоятельство обуславливает веерообразное расхождение поля характеристик в сторону увеличения  $U_{\text{кб}}$ . В транзисторах с малым  $r_{\text{б}}'$  «веер» и наклон будут выражены слабее. Характеристики в системе  $y$ -параметров будут сильнее отличаться от линейных, чем характеристики в системе  $h$ -параметров.

Температура будет действовать на наклон, на «веер», на линейность и на расстояния между характеристиками. Все эти явления будут выражены тем слабее, чем выше температура. Следовательно, характеристики, снятые импульсным методом, будут иметь больший наклон, чем снятые

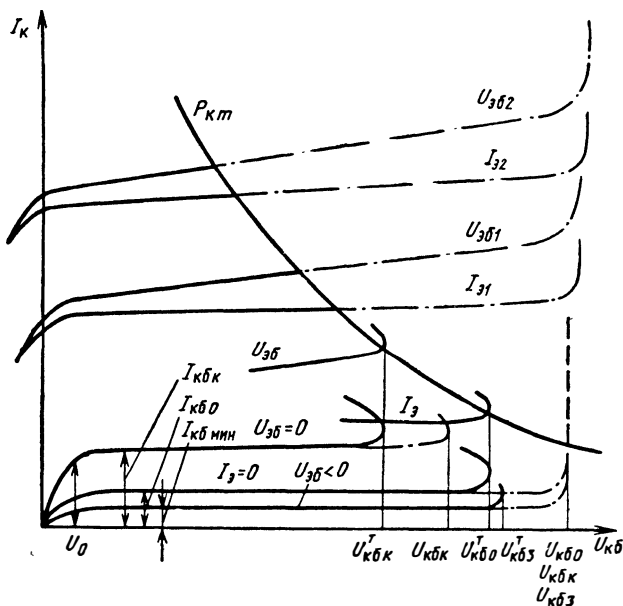


Рис. 2.5. Выходные характеристики транзистора в схеме с ОБ (пробивные напряжения определяются тепловым механизмом).

на постоянном токе. За счет сравнительно резкой зависимости тока  $I_{КБк}$  от температуры (по сравнению с  $I_{КБ0}$ ) поле характеристик будет несколько перемещаться вверх с ростом температуры.

С помощью наложенных друг на друга характеристик, определяемых уравнениями (2.32) и (2.33), может быть получена достаточная информация о свойствах, качестве и параметрах ( $r'_б$ ,  $h_{21Б}$ ,  $h_{21Б}$ ,  $Y_{21Б}$ ,  $Y_{21Б}$ ,  $h_{22Б}$ ,  $h_{22Б}$ ,  $Y_{22Б}$ ,  $Y_{22Б}$ ) транзистора в диапазоне токов, напряжений и температур.

**Область отсечки.** В области отсечки следует рассмотреть три основные характеристики (рис. 2.5), соответствующие  $I_Б = 0$  (обрыв в цепи эмиттера),  $U_{ЭБ} = 0$  (к. з. между

эмиттером и базой) и  $U_{эб} < 0$ . При  $I_э = 0$  и достаточном обратном смещении на коллекторе  $U_{кб}$  через коллекторный переход протекает начальный ток  $I_{кб0}$ . Уравнение характеристики имеет вид

$$I_к = I_{кб0}. \quad (2.34)$$

Ток  $I_{кб0}$  зависит от напряжения на коллекторе  $U_{кб}$ . При  $U_{кб} = 0$  ток коллектора равен нулю. По мере возрастания  $U_{кб}$  начинает расти и ток  $I_к$  за счет экстракции неосновных носителей из области коллектора и области базы. Рост тока  $I_к$  будет продолжаться до момента, пока все генерируемые теплом неосновные носители в припереходных областях не будут дрейфовать через переход; при некотором напряжении  $U_{кб}$  рост  $I_к$  прекратится, а величина его делается постоянной и равной  $I_{кб0}$ . Такое «насыщение» начального тока коллекторного перехода справедливо не для всех случаев. Генерация пар носителей происходит не только в припереходных областях, но и в самом переходе (в обедненном слое). Носители, появляющиеся здесь, выносятся полем перехода и увеличивают ток  $I_{кб0}$ . С ростом  $U_{кб}$  растут ширина (объем) перехода  $x_n$  генерируемых носителей и ток  $I_{кб0}$ . Если такая генерационная составляющая сравнима с составляющей от генерируемых в припереходных областях неосновных носителей, будет происходить рост  $I_{кб0}$ . Практически это явление заметно для транзисторов на основе кремния, который всегда содержит посторонние примеси, облегчающие возможности генерации носителей за счет дополнительных примесных уровней в запрещенной зоне. Кроме того, соотношение объемов, обуславливающих диффузионную и генерационную составляющие тока  $I_{кб0}$ , равно  $x_n/L$ , для кремния за счет малой диффузионной длины ( $L$ ) всегда больше, чем для германия.

Температура будет увеличивать  $I_{кб0}$ , поскольку будет расти число генерируемых неосновных носителей, и вольт-амперная характеристика (2.34) с ростом температуры будет подниматься параллельно самой себе. Ее начальный участок с ростом температуры будет увеличивать свою крутизну, поскольку при одном и том же напряжении на переходе число проходящих через него неосновных носителей, а следовательно, и ток, будут расти.

При  $U_{эб} = 0$  уравнение выходной характеристики примет вид

$$I_к = I_{кбк}. \quad (2.35)$$

При коротком замыкании между выводами эмиттер — база ( $U_{эб} = 0$ ) на эмиттерный переход подается некоторое прямое смещение за счет падения напряжения  $I_б \cdot r'_б$  (рис. 2.4), барьер несколько снижается и начинается инжекция носителей в базу. В этом случае ток коллектора определяется следующим очевидным равенством:

$$I_{кб к} = I_{кб0} + \alpha_0 I_э, \quad (2.36)$$

т. е. характеристика при  $U_{эб} = 0$  будет проходить выше характеристики при  $I_э = 0$ .

Для выяснения зависимости формы характеристики от напряжения на коллекторе, температуры и параметров транзистора несколько преобразуем формулу (2.36) с учетом (2.6):

$$I_э = I_{эб0} (e^{I_б r'_б / \Phi_T} - 1), \quad (2.37)$$

$$\frac{dI_э}{dI_б} = (I_э + I_{эб0}) \frac{r'_б}{\Phi_T} = \frac{1}{1 - \alpha_0}, \quad (2.38)$$

$$\alpha_0 I_э \frac{r'_б}{\Phi_T} + \alpha_0 I_{эб0} \frac{r'_б}{\Phi_T} = \beta_0.$$

Тогда

$$\alpha_0 I_э = \frac{\Phi_T}{r'_б} \beta_0 - \alpha_0 I_{эб0} \approx \frac{\Phi_T}{r'_б} \beta_0 \quad (2.39)$$

или

$$I_{кб к} \approx I_{кб0} + \frac{kT}{q} \frac{\beta_0}{r'_б}. \quad (2.40)$$

Таким образом все соображения, высказанные выше для характеристики  $I_{кб} = I_{кб0}$ , остаются справедливыми и здесь. Однако наличие второго члена в формуле (2.40) указывает на более резкую зависимость  $I_{кб к}$  от  $U_{кб}$  и от  $T$ . С ростом  $U_{кб}$  растет  $\beta_0$ , отчего характеристика (2.36) имеет больший наклон, чем характеристика (2.34). Появляется также зависимость от способа снятия: характеристики, снятые на постоянном токе, за счет прогресса имеют больший наклон, чем при снятии импульсным способом.

Для «хороших» транзисторов, имеющих большую величину отношения  $\beta_0 / r'_б$ , зависимость наклона от обоих параметров будет более резкой и разница между  $I_{кб к}$  и  $I_{кб0}$  также будет большей. При  $U_{эб} < 0$  уравнение выходной характеристики имеет вид

$$I_{кб} = I_{кб \text{ мин}}. \quad (2.41)$$

Через обратносмещенный эмиттерный переход протекает начальный ток  $I_{\text{вб}0}$ . Тогда за счет разделения потока неосновных носителей базы на два — поток через эмиттерный и поток через коллекторный переходы, соответствующая составляющая тока  $I_{\text{кб}0}$  падает. Через коллекторный переход протекает ток  $I_{\text{кб мин}} < I_{\text{кб}0}$ . Этот ток следует считать минимально возможным коллекторным током транзистора.

При этих условиях через эмиттерный переход также протекает  $I_{\text{эб мин}} < I_{\text{эб}0}$ , тогда:

$$I_{\text{кб мин}} = I_{\text{кб}0} - (I_{\text{эб}0} + I_{\text{эб мин}}). \quad (2.42)$$

Все изложенное относительно топологии характеристики  $I_{\text{к}} = I_{\text{кб}0}$  (зависимость от температуры, напряжения на коллекторе и материала) остается в силе и для характеристики  $I_{\text{к}} = I_{\text{кб мин}}$ .

Из всех трех рассмотренных характеристик области отсечки, специфической для схемы с ОБ, следует считать только характеристику при  $I_{\text{в}} = 0$ . Характеристики при  $U_{\text{эб}} = 0$  и  $U_{\text{эб}} < 0$  являются общими для схем с ОБ и ОЭ.

**Область умножения.** Эта область граничит с областями усиления и отсечки. «Граница» проходит в непосредственной близости от точек, характеризующихся началом более или менее резкого возрастания тока коллектора, где производная  $dI_{\text{к}}/dU_{\text{кб}}$  стремится к бесконечности или  $r_{\text{к}} = 0$ . В ряде случаев в схеме с ОБ эти точки практически не достигаются. Тогда фиксируется заранее определенная величина тока коллектора ( $I_{\text{к}} > I_{\text{кб}0}$ ), при которой и принимается максимальное (пробивное) значение напряжения коллектора или эмиттера.

Форма и вид характеристик, зависимость их от температуры, тока и способа снятия определяются механизмом размножения носителей в переходе. Для транзисторов, как будет показано ниже, в основном, характерны два механизма — тепловой (термический) и лавинный (электрический) пробой.

В случае теплового пробоя размножение носителей обоих знаков происходит в результате воздействия тепла на решетку германия или кремния, атомы которой при этом ионизируются, отдавая в свободную зону электроны и образуя в валентной зоне дырки. Для того чтобы процесс приобрел нарастающий, кумулятивный характер, необходимо, чтобы количество тепла, выделяемое в транзисторе в единицу времени, было бы больше тепла, отводимого от транзистора.

Исходя из условий равенства этих количеств, может быть получено напряжение, при котором нарушается тепловой баланс и наступает неуправляемое возрастание термозависимого компонента тока коллектора, например тока  $I_{кб0}$ : \*)

$$U_{кб}^* = \frac{1}{KR_{пс}I_{кб0}}. \quad (2.43)$$

Здесь  $K = \frac{\Delta \epsilon}{kT^2}$ ;  $I_{кб0} = I_{кб0}^0 e^{K\Delta T}$ ;  $\Delta T = T_{п} - T_{с}$ ;  $I_{кб0}^0 = I_{кб0}$  при  $T = + 25^\circ \text{C}$ .

В области отсечки были рассмотрены характеристики, соответствующие трем режимам на входе транзистора и трем начальным токам:  $I_{кб0}$ ,  $I_{кб к}$  и  $I_{кб мин}$ . В формулу (2.43) вместо  $I_{кб0}$  соответственно двум другим случаям должны быть подставлены  $I_{кб к}$  и  $I_{кб мин}$ , тогда, поскольку  $I_{кб к} > I_{кб0}$ , напряжение теплового пробоя  $U_{кб к}^*$  будет меньше напряжения  $U_{кб0}^*$ , а поскольку  $I_{кб мин} < I_{кб0}$ ,  $U_{кб0}^*$  будет больше  $U_{кб0}^*$ . Все три характеристики в области умножения (сплошные линии) и соответствующие им напряжения теплового пробоя показаны на рис. 25.

В случае инжекции носителей в базу со стороны эмиттерного перехода ( $I_{э} > 0$  и  $U_{эб} > 0$ ), коллекторный ток  $I_{к}$  в дополнение к термозависимой составляющей  $I_{кб0}$  или  $I_{кб к}$  получает составляющую, не изменяющую с температурой свою величину, поэтому тепловая положительная обратная связь будет уменьшаться по мере роста тока через эмиттер. Количественно это выражается в необходимости увеличения перегрева  $\Delta T$ , которому соответствует тепловой пробой:

$$\Delta T = \frac{1}{K} \left( 1 + \frac{I_{к}}{I_{кб0}^0} \right). \quad (2.44)$$

Величина  $\Delta T$  ограничивается  $T_{п} = T_{макс}$ , что соответствует току  $I_{к}$ , при котором достигается  $P_{км}$ . Поэтому характеристики для  $U_{эб} > 0$  или  $I_{э} > 0$  при тепловом пробое с ростом  $I_{к}$  поднимаются только до пересечения с гиперболой  $U_{кб} = P_{км}/I_{к}$  (рис. 2.5).

Форма характеристики в области умножения определяется производной  $dU_{кб}/dT$  (или  $r_{к}$ ), которая, как будет показано ниже (гл. 5), проходя через нуль (точка пробоя), меняет свой знак, а следовательно, меняет знак и дифферен-

\*) Вывод этой формулы и других соотношений области умножения подробно дается в гл. 5.



циальное сопротивление коллектора  $r_k$ . Таким образом, характеристика при тепловом пробое имеет резкий изгиб и участок отрицательного сопротивления ( $r_k < 0$ ). Положение участка умножения и зависимость его от температуры и параметров определяется положением и зависимостями соответствующих характеристик в области отсечки и усиления, рассмотренных ранее.

Напряжение пробоя в случае лавинного пробоя будет определяться механизмом размножения, при котором пары электрон — дырка образуются в результате столкновения достаточно энергичных носителей с атомами кристалла. При этом атомы ионизируются, образуются новые пары, ускоряемые полем, новые столкновения и т. д.; процесс нарастает лавинообразно и ток через переход за очень короткое время ( $0,1 - 1$  нсек) достигает больших величин. Пробой будет соответствовать  $I_k = \infty$  или  $r_k = 0$

Напряжение пробоя будет тем больше, чем шире переход, поскольку для создания условий лавинного роста носителей требуется определенная критическая напряженность электрического поля внутри области пространственного заряда. Следовательно, переходы из высокоомного материала будут иметь большее пробивное напряжение  $U_{\text{макс}}$ .

Это напряжение определяется эмпирической формулой [21].

$$U_{\text{макс}} = C_1 \rho^{C_2}. \quad (2.45)$$

Здесь  $\rho$  — удельное электрическое сопротивление для области, где расположена наибольшая часть слоя пространственного заряда,  $C_1$  и  $C_2$  — постоянные, зависящие от типа материала коллектора и базы.

Как правило, при прочих равных условиях, величина  $U_{\text{макс}}$  для кремния приблизительно в два раза больше, чем германия. Из формулы (2.45) следует, что напряжение  $U_{\text{макс}}$  зависит от тока и температуры так же, как удельное сопротивление  $\rho$  (чем сильнее легирован материал, тем резче эта зависимость). В области температур, меньших  $T_{\text{макс}}$ , удельное сопротивление и пробивное напряжение перехода с увеличением температуры растут. При температурах, больших  $T_{\text{макс}}$ , — наоборот, падают, однако, поскольку транзистор не работает при температурах  $T_{\text{п}} > T_{\text{макс}}$ , следует считать, что  $U_{\text{кб макс}}$  несколько растет с температурой; характеристики, снятые при токах  $I_a > 0$ ,

за счет нагрева будут загибаться при больших напряжениях (рис. 2.5).

Зависимость формы характеристики от типа транзистора при лавинном пробое может быть получена с помощью эмпирической формулы [21] для коэффициента размножения носителей в переходе:

$$M = \frac{1}{1 - (U_{кб}/U_{макс})^n} \cdot \quad (2.46)$$

Коэффициент  $n$  равен 3 для  $p$ - $n$ - $p$  германиевых и  $n$ - $p$ - $n$  кремниевых и 5 для  $p$ - $n$ - $p$  кремниевых и  $n$ - $p$ - $n$  германиевых транзисторов. Величина  $M$  показывает, во сколько раз возрос ток коллектора при лавинном умножении в коллекторном переходе по сравнению с током в отсутствие умножения. Поэтому для режима умножения коэффициент передачи тока равен произведению  $\alpha_0 M$ , а ток коллектора — произведению  $I_K M$ . По мере роста  $U_{кб}$  коэффициент  $M$  будет возрастать и при  $U_{кб} = U_{кб0} = U_{макс}$  знаменатель в формуле (2.46) станет равным нулю, а  $M$  — бесконечности. Ток коллектора, равный произведению  $I_{кб0} M$  или  $I_K M$ , также будет равен бесконечности. Точка пробоя будет определяться как  $r_k = 0$ . На рис. 2.5 штрих-пунктиром показана форма характеристик при электрическом пробое для различных условий на входе транзистора.

Напряжение  $U_{кб0}$  может быть как больше, так и меньше напряжения  $U_{кб0}^T$ : это зависит от причин, обуславливающих тот или иной механизм пробоя. В одних случаях существует только электрический пробой и тогда  $U_{кб0} < U_{кб0}^T$ ; в других — только тепловой и тогда  $U_{кб0} > U_{кб0}^T$  (рис. 2.5). Могут действовать одновременно и оба механизма. Во всех случаях форма характеристики будет различна.

Механизм пробоя определяется мощностью транзистора и материалом, из которого изготовлен транзистор, и зависит от способа снятия характеристик. Различные сочетания всех этих условий приводят к различным механизмам пробоя — лавинному, тепловому, либо к совместному, комбинированному пробую. Рассмотрим возможные случаи таких сочетаний.

Как правило, для узких переходов (для германия  $0,5 < \rho < 7$  ом·см) возможен только электрический пробой, в широких переходах ( $\rho > 7$  ом·см для германия) — тепловой пробой. Во втором случае необходимая для лавин-

ного пробоя напряженность электрического поля в переходе практически не достигается и поэтому обычно раньше, при меньших напряжениях на коллекторе, наступает тепловой пробой.

Транзисторы малой мощности имеют малые площади переходов и, следовательно, малые тепловые токи ( $I_{к60}$ ). Поэтому в соответствии с формулами (2.43) и (2.44) напряжение теплового пробоя будет составлять сотни вольт, а лавинный пробой, наоборот, будет наступать при значительно меньших напряжениях, чем тепловой. Для изготовления маломощных транзисторов обычно используется сравнительно низкоомный материал, обуславливающий малую ширину коллекторного перехода и, следовательно, достаточную для ударной ионизации напряженность поля при малых напряжениях на коллекторе. Поэтому следует считать, что в таких транзисторах, как правило, действует лавинный механизм умножения носителей, т. е. электрический пробой. Место загиба характеристик в этом случае практически не будет зависеть от тока коллектора и способа снятия (на рис. 2.5 показаны характеристики, соответствующие снятым на относительно больших по времени импульсах мощности на коллекторе).

Мощные транзисторы с большими площадями переходов имеют большие токи  $I_{к60}$  и, следовательно, меньшее напряжение теплового пробоя, которое будет меняться в зависимости от условий на входе ( $I_{в} = \text{const}$  или  $U_{вб} = \text{const}$ ). Однако здесь проявляется более резкая зависимость как напряжения пробоя, так и механизма размножения от длительности импульсов, ширины и площади перехода. В транзисторах из низкоомного материала при коротких импульсах наблюдается лавинный пробой; с увеличением длительности импульса могут появиться тепловой и электрический пробой одновременно и, при больших длительностях и на постоянном токе, — тепловой пробой. В транзисторах из высокоомного материала, как правило, будет тепловой пробой, однако при очень коротких импульсах может произойти электрический пробой; в зависимости от соотношений ширины и площади перехода при определенной длительности импульсов будут действовать оба механизма.

Таким образом, можно отметить, что в мощных транзисторах, кроме лавинного, действует и тепловой механизм пробоя, и место загиба характеристики будет зависеть от способа их снятия и от условий на входе.

Для транзисторов малой мощности поле характеристик должно определяться с учетом штрих-пунктирных линий (рис. 2.5). Мощные транзисторы из высокоомного материала будут иметь характеристики, указанные на рис. 2.5 сплошными линиями, из низкоомного материала — характеристики обоих указанных видов; на постоянном токе и длинных импульсах характеристикам, обозначенным сплошными линиями, при коротких импульсах — штрих-пунктирными. Кроме того, вид поля характеристик будет зависеть от места гиперболы мощности, которая будет сдвигаться вверх при укорочении импульсов мощности.

Таким образом, резюмируя все сказанное относительно выходных характеристик транзистора в схеме с ОБ, можно сделать следующие основные выводы.

Поскольку транзисторы всех мощностей работают как при заданном токе  $I_B$ , так и при заданном напряжении  $U_{BБ}$ , поэтому желательно приводить в одних осях ( $I_K$ ;  $U_{КБ}$ ) оба семейства характеристик  $I_K(U_{КБ})_{I_B=\text{const}}$  и  $I_K(U_{КБ})_{U_{BБ}=\text{const}}$ . По взаимному положению обоих семейств можно судить, во-первых, о качестве транзистора и, во-вторых, о возможностях различных схемных вариантов использования транзистора.

Анализ процессов в области умножения показывает, что вид пробойных участков вольтамперных характеристик при определенных условиях может сильно зависеть от температуры, а следовательно, от длительности и формы импульсов, на которых снимается характеристика. Поэтому для снятия характеристики необходимо пользоваться импульсным методом, исключая тепловой пробой и отражающим только лавинный механизм.

Для того чтобы отразить также и явления, связанные с тепловым механизмом пробоя и тепловыми ограничениями, желательно на семейство характеристик с участками электрического пробоя нанести гиперболу максимальной постоянной мощности, рассеиваемой транзистором без теплоотвода или с определенным теплоотводом simplestей геометрии (например, прямоугольная, квадратная или круглая пластина).

Для транзисторов, работающих в режимах усиления малых сигналов, должны приводиться характеристики для диапазона номинальных (небольших) токов коллектора, соответствующих режиму измерения  $\alpha_0$  или  $\beta_0$ ; для транзисторов, работающих в режимах усиления больших сигнала-

лов, — характеристики, охватывающие широкий диапазон токов, вплоть до  $I_{кМ}$ . Участки насыщения семейства выходных характеристик для схемы с общей базой не имеют смысла, поскольку с ростом  $\nu$  сопротивление насыщения растет, т. е. параметры схемы ухудшаются. Однако зависимость наклона этих участков и расстояний между ними по оси напряжений от параметра  $r'_б$  дает возможность, просматривая участки на характеристикографе, судить о качестве транзисторов или выбрать из группы наилучший транзистор, с наименьшей величиной  $r'_б$ .

Число характеристик практически установлено — оно должно быть не менее 8 и не более 15 [19, 20, 22, 49].

### 2.2.2. Схема с общим эмиттером

**Область насыщения.** Рассмотрим все явления при тех же допущениях, которые были приняты для схемы с общей базой в области насыщения. В схеме с общим эмиттером представляют интерес два параметра — сопротивление насыщения  $r_{нэ}$  и минимальное напряжение в транзисторе  $U_{кэ мин}$ , которые здесь также целесообразно дополнительно рассмотреть.

Абсцисса точки  $a$  рис. 2.6 — точки перегиба характеристики на границе областей усиления и насыщения — определяется равенством нулю напряжения  $U_{кб'}$ . По сравнению со схемой с ОБ, где аргументом является напряжение  $U_{кб}$ , в данном случае должно быть напряжение  $U_{кэ}$ , которое определяется следующим очевидным (рис. 2.7) соотношением:

$$U_{кэ} = U_{бэ} - U_{кб'} \quad (2.47)$$

Напряжение  $U_{кб'}$ , как и в случае схемы с ОБ, в режиме насыщения имеет обратный знак по отношению к напряжению в режиме усиления, а напряжение  $U_{кэ}$  не меняет своего знака. Таким образом, точка перегиба вольтамперных характеристик будет расположена справа от оси ординат (для схемы с ОБ — слева). При  $U_{кб'} = 0$  в соответствии с (2.11) и (2.47) можно получить выражение для  $U_{кэ}^*$ , т. е. для абсциссы точки  $a$ :

$$U_{кэ}^* = U_{бэ}^* - I_{б'} r'_б \quad (2.48)$$

В данном случае считаем заданным ток, т. е.  $I_{б} = \text{const}$ , поэтому звездочка стоит только у напряжений.

Из (2.48) может быть получена ордината точки  $a$ :

$$I_K^* = \frac{(U_{ба}^* - U_{ка}^*) B}{r'_б} \quad (2.49)$$

Абсцисса точки  $b$ , в которой ток  $I_K = 0$ , в соответствии с (2.13) и (2.27) будет

$$U_{кз}^0 = U_{кз \text{ мин}} \quad (2.50)$$

Для установления топологии можно принять  $U_{кз \text{ мин}} = 0$  и считать, что все характеристики для схемы с ОЭ

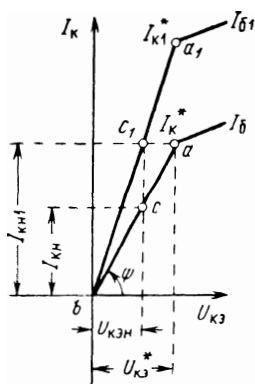


Рис. 2.6. Начальные участки выходных характеристик транзистора в режиме насыщения в схеме с ОЭ.

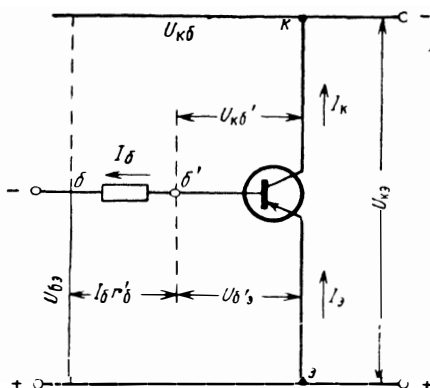


Рис. 2.7. Схема реального  $p-n-p$  транзистора с ОЭ и полярность напряжений в режиме насыщения.

выходят из начала координат. Ниже вопрос об  $U_{кз \text{ мин}}$  будет рассмотрен более подробно.

Примем, как и в случае схемы с ОБ, характеристику в области насыщения за прямую, проходящую через точки  $a$  и  $b$  (рис. 2.6).

Угол наклона  $\psi$  этой прямой определяется через отношение ординаты точки  $a$  ( $I_K^*$ ) к разности абсцисс точек  $a$  и  $b$ , которая, как следует из выражений (2.48) и (2.50), равна  $U_{ба}^* - I_{б}^* r'_б$ . Тогда

$$\psi = \text{arcctg} \frac{U_{ба}^* - I_{б}^* r'_б}{I_K^*} \quad (2.51)$$

Сравнивая формулы (2.14) и (2.51), можно отметить, что угол наклона характеристик в режиме насыщения в обоих случаях будет одинаковым лишь в одном случае, когда в качестве параметра характеристик будет  $U_{эб} = \text{const}$ , а не  $I_{э} = \text{const}$  и  $I_{б} = \text{const}$ .

Для схемы с ОЭ при одних и тех же преобразованиях формул (2.14) и (2.51) последняя формула примет вид

$$\psi = \text{arccctg} \left( \frac{r_{э}}{\alpha_0^*} \ln \frac{I_{э}}{I_{эб0}} \right) = \text{arctg} \frac{U_{эб}^0}{I_{к}^*}. \quad (2.52)$$

Сравнивая (2.18) и (2.52), видим, что в отличие от схемы с ОБ здесь наклон независимо от условий на входе не связан с параметром  $r_{э}$ . Это положение подтверждается формулой (2.19) для  $I_{б} = \text{const}$ , которая фактически соответствует схеме с ОЭ, хотя и получена из условий для схемы с ОБ.

Топологическая картина — зависимость  $\psi$  от температуры, тока эмиттера (базы) и способа снятия — определяется из формулы (2.52) и практически остается такой же, как и в случае схемы с ОБ. Однако здесь  $\psi$  не зависит от условий на входе.

Сопrotивление насыщения  $r_{нэ}$  в данном случае в отличие от  $r_{нб}$ , совпадает с котангенсом угла наклона характеристики ( $\psi$ ), поэтому на основании (2.52).

$$r_{нэ} = \frac{\Phi_T}{I_{к}^*} \ln \frac{I_{э}}{I_{эб0}}. \quad (2.53)$$

С ростом тока и с уменьшением температуры  $r_{нэ}$  уменьшается.

Аналогично предыдущему определим связь между коэффициентами насыщения, соответствующими двум режимам «ввода» транзистора в насыщение  $I_{кн} = \text{const}$  и  $I_{бн} = \text{const}$  (см. рис. 2.6):

$$v_{к} = \frac{B_1^*}{B^*} v_{б} \quad (2.54)$$

или при  $B_1^* \approx B^*$

$$v_{к} = v_{б} = v = \frac{I_{бн}}{I_{б}^*}. \quad (2.55)$$

Для режима  $I_{кн} = \text{const}$  формулу (2.53) следует несколько преобразовать, подставив туда зависимый от коэффициента насыщения ток на границе насыщения. Теперь, как это следует из рис. 2.6 и формулы (2.22), он принимает значе-

ния  $I_{\kappa}^*$ ,  $I_{\kappa 1}^*$ , ...,  $\nu I_{\kappa}^*$ . Тогда

$$r_{н в} = \frac{\Phi T}{\nu I_{\kappa}^*} \ln \frac{I_{\text{э}}}{I_{\text{э}60}}, \quad (2.56)$$

т. е. обратно пропорционально коэффициенту насыщения.

Для режима  $I_{б н} = \text{const}$   $I_{\kappa}^*$  не зависит от  $\nu$ , поскольку в этом случае используется одна характеристика (см. рис. 2.6), и  $r_{н в}$ , при принятых нами допущениях, также не зависит от  $\nu$ . Формулы, полученные выше, дают возможность сравнить схемы с ОБ и с ОЭ в режиме насыщения и сделать следующие основные выводы.

Сопротивление насыщения  $r_{н в}$  при любых коэффициентах  $\nu$  меньше  $r_{н б}$  за счет отсутствия влияния  $r_{б}^*$ ; величина  $r_{н в}$  с увеличением  $\nu$  уменьшается, а  $r_{н б}$  увеличивается. Для схемы с ОБ наивыгоднейший режим (наименьшее  $r_{н б}$ ) — на границе насыщения. От этой точки для схемы с ОЭ начинается уменьшение  $r_{н в}$ , а для схемы с ОБ — увеличение  $r_{н б}$ . В схеме с ОЭ хорошо реализуется возможность уменьшения сопротивления насыщения в инверсном включении транзистора. Для схемы с ОБ это уменьшение мало заметно, поскольку  $r_{н б}$  содержит большое слагаемое  $r_{б}^*$  (2.30), которого нет в выражении (2.53) для  $r_{н в}$ . Сопротивление  $r_{н б}$  довольно резко зависит от условий на входе (2.15), (2.16), (2.19), (2.29);  $r_{н в}$  не зависит от условий на входе. Поскольку  $r_{н в}$  практически не зависит от  $r_{б}^*$ , а  $r_{н б}$  зависит, то вероятность разброса  $r_{н}$  от транзистора к транзистору для схемы с ОБ больше, чем для схемы с ОЭ.

Ток во входной цепи для схемы с ОБ, необходимый для поддержания постоянной степени насыщения в режиме  $I_{\kappa н} = \text{const}$ , больше тока для схемы с ОЭ. Соотношение между токами может быть получено исходя из закона Кирхгофа, связывающего токи  $I_{б}$ ,  $I_{\text{э}}$  и  $I_{\kappa}$ :

$$I_{\text{э} н} = I_{б н} \left( 1 + \frac{I_{\kappa}^*}{I_{б н}} \right) = I_{б н} \left( 1 + \frac{I_{\kappa}^*}{I_{б}^* \nu} \right). \quad (2.57)$$

Тогда

$$\frac{I_{\text{э} н}}{I_{б н}} = 1 + \frac{B^*}{\nu}. \quad (2.58)$$

К неудобствам схемы с ОБ следует отнести невозможность запереть транзистор приложением импульса только ко входу, а также необходимость вращения фазы напряжения на коллекторе на  $180^\circ$  при отпирании транзистора, т. е.



при переходе от режима усиления и отсечки к режиму насыщения. Таким образом, схема с ОБ практически не пригодна для использования в области насыщения и не может быть рекомендована для режима переключения [17]. Параметрами области насыщения в схеме с ОБ транзистор характеризовать нецелесообразно.

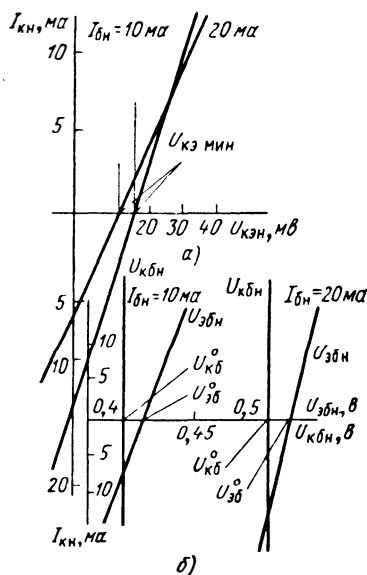


Рис. 2.8. Начальные участки выходных характеристик маломощного сплавного германиевого транзистора в схеме с ОЭ при  $I_{бн} = \text{const}$  (а) и зависимость тока коллектора  $I_{кн}$  от составляющих  $U_{кэ}$  напряжений на эмиттерном ( $U_{эбн}$ ) и коллекторном ( $U_{кбн}$ ) переходах в режиме насыщения при  $I_{бн} = \text{const}$  для германиевого сплавного маломощного транзистора (б).

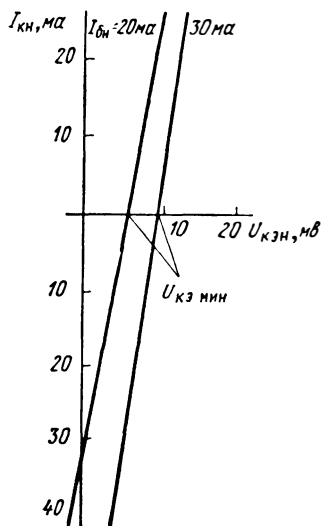


Рис. 2.9. Начальные участки выходных характеристик мощного германиевого сплавного транзистора в схеме с ОЭ при  $I_{бн} = \text{const}$ .

В заключение рассмотрим более подробно один из важных параметров транзистора — минимальное напряжение между коллектором и эмиттером  $U_{кэ \text{ мин}}$ . На рис. 2.8 и 2.9 показаны участки насыщения, снятые экспериментально для сплавных бездрейфовых германиевых транзисторов малой (рис. 2.8) и большой (рис. 2.9) мощностей. Кривые

сняты при  $I_{кн} = \text{const}$  для того, чтобы исключить падение напряжения на  $r'_6$  при определении  $U_{кэ \text{ мин}}$ , в данном случае равно разности напряжений  $U_{эб}^0$  и  $U_{кб}^0$ . Здесь, кстати, следует отметить, что принятое нами в начале параграфа предположение о линейности участков насыщения, как видно из рисунков, вполне справедливо.

Равенство нулю тока коллектора при инжекции носителей из эмиттера может быть достигнуто либо обрывом в цепи коллектора, либо приложением к коллекторному переходу такого напряжения в прямом направлении, при котором, так же как при обрыве, ток базы становится равным току эмиттера.

Если считать транзистор линейной системой в определенной области напряжений, близких к границе между насыщением и усилением (как мы убедились, такое допущение справедливо), то ток коллектора можно представить себе состоящим из разности двух составляющих,  $I_{к1}$  и  $I_{к2}$ , направленных в противоположные стороны. Ток  $I_{к1}$  — это, в основном, ток, инжектируемый эмиттерным и экстрагируемый коллекторным переходами, выходящий из базы в коллектор, а  $I_{к2}$  — инжектируемый коллекторным переходом, входящий в базу ток. Величина каждого из токов при прямосмещенном эмиттере зависит только от величины и знака напряжения на коллекторе  $U_{кб}$  или  $U_{кб}'$ . Ток коллектора в соответствии с (2.5) и (2.6):

при обратном смещении на коллекторе

$$I_{к1} = \alpha_0 I_{э} = \alpha_0 I_{эб0} e^{U_{эб}'/\varphi_T}, \quad (2.59)$$

при прямом смещении

$$I_{к2} = I_{кб0} (e^{U_{кб}'/\varphi_T} - 1). \quad (2.60)$$

При токе коллектора, равном нулю,  $I_{к1} = I_{к2}$ , или, пренебрегая единицей по сравнению с экспонентой (это вполне допустимо, так как даже  $U_{кб}^0$  или  $U_{эб}^0$ , как это видно из рис. 2.8, б, в 15—20 раз больше  $\varphi_T$ ):

$$\alpha_0 I_{эб0} e^{U_{эб}^0/\varphi_T} = I_{кб0} e^{U_{кб}^0/\varphi_T}. \quad (2.61)$$

Для сплавного бездрейфового транзистора, как отмечено выше и видно из рис. 2.8, б,  $U_{эб}^0 > U_{кб}^0$ , поэтому

$$U_{кэ \text{ мин}} = U_{эб}^0 - U_{кб}^0 = \varphi_T \ln \frac{I_{кб0}}{\alpha_0 I_{эб0}}. \quad (2.62)$$

В этом выражении учитывается разница между коллекторной и эмиттерной областями транзистора; чем она больше, тем больше  $U_{кэ\text{ мин}}$ .

Используя известное выражение [23]

$$\frac{I_{кб0}}{I_{эб0}} = \frac{\alpha_0}{\alpha_{0I}} \quad (2.63)$$

и подставляя его в (2.62), получим известные формулы для прямого и инверсного включения транзистора:

$$U_{кэ\text{ мин}} = \varphi_T \ln \frac{1}{\alpha_{0I}} \quad (2.64)$$

и

$$U_{кэ\text{ мин} I} = \varphi_T \ln \frac{1}{\alpha_3} \quad (2.65)$$

Поскольку  $\alpha_0$  всегда больше  $\alpha_{0I}$ , минимальное напряжение в инверсном включении значительно меньше, чем в прямом. Более подробно вопрос об  $U_{кэ\text{ мин}}$  рассмотрен в специальной, 7 главе.

**Область усиления.** Различия между характеристиками, снятыми при заданных напряжениях и токе на входе, т. е. между характеристиками:

$$I_{к} = I_{кэ\text{ к}} + SU_{бэ} \quad \text{при} \quad U_{бэ}' = \text{const} \quad (2.66)$$

и

$$I_{к} = I_{кэ0} + BI_{б} \quad \text{при} \quad I_{б} = \text{const}, \quad (2.67)$$

в схеме с ОЭ и в этой области заметны наиболее резко.

Характеристики по уравнениям (2.32) и (2.66) топологически одинаковы и отличаются только положением относительно оси ординат. Характеристики схемы с ОБ (2.32) сдвинуты влево от соответствующих характеристик схемы с общим эмиттером (2.66) на величину  $U_{эб} = U_{бэ}$ . Таким образом, все выводы, касающиеся вида характеристик схемы с ОБ, применимы и в данном случае, только вместо  $U_{кб}$  следует применять  $U_{кэ}$ , а вместо  $U_{эб}$  — в формулах и в тексте  $U_{бэ}$ .

Характеристика по уравнению (2.67) требует отдельного рассмотрения, так как резко отличается своим видом и наклоном от характеристик (2.31), (2.32) и (2.66). Для рассмотрения несколько преобразуем уравнение (2.67) с учетом соотношения (см. п. 5.6.2)

$$I_{кэ0} = \frac{I_{кб0}}{1 - \alpha_0} \approx BI_{кб0} \quad (2.68)$$

Тогда

$$I_{\kappa} \approx B(I_{\kappa\beta 0} + I_{\beta}). \quad (2.69)$$

В выражении (2.69) величиной, зависящей от  $U_{\kappa\beta}$ , будет  $B$ . С ростом  $U_{\kappa\beta}$  уменьшается толщина базы (эффект Эрли), растет коэффициент  $\alpha_0$  и более резко величина  $B$ . Таким образом, при постоянных токах  $I_{\kappa\beta 0}$  и  $I_{\beta}$  ток  $I_{\kappa}$  будет возрастать, характеристика получит наклон. Это свойство присуще в основном низкочастотным сплавным транзисторам с широкой базой, где эффект Эрли наиболее заметен. В высокочастотных транзисторах с тонкой базой (сплавно-диффузионных, планарных, эпитаксиальных и др.) коллекторный переход, расширяясь, распространяется в основном в область коллектора, поэтому величины  $\alpha_0$  или  $B$  зависят от  $U_{\kappa\beta}$  более слабо, и характеристики таких транзисторов имеют меньший наклон.

Коэффициент усиления  $B$  зависит от тока: в области малых токов с ростом тока он возрастает, а при больших токах начинает падать, поэтому поле характеристик в нижней и верхней своих частях будет сгущено (расстояния между характеристиками уменьшены), а в средней—разрежено.

Зависимость  $B$  от температуры определяет некоторую специфичность поля характеристик. С увеличением температуры  $B$  растет, и расстояния между характеристиками увеличиваются. При снятии характеристик на постоянном токе расстояния между ними увеличиваются в области больших напряжений, где транзистор получает дополнительный разогрев и в некоторых случаях характеристики получают дополнительный изгиб; нарушается параллельность, и поле характеристик приобретает вид веера. Особенно заметно это явление будет для мощных транзисторов, разогрев которых всегда больше, чем маломощных. При импульсном методе снятия характеристик их расхождение или изгиб будут заметны тем меньше, чем короче импульсы тока.

Сравнение характеристик, описываемых уравнениями (2.31), (2.32), (2.66) и (2.67), дает возможность сделать следующие практически важные замечания. Наклон характеристик определяет выходное дифференциальное сопротивление транзистора, которое равно котангенсу угла наклона характеристик к оси абсцисс или соответственно производной

$$r_{\kappa\beta} = \frac{dU_{\kappa\beta}}{dI_{\kappa}} \quad (2.70)$$

или

$$r_{кэ} = \frac{dU_{кэ}}{dI_{к}}. \quad (2.71)$$

Взяв соответствующие производные и сделав необходимые преобразования, получим зависимость величины выходного дифференциального сопротивления от условий на входе транзистора:

$$r_{кб} = \frac{1}{I_{э} (d\alpha_0/dU_{кб})} \quad \text{при } I_{э} = \text{const}, \quad (2.72)$$

$$r_{кэ} = \frac{r_{кб}}{B} \quad \text{при } I_{б} = \text{const}, \quad (2.73)$$

$$r_{к} = \frac{r_{кб}}{S r'_{б}} \quad \text{при } U_{бэ} = \text{const}. \quad (2.74)$$

Наименьший наклон — у характеристик для схемы с ОБ при постоянном токе на входе (2.31). В этих условиях  $r_{к} = r_{кб}$  и максимально. Наибольший наклон имеет характеристика в схеме с ОЭ при генераторе тока на входе (2.67), т. е. при таких условиях  $r_{к} = r_{кэ}$  и минимально. В случае заданного напряжения на входе (2.32) и (2.66) для обеих схем  $r_{к}$  будет одинаковым, меньшим, чем в первом случае, и большим, чем во втором.

Из формулы (2.74) следует, что сопротивление  $r_{к}$  при определенных условиях на входе зависит от  $r'_{б}$ . Транзисторы с большими значениями  $r'_{б}$  будут иметь меньшие выходные сопротивления. Это явление будет наиболее заметным для схем с малым сопротивлением во входной цепи. Для очень малых значений  $r'_{б}$  наклон характеристик, определяемых уравнениями (2.32) или (2.67), будет мало отличаться от наклона характеристик (2.31).

Таким образом, при конструировании аппаратуры и разработке схем следует иметь в виду зависимость величины выходного дифференциального сопротивления  $r_{к}$  транзистора от условий на его входе (генератор тока, генератор напряжения и т. д.), а также от величины и разброса сопротивления  $r'_{б}$ . От  $r_{к}$  и  $r'_{б}$  в свою очередь зависят выходные параметры схемы.

Для определения граничных режимов использования транзистора полезно знать линию, определяющую границу между областями усиления и насыщения. Уравнение этой линии определяется уравнением (2.9) входной характери-

стики при  $U_{кб'} = 0$ , и  $U_{бэ'} = U_{кэ}$  и имеет вид

$$I_{б} \approx I_{эб0} (e^{U_{кэ}/\varphi_T} - 1). \quad (2.75)$$

С некоторым приближением (поскольку практически легко сделать  $U_{кб} = 0$ , а не  $U_{кб'} = 0$ ) можно воспользоваться входной характеристикой, снятой при к. з. между выводами коллектор — база  $I_{б} (U_{кэ})_{U_{кб}=0}$ . На каждую характеристику семейства, снятую, как обычно, при определенном заданном токе базы  $I_{б}$ , наносится точка, абсциссы которой определяются для этого тока по характеристике  $I_{б} (U_{кэ})_{U_{кб}=0}$ . Линия, соединяющая нанесенные точки, и будет границей между областями.

**Область отсечки.** Граница области отсечки определяется нулевыми значениями тока  $I_{б}$  или напряжения  $U_{бэ}$  соответственно двум случаям характеристик, определяемых уравнениями (2.66) и (2.67) или (2.32). Свойства и особенности начальной вольтамперной характеристики при  $U_{эб} = 0$  подробно рассмотрены для схемы с общей базой. Все выводы и формулы остаются справедливыми и здесь; следует только изменить индексацию в символах; вместо напряжения  $U_{эб}$  писать равное ему напряжение  $U_{бэ}$ . Уравнение начальной характеристики при  $I_{б} = 0$  в соответствии с (2.67) и (2.68) имеет вид

$$I_{к} = I_{кэ0} \approx BI_{кб0}. \quad (2.76)$$

В этом случае вывод базы отключен и перебрасываемые полем обратномещенного коллекторного перехода неосновные носители, не имея выхода, скапливаются в приэмиттерной области; эмиттерный переход получает прямое смещение, в базу инжектируются неосновные носители, экстрагируемые коллектором. В результате вместо тока  $I_{кб0}$  через коллектор протекает так называемый «сквозной» ток  $I_{кэ0}$ , а начальная характеристика при  $I_{б} = 0$  проходит выше всех других характеристик области отсечки.

При включении между выводами базы и эмиттера сопротивления  $R_{б}$  заряд скапливающихся в базе эмиттерного перехода носителей в зависимости от величины этого сопротивления будет меняться. В случае  $R_{б} = 0$  почти все носители будут стекать и через коллектор будет проходить ток  $I_{кэ}$  к или  $I_{кб}$  к. При достаточно большом  $R_{б}$  кр установится режим холостого хода, соответствующий обрыву в цепи базы и току  $I_{кэ0}$ . Поэтому появится еще

начальная характеристика, соответствующая току  $I_K = I_{KЭR}$  (при  $0 < R_b < R_{bRP}$ ), которая всегда будет располагаться между характеристиками  $I_K = I_{KЭR}$  и  $I_K = I_{KЭ0}$  (рис. 2.10). К начальным характеристикам следует отнести также характеристику  $I_K = I_{K\text{ мин}}$  при запирающем напряжении на базе. Эта характеристика рассмотрена выше и является общей для обеих схем включения и поэтому на рис. 2.10 не указана.

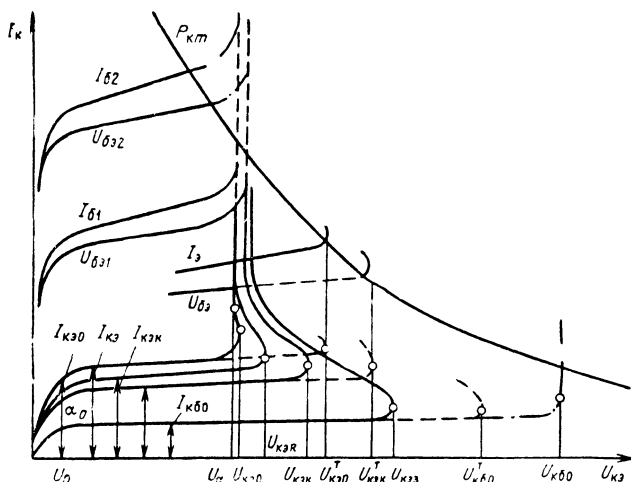


Рис. 2.10. Выходные характеристики транзистора в схеме с ОЭ (пробивные напряжения определяются лавинным механизмом).

В заключение этого параграфа следует сказать несколько слов о топологии участка начальных характеристик, соответствующего напряжениям на коллекторе от нуля до напряжения  $U_0$  (рис. 2.5 и 2.10), характеризующего переход к режиму так называемого насыщения коллекторного тока.

Все четыре начальные основные характеристики области отсечки обеих схем включения, соответствующие  $I_э = 0$ ;  $U_{бэ} = 0$ ;  $U_{эб} = 0$ ;  $I_б = 0$ , имеют перегиб в точке  $U_{кэ} = U_0$  (рис. 2.5 и 2.10). Поскольку прекращение роста тока коллектора в области отсечки наступает после экстракции коллектором всех генерируемых неосновных носителей, напряжение  $U_0$  во всех случаях будет иметь одну и ту же величину, которая зависит от энергии и количества носите-

лей, т. е. от температуры. С ростом температуры напряжение  $U_0$  будет падать. Наклон характеристик в режиме насыщения коллекторного тока будет максимальным в случае характеристики  $I_{кэ0} (U_{кэ})_{I_б=0}$  и минимальным в случае  $I_{кб0} (U_{кб})_{I_э=0}$ .

**Область умножения.** Здесь, так же как и в случае схемы с ОБ, следует рассмотреть два механизма предпробойного состояния транзистора — тепловой и лавинный.

Напряжение теплового пробоя характеризуется формулами, аналогичными соответствующим для схемы с ОБ. Вместо напряжений  $U_{кб}^T$  теперь следует подставлять  $U_{кэ}^T$ , отличающееся от  $U_{кб}^T$  на малую величину  $U_{эб}$ , которую для качественного анализа можно считать равной нулю. Тогда в случае заданного тока на входе транзистора ( $I_б = \text{const}$ ) формула (2.43) примет вид

$$U_{кэ0}^T = \frac{1}{KR_{пс} I_{кэ0}} \cdot \quad (2.77)$$

Для случая заданного напряжения ( $U_{бэ} = \text{const}$ )

$$U_{кэ к}^T = \frac{1}{KR_{пс} I_{кэ к}} \cdot \quad (2.78)$$

В данном случае остаются также в силе все соображения, высказанные для схемы с общей базой относительно зависимостей и формы загиба характеристик, снятых при различных токах коллектора. Перегрев  $\Delta T$  также определяется по формуле (2.44).

Из трех напряжений  $U_{кб0}^T$ ,  $U_{кэ к}^T$  и  $U_{кэ0}^T$  первое самое большое; сравнивая формулы (2.43), (2.77) и (2.78), выразим все эти напряжения через  $U_{кб0}^T$ .

Для промежуточной схемы при коротком замыкании на входе

$$U_{кэ к}^T = U_{кб к}^T = U_{кб0}^T \frac{I_{кб0}}{I_{кэ к}} \cdot \quad (2.79)$$

Для схемы с ОЭ при холостом ходе на входе

$$U_{кэ0}^T = U_{кб0}^T \frac{I_{кб0}}{I_{кэ0}} \cdot \quad (2.80)$$

Отсюда следует, что в случае теплового механизма пробоя вольтамперные характеристики  $I_к (U_{кб})_{I_э=\text{const}}$  будут изгибаться в сторону больших токов при самых больших



напряжениях на коллекторе. Наименьшие напряжения изгиба будут иметь характеристики  $I_K(U_{кэ})_{I_б=const}$ . Промежуточное положение займут характеристики  $I_K(U_{кэ})_{U_{бэ}=const}$  и  $I_K(U_{кб})_{U_{эб}=const}$ .

На рис. 2.10 приведены характеристики для схемы с ОЭ для случая теплового пробоя коллекторного перехода (сплошные линии, переходящие в штриховые). По сравнению с рис. 2.5 здесь добавляется характеристика, соответствующая напряжению пробоя  $U_{кэ0}^T$ .

Выражения (2.45) и (2.46) при лавинном пробое коллекторного перехода в схеме с ОБ останутся справедливыми и для схемы с ОЭ (точнее, для случая подключения источника коллекторного напряжения к выводам коллектор — эмиттер). Однако в данном случае действуют одновременно два явления — эффект лавинного размножения и эффект накопления основных носителей в области базы, о котором говорилось при рассмотрении вопроса о токе  $I_{кэ0}$ . Как было отмечено, при обрыве в цепи базы, когда выход скапливающихся носителей исключен, их заряд, образующийся в результате лавинного размножения в коллекторном переходе, так же лавинообразно увеличивает прямое смещение эмиттера и соответственно его ток. Поток носителей, инжектируемых эмиттером, поступает в коллектор и включается в процесс лавинного размножения, который в свою очередь увеличивает поток носителей через эмиттер и т. д. При такой положительной обратной связи вероятность образования лавинного процесса в коллекторе резко возрастает, поэтому при обрыве в цепи базы ( $I_б = 0$ ) напряжение пробоя  $U_{кэ0}$  будет значительно меньшим, чем напряжение  $U_{кб0}$  в случае обрыва в цепи эмиттера ( $I_э = 0$ ).

Для определения формы вольтамперной характеристики при обрыве в цепи базы в области умножения воспользуемся соотношением (2.68) и, учитывая эффект лавинного размножения носителей, характеризующийся коэффициентом  $M$ , получим

$$I_K = \frac{I_{кб0}M}{1 - \alpha_0 M} \quad (2.81)$$

Как было обусловлено ранее, перегиб или загиб вольтамперной характеристики определяется равенством нулю дифференциального сопротивления коллектора. Определим его величину из формулы (2.81), продифференцировав ее

по  $U_{кэ}$ :

$$\frac{dI_{к}}{dU_{кэ}} \left( 1 - \alpha_0 M - I_{к} M \frac{d\alpha_0}{dI_{к}} \right) = \frac{dM}{dU_{кэ}} (I_{к0} + I_{к} \alpha_0).$$

Отсюда

$$r_{к} = \frac{dU_{кэ}}{dI_{к}} = \frac{dU_{кэ}}{dM} \frac{1 - \alpha_0 M - I_{к} M \frac{d\alpha_0}{dI_{к}}}{I_{к0} + I_{к} \alpha_0}. \quad (2.82)$$

Величина  $M\alpha_0$  изменяется от  $\alpha_0$  (при  $M = 1$ ) до единицы, что соответствует изменению тока коллектора от  $I_{к}$  до  $\infty$ . Практически  $I_{к} = \infty$  не достигается, поскольку при достаточно большом токе  $I_{к}$  снижается  $\alpha_0$ , ослабевает действие положительной обратной связи, о которой говорилось выше, и устанавливается динамическое равновесие при большом токе коллектора. Этот ток может вызвать локальный перегрев структуры транзистора и необратимые ее изменения; наступит пробой.

Величина  $d\alpha_0/dI_{к}$  может быть больше нуля, когда  $I_{к}$  соответствует восходящей ветви зависимости  $\alpha_0(I_{э})$ ; равным нулю при  $\alpha_0 = \alpha_{\text{макс}}$ , т. е. при  $I_{к}$  или  $I_{э}$ , соответствующим максимуму кривой  $\alpha_0(I_{э})$ , и отрицательной — на падающей ветви этой кривой. Таким образом, числитель (2.82) в зависимости от знака производной или положения рабочей точки транзистора на кривой  $\alpha_0(I_{э})$  будет иметь два значения:

$$(1 - M\alpha_0) - I_{к} M \frac{d\alpha_0}{dI_{к}} \text{ при возрастании } \alpha_0. \quad (2.83)$$

и

$$(1 - M\alpha_0) + I_{к} M \frac{d\alpha_0}{dI_{к}} \text{ при падении } \alpha_0. \quad (2.84)$$

В первом случае процесс нарастания тока при умножении в коллекторе протекает следующим образом. В начальной стадии, при величине  $M$ , несколько большей единицы, разность  $(1 - M\alpha_0)$  — положительна и уменьшается по абсолютной величине. При дальнейшем росте  $M$ , когда положительный член (скобка) станет равным отрицательному, выражение (2.83), а следовательно, и  $r_{к}$  сделаются равными нулю. Затем разность (2.83) и сопротивление  $r_{к}$  изменят свой знак на отрицательный. Таким образом, сопротивление  $r_{к}$  в процессе умножения пройдет через нуль, от положительного к отрицательному значению, т. е. вольтамперная кривая получит перегиб (см. рис. 1.2 и 2.10).

Процесс нарастания тока на участке кривой с  $r_k < 0$  прекратится, когда  $\alpha_0 = \alpha_{\text{макс}}$ ,  $d\alpha/dI_k = 0$ ,  $M\alpha_{\text{макс}} = 1$ , а  $r_k$  снова достигнет нуля. В этой точке наступит устойчивое динамическое равновесие при недопустимо большом «пробивном» значении тока  $I_k$ . Итак, в первом случае характеристика будет иметь участок отрицательного сопротивления и два положения, соответствующих  $r_k = 0$ : первое при перегибе, когда  $M\alpha_0 < 1$  сравнительно мало, и второе, когда  $M\alpha_0 = 1$ , а  $\alpha_0 = \alpha_{\text{макс}}$ , поскольку это последнее соответствует значению тока  $I_k$ , при котором транзистор выходит из строя, будем принимать за напряженье пробоя напряжение, при котором начинается заметный загиб характеристики, т. е. резкий рост  $I_k$ , при  $M\alpha_0 \rightarrow 1$ . Оба положения, и первое и второе, теперь соответствуют предпробойному неустойчивому состоянию транзистора и, если не ограничить ток коллектора, приведут к пробую.

Напряжение перегиба характеристики, соответствующее первому положению, обозначим через  $U_{k\varepsilon 0}$ . Напряженье загиба следует обозначить через  $U_{\alpha_0=1}$ ; поскольку второе положение ( $M\alpha_0 = 1$ ) получается при  $I_6 = 0$ , следовательно, при равенстве токов  $I_6$  и  $I_k$  или равенстве единицы коэффициента передачи по току в схеме с общей базой ( $\alpha_0 = 1$ ). Единица в индексе обычно опускается и принимается уже установившийся символ  $U_\alpha$ . Оба напряжения  $U_\alpha$  и  $U_{k\varepsilon 0}$  являются максимальными пробивными напряжениями транзистора между коллектором и эмиттером при обрыве цепи базы, т. е. при  $I_6 = 0$  или  $R_6 = \infty$ . Напряжение  $U_\alpha$  определяется из условий  $r_k = 0$ ,  $M\alpha_0 = 1$  и формулы (2.46)

$$M\alpha_0 = \frac{\alpha}{1 - (U_\alpha/U_{k\varepsilon 0})^n} = 1$$

или

$$U_\alpha = U_{k\varepsilon 0} \sqrt[n]{1 - \alpha_0} \approx U_{k\varepsilon 0} \sqrt[n]{\frac{I_{k\varepsilon 0}}{I_{k\varepsilon 0}}} . \quad (2.85)$$

Здесь использован знак «приблизительно», поскольку  $I_{k\varepsilon 0}$  соответствует сравнительно малому, а не максимальному значению  $\alpha_0$ , при котором происходит пробой.

Определение величины  $U_{k\varepsilon 0}$  требует более сложного анализа и может быть предметом специального рассмотрения. Для наших целей достаточно сказать следующее.

Напряжение  $U_{k\varepsilon 0}$  всегда больше напряжения  $U_\alpha$  за счет определенной величины участка отрицательного

сопротивления. Из (2.83) следует, что с уменьшением второго (отрицательного) члена для получения  $r_k = 0$  требуется большее  $M$ , т. е. больший ток, следовательно, эта точка будет отдаляться от оси токов и участок отрицательного сопротивления будет удлиняться. Таким образом, чем меньше начальный ток транзистора, тем длиннее этот участок. Тогда при различных условиях на входе транзистора, т. е. при различных начальных токах  $I_{кЭ0}$ ,  $I_{кЭR}$ ,  $I_{кЭк}$  и  $I_{кЭз}$  соответствующие им напряжения пробоя  $U_{кЭ0}$ ,  $U_{кЭR}$ ,  $U_{кЭк}$  и  $U_{кЭз}$  будут каждое последующее больше предыдущего (рис. 2.10).

Отсюда следует важный практический вывод: с уменьшением сопротивления  $R_б$  в цепи базы (между базой и эмиттером) начальный ток будет падать, а напряжение пробоя возрастать. При запертом эмиттере будет наибольшее напряжение пробоя  $U_{кЭз}$ , которое будет расти с ростом запирающего эмиттер напряжения и достигнет величины  $U_{кБ0}$ ; при этом же получится и наибольший участок отрицательного сопротивления. Наименьшие напряжения  $U_{кЭ0}$  и  $U_α$  соответствуют обрыву или достаточно большому значению  $R_б$ . Оба этих крайних положения, а также промежуточные показаны на рис. 2.10.

Теперь можно сделать заключение и о зависимости участков характеристик в области умножения от параметров транзистора. Транзисторы с меньшим  $α_0$  имеют, как правило, большую длину отрицательного участка и большие пробивные напряжения. Напряжение  $U_{кЭк}$  у транзисторов с большим  $r_б$  будет меньше. Транзисторы с малым  $I_{кБ0}$  имеют большие пробивные напряжения. Чем больше крутизна восходящего участка кривой  $α_0(I_а)$  (производная  $dα_0/dI_а$ ), тем короче отрицательный участок вольтамперных характеристик. На этом можно закончить рассмотрение вольтамперных характеристик, соответствующих восходящей ветви зависимости  $α_0(I_а)$ , т. е. первому случаю.

Во втором случае (2.84) для  $r_k = 0$  остается только одно значение  $Mα_0 = 1$ . При любых значениях  $Mα_0$  величина  $r_k$  всегда положительна, т. е. вольтамперная кривая имеет только загиб, без участка отрицательного сопротивления. Условия (2.84), как правило, выполняются для номинальных рабочих токов транзистора, при которых  $α_0$  либо равно своему максимальному значению, либо соответствует началу падения кривой  $α_0(I_а)$ . Поэтому для характеристик в области усиления будет действовать только напряжение

$U_\alpha$ , величина которого будет зависеть от  $\alpha_{\text{макс}}$  транзистора и будет несколько меняться от условий в цепи базы, например при генераторе напряжения в базе вместо начального тока  $I_{кэ0}$  (генератор тока) в (2.85) следует подставить меньший ток  $I_{кэ к}$ ; тогда  $U_\alpha$  несколько возрастет (рис. 2.10).

Расположение вольтамперных характеристик, когда  $U_{кэ} < U_{кэ}^T$ , соответствует в основном маломощным транзисторам. Для мощных транзисторов может быть наоборот: когда  $U_{кэ}^T < U_{кэ}$  и тепловой механизм будет определять напряжения пробоя. На рис. 2.5 определяющим является тепловой механизм, на рис. 2.10— лавинный. Возможно же обратное положение.

Увеличение температуры будет сдвигать все характеристики в области умножения влево, поскольку с ростом  $T$  будут расти как начальные токи, так и коэффициент  $\alpha_0$ . Эти изменения не так сказываются на области усиления, поскольку одновременно растет и  $I_{кб0}$  и  $\alpha_0$  (2.85), и  $U_\alpha$  меняется незначительно, что подтверждается и экспериментально. Изменения могут быть очень значительными для малых токов (для  $U_{кэ0}$ ,  $U_{кэ к}$ ,  $U_{кэR}$  и т. д.), где основную роль играют не столько  $\alpha_0 (T^0)$ , сколько  $I_{кб0} (T^0)$ ; поэтому напряжения пробоя довольно резко уменьшаются с температурой, когда транзистор работает в области отсечки. Исходя из зависимости вида характеристик от температуры, можно сказать и о зависимости их от длительности импульсов тока: с укорочением импульса будут расти пробивные напряжения при начальных токах в области отсечки, и почти не будут изменяться при средних токах в области усиления.

В заключение небезынтересно сравнить изменения пробивных напряжений в зависимости от условий в цепи базы при тепловом и лавинном механизмах пробоя. Формулы (2.80) и (2.85) связывают напряжения пробоя при разомкнутой входной цепи в схемах с ОБ и ОЭ при обоих видах пробоя. Разница заключается в том, что при тепловом пробое степень отношения  $I_{кб0}/I_{кэ0}$  равна 1, а при лавинном  $1/3$  или  $1/5$ , т. е. при тепловом механизме напряжение снижается более резко, чем при электрическом. Так, например, для германиевых  $p-n-p$  транзисторов при  $\alpha_0 = 0,98$  в первом случае напряжение пробоя  $U_\alpha$  при обрыве в цепи базы будет в 50 раз меньшим, чем напряжение  $U_{кб0}$  при обрыве в цепи эмиттера, а во втором случае оно будет меньшим лишь в 2,7 раза. При сравнении промежуточных напряжений

пробоя  $U_{кэ к}$  и  $U_{кэ к}^T$ ,  $U_{кэ R}$  и  $U_{кэ R}^T$  и т. д. разница каждой парой будет тем меньше, чем ближе напряжения к  $U_{кб0}$  и  $U_{кб0}^T$ , однако снижение пробивных напряжений при тепловом механизме будет всегда более значительным, чем при электрическом.

Если сравнивать изменение напряжений при одном виде механизма, но для транзисторов различных мощностей, то можно заметить, что то сопротивление  $R_б$  в цепи база — эмиттер, которое маломощный транзистор «ощущает» почти как к. з., для мощного транзистора, имеющего в сотни раз меньшее входное сопротивление, эта величина  $R_б$  будет близка к х.х., т. е. диапазон изменений  $R_б$ , определяющий снижение напряжения от  $U_{кб0}$  до  $U_α$ , для транзисторов больших мощностей в сотни раз уже, чем для маломощных транзисторов.

Таким образом, мощные транзисторы более критичны к режиму во входной цепи, чем транзисторы малых мощностей. Особенно это заметно для германиевых транзисторов, которые по сравнению с кремниевыми имеют бóльший  $I_{кб0}$  и поэтому бóльшую вероятность теплового пробоя и бóльшую чувствительность к изменению  $R_б$ .

По выходным вольтамперным характеристикам в схеме с ОЭ могут быть сделаны следующие основные выводы. Поскольку  $\text{ctg } \psi$  (угла наклона участка насыщения) совпадает с величиной сопротивления насыщения  $r_n$  — важным параметром транзистора в области насыщения, участки насыщения (начальные участки) выходных характеристик должны приводиться отдельно в достаточно крупном масштабе. Желателен такой масштаб, при котором хорошо заметна величина  $U_{кэ \text{ мин}}$ . Эти участки характеристик относительно слабо зависят от температуры и поэтому могут сниматься любым удобным методом при нормальной температуре.

Участок усиления снимается только при  $I_б = \text{const}$  (характеристики при  $U_{бэ} = U_{эб} = \text{const}$  даются для схемы с ОБ). Поскольку эти характеристики сильно зависят от температуры, их следует приводить при двух температурах окружающей среды: при нормальной и повышенной ( $50 — 100^\circ \text{C}$ , в зависимости от материала, на основе которого изготовлен транзистор), и снимать обязательно импульсным методом.

Для участка отсечки необходимы три начальные характеристики: при запертом эмиттере, при к. з. и х. х. на

входе, также снятые импульсным методом и также при двух температурах. Соответственно участкам отсечки и усиления будут получаться и участки умножения.

Для определения ограничений по мощности и явлений, связанных с тепловым пробоем, на семейство характеристик должна быть нанесена гипербола мощности, построенная для заданной постоянной максимальной мощности, рассеиваемой коллектором транзистора  $P_{км}$  без теплоотвода. Для мощных транзисторов гиперболу желательно построить и для теплоотвода наипростейшей геометрии. На характеристики в схеме с общим эмиттером можно перенести гиперболу, построенную для характеристик в схеме с ОБ.

В остальном необходимо соблюдать требования, изложенные по построению выходных характеристик в схеме с ОБ.

## 2.3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЛЯ РАСЧЕТА СХЕМ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕЖИМОВ НАДЕЖНОЙ РАБОТЫ

### 2.3.1. Входные характеристики

В пп. 2.1.1 и 2.1.2 была показана зависимость положения входных характеристик в схемах с ОБ и ОЭ от температуры окружающей среды и напряжения на коллекторе. Для использования рекомендуется семейство характеристик в схемах с ОБ и ОЭ, снятых при двух температурах и двух напряжениях на коллекторе (рис. 2.11 и 2.12). На основании этих характеристик можно построить характеристики для всего диапазона температур и напряжений на коллекторе. ТКН для данного транзистора при постоянном токе определяется простым делением  $\Delta T = T_2 - T_1$  на соответствующее смещение характеристики  $\Delta U_{эб}$ . Зная ТКН, можно определить местоположение входной характеристики для любой температуры. При напряжении  $U_{кб} 2 \div 3$  в практически прекращается реакция коллектора на вход транзистора; для напряжений больших характеристика не будет менять своего положения, а для меньших — следует поступить так же, как и при определении ТКН, т. е. определить из двух характеристик ( $U_{кб}$  и 0) при  $I_э = \text{const}$  отношение  $\Delta U_{кб}/\Delta U_{эб}$ , с помощью которого можно построить входную характеристику для любого напряжения, меньшего  $U_{кб}$ .

По входным характеристикам определяются параметр малого сигнала, дифференциальное входное сопротивление  $h_{11б}$  или  $h_{11э}$ , равное производной от напряжения по току в любой точке характеристики. Естественно, для любых температур, напряжений на коллекторе и эмиттере ( $U_{эб}$ ) или базе ( $U_{бэ}$ ) и для любого входного тока ( $I_э$  или  $I_б$ ) этот параметр может быть примерно определен. Обычно

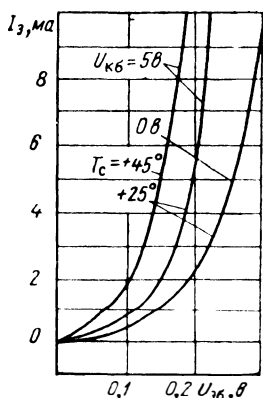


Рис. 2.11. Входные вольтамперные характеристики германиевого сплавного транзистора малой мощности в схеме с ОБ при различных напряжениях на коллекторе и различных температурах.

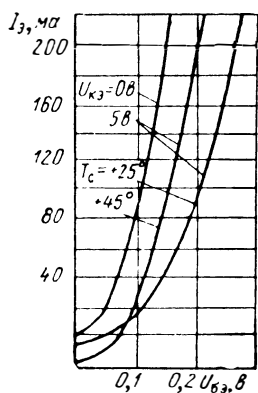


Рис. 2.12. Входные вольтамперные характеристики германиевого сплавного транзистора малой мощности в схеме с ОЭ при различных напряжениях на коллекторе и различных температурах.

в справочниках величина  $h_{11}$  дается отдельно для определенного режима и температуры. Определив процент изменения параметра при изменении режима и температуры по входным характеристикам, значение  $h_{11}$  можно определить с большей точностью. Таким образом, появляется возможность рассчитать входные цепи усилителей малых сигналов и определить их наиболее надежный электрический режим в заданном диапазоне температур окружающей среды. В последнем случае необходимо руководствоваться следующими соображениями. Режим постоянного напряжения по входу ( $U_{эб} = \text{const}$  или  $U_{бэ} = \text{const}$ ) менее выгоден и менее надежен, чем режим постоянного тока ( $I_э = \text{const}$  или  $I_б = \text{const}$ ). Из рис. 2.11 и 2.12 следует, что при снижении температу-



ры  $h_{11}$  может возрасти до недопустимо большой величины и усилитель резко снизит коэффициент усиления, а при малом смещении  $U_{эб}$  или  $U_{бэ}$  совсем прекратит работу. В режиме постоянного тока (режим генератора тока) сильная зависимость  $h_{11}$  заметна только при очень малых токах.

Отсюда следует, что чем шире диапазон температур, в котором должен работать усилитель малого сигнала, тем важнее перейти на режим постоянного входного тока и тем больше должен быть этот ток. С ростом тока  $I_э$  или  $I_б$  расширяется также возможность использования транзистора в диапазоне напряжений на коллекторе; как видно из рис. 2.11 и 2.12, чтобы входные данные транзистора оставались неизменными при напряжениях, меньших  $U_{кб}$  (или  $U_{кэ}$ ), необходим больший входной ток. Однако неограниченное увеличение этого тока недопустимо, поскольку будет снижаться экономичность схемы, повышаться нагрев транзистора, снижаться коэффициент его усиления и в конечном счете падать надежность. Поэтому входной ток должен быть минимально возможным, однако обеспечивающим достаточную стабильность усиления и надежность схемы в данных конкретных условиях использования усилителя.

Если для усилителя малых сигналов важен только режим по постоянному току, то для усилителей больших сигналов, для которых большое значение приобретают и искажения, становится важным режим и по переменному току. Здесь также, как известно, более выгоден режим генератора тока — в этом случае клирфактор будет меньшим.

Для усилителей больших сигналов, естественно, отпадает необходимость учитывать изменения входной характеристики от напряжения на коллекторе, поскольку эти усилители всегда работают при напряжениях, больших  $U_{кб}$  (рис. 2.11) или  $U_{кэ}$ . Поэтому здесь следует учитывать только температурные смещения характеристики.

Все, что касается режима по постоянному току усилителей малого сигнала, остается справедливым и для усилителей класса А, только величина постоянного входного тока в данном случае становится более критичной: она должна выбираться не только из условий малых изменений в диапазоне температур, амплитуды тока сигнала, но также исходя из заданного значения клирфактора, т. е. является зависимой и от величины самого входного сигнала.

Для усилителей класса В отпадает вопрос о режиме по постоянному току и остается в силе преимущество режима генератора тока перед генератором напряжения. С увеличением температуры будет расти клирфактор, поскольку верхняя часть колебания при заданной его амплитуде будет сужаться.

При расчете переключателей необходимо на семействе входных характеристик сделать построения, по которым можно было бы определить в диапазоне заданных температур заданную величину сигнала, надежно отпирающего или запирающего транзистор. Если на входе транзистора используется генератор напряжения, а не тока импульсов, с повышением температуры возможно ложное срабатывание от различных помех.

### 2.3.2. Выходные характеристики

В пп. 2.2.1 и 2.2.2 в результате рассмотрения свойств и особенностей характеристик для расчета схем рекомендуются: два семейства для схемы с ОБ при нормальной температуре (поскольку характеристики при заданном токе практически не изменяют своего вида и положения в диапазоне температур, а при заданном напряжении — меняют, но эти изменения мало влияют на положение рабочей точки) и два семейства для схемы с ОЭ — для области усиления при двух температурах (поскольку положение характеристики здесь сильно меняется от температуры) и области насыщения при нормальной температуре (поскольку температурные изменения также мало влияют на положение рабочей точки). На рис. 2.13 приведены все указанные характеристики, снятые для германиевого сплавного маломощного транзистора в диапазоне температур 20 — 85° С.

Такой комплекс характеристик содержит довольно большой объем информации о параметрах, необходимых для расчета схем, и зависимостях параметров транзистора и схемы от режима и температуры. Так, наклон характеристик в схеме с ОБ при  $I_a = \text{const}$  определяет значение параметра  $h_{22\phi}$  \*) в выбранной рабочей точке, например в точке А (рис. 2.13, а). По характеристикам при  $U_{эб} = \text{const}$  определяется параметр  $y_{22\phi}$ . Поскольку  $U_{эб}$  и  $U_{бэ}$

---

\*) Подробно о параметрах малого сигнала сказано в гл. 3.

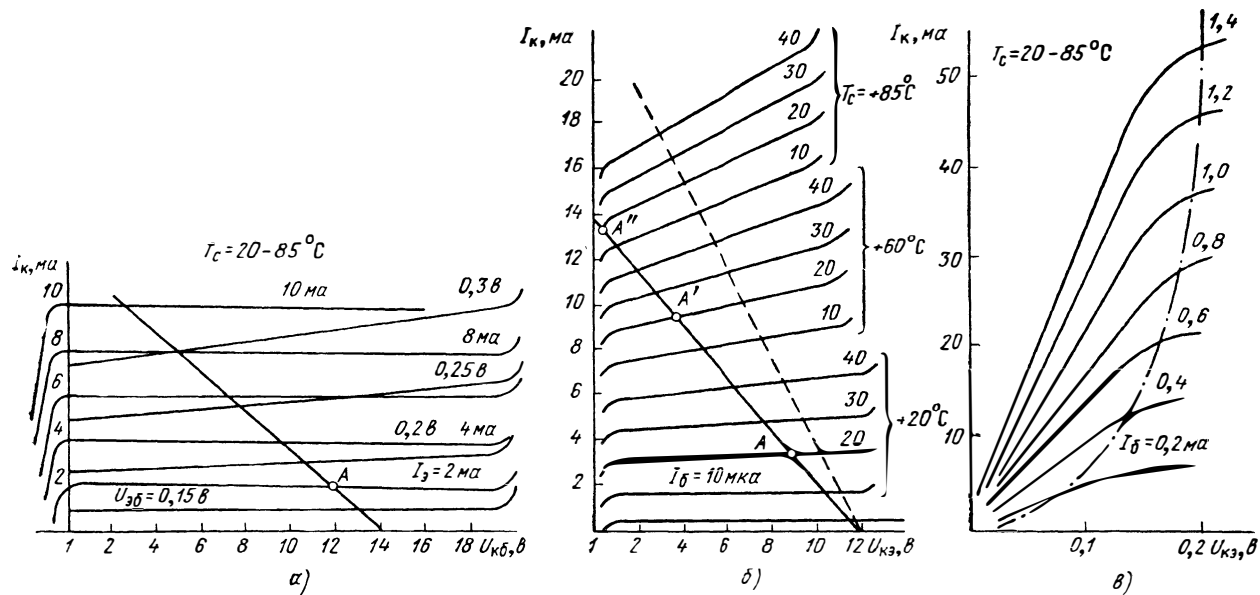


Рис. 2.13. Выходные вольтамперные характеристики германиевого сплавного транзистора малой мощности: а — в схеме с ОБ; б — в схеме с ОЭ в области усиления; в — в схеме с ОЭ в области насыщения (штрих-пунктир — граница областей насыщения и усиления).

равны, эти последние характеристики остаются справедливыми и для схемы с ОЭ, т. е. практически определяют значение и зависимости параметра  $y_{22\alpha}$  от режима и температуры. Характеристики рис. 2.13, б определяют параметр  $h_{21\alpha}$  (наклон) и его зависимости от режима и температуры. Расстояния между характеристиками дают параметры  $h_{21\beta} = -\alpha_0$  и  $h_{21\alpha} = \beta_0$ , т. е. отношение приращения  $I_{\kappa}$  к вызвавшему его приращению тока  $I_{\alpha}$  или  $I_{\beta}$ , при постоянном напряжении на коллекторе, а отношение тока  $I_{\kappa}$  к приращению  $U_{\alpha\beta}$  (характеристики при  $U_{\alpha\beta} = \text{const}$ ) определяет параметр  $y_{21\beta} = y_{21\alpha} = s$ .

Таким образом, для расчета малосигнальных усилителей низкой частоты есть все основные параметры. Обычно параметры четырехполюсника даются в справочниках для одного теплового режима; задаваясь, например, нагрузкой, можно сказать, во сколько раз изменятся эти параметры (а значит, и выходные данные схемы) в диапазоне температур или при заданных изменениях напряжения источника питания.

Как было отмечено в предыдущем параграфе, наиболее выгодным режимом по входу является режим заданного тока, а не напряжения. Однако выходные характеристики вносят значительную поправку в этот вывод. Если для схемы с ОБ (рис. 2.13, а) с таким выводом можно согласиться, поскольку положение рабочей точки А мало зависит от режима по входу, то для схемы с ОЭ режим  $I_{\beta} = \text{const}$  (рис. 2.13, б) может оказаться непригодным: рабочая точка (А") выйдет из поля характеристики области усиления. Однако применение схемы с ОБ невыгодно из-за ее малого коэффициента передачи по току, а схема с ОЭ при  $I_{\beta} = \text{const}$  — очень нестабильна в диапазоне температур по выходу. Компромиссом будет использование схемы с ОЭ с режимом, близким к  $U_{\alpha\beta} = \text{const}$ . Такое решение требует тщательного выбора режима по входу — напряжения  $U_{\beta\alpha}$ , с тем чтобы схема работала устойчиво в заданном диапазоне температур; тогда режим по выходу (рис. 2.12, а) обеспечивается автоматически. Можно сделать наоборот: изменяя нагрузку (штриховые линии на рис. 2.13, а), добиться, чтобы в диапазоне температур усиление не менялось; тогда автоматически ( $I_{\beta} = \text{const}$ ) будет решен вопрос расчета входного режима. Термостабилизация усилительных схем даст и другие решения проблемы, целью же приведенных примеров является показать возможности и ме-

тоды использования вольтамперных характеристик для расчета схем и определения их режимов.

Для расчета усилителей большого сигнала класса А требуются параметры  $h_{21Б}$ ,  $h_{21Э} = B$  и  $y_{21} = S$ , которые могут быть также определены из выходных характеристик теми же методами, но для больших соответствующих приращений токов и напряжений. Ко всем требованиям, изложенным для усилителей малых сигналов, здесь добавляется еще необходимость проверки в диапазоне температур изменений клирфактора (в основном графическими построениями и прикидочными расчетами), который зависит не только от режима по постоянному току на входе, но и по переменному. Учитывая, что искажения по входу (растягивание импульса в сторону больших токов) могут быть скомпенсированы на выходе (сжатие импульса за счет сгущения выходных характеристик на больших токах, когда снижается величина  $\alpha_0$  или  $B$ ), можно найти компромиссное решение, соответствующее минимальному, для заданных условий, клирфактору.

Если усилитель должен иметь минимальный клирфактор в диапазоне температур, токов и напряжений, лучше применять схему с ОБ при генераторе тока на входе по постоянному и переменному токам. Если в первую очередь необходимо максимальное устойчивое усиление в диапазоне частот, следует применять схему с ОЭ с источником постоянного напряжения и генератором тока на входе. Комбинируя схемы включения (ОБ, ОЭ) по переменному и постоянному токам, а также режимы (генератор напряжения или генератор тока на входе) по переменному и постоянному токам, можно получать различные сочетания между значениями клирфактора и усиления для различных условий работы усилителя.

Расчет усилителей классов АВ, В и С легче, чем класса А, поскольку отпадает вопрос о выборе режима постоянного тока по входу ( $U_{эб} = \text{const}$ ,  $I_б = \text{const}$ ,  $I_э = \text{const}$ ) и в основном остается выполнить требования только по режимам переменного тока. Однако здесь следует учитывать минимальное напряжение на коллекторе, границу между областями усиления и насыщения, линию, переход через которую будет резко увеличивать искажения сигнала. Такая граница хорошо заметна на участках насыщения выходных характеристик, снятых в увеличенном масштабе (рис. 2.13, в, штрих-пунктир), и нанесена с помощью

входной характеристики, снятой при  $U_{кб} = 0$  (рис. 2.11, а). Эта линия определяет минимальное напряжение сигнала на коллекторе и соответственно коэффициент использования транзистора по напряжению. Максимальное напряжение определяется границей между областями усиления и умножения, которую сравнительно легко нанести на входные характеристики в схеме с ОБ (рис. 2.13, а) и несколько труднее — в схеме с ОЭ (рис. 2.10 и 2.13, б), поскольку характеристики области отсечки и области умножения при начальных токах не приводятся из-за трудности их снятия. В этом последнем случае граница наносится после определения максимально допустимых напряжений, которые более подробно рассмотрены в гл. 5.

В заключение следует остановиться на переключателях, в схемах которых транзистор работает в самом широком диапазоне токов и напряжений, с заходом рабочей точки в области отсечки, при предельно больших напряжениях на коллекторе, граничащих с областью умножения, и насыщения при предельно больших токах. Более подробно вопрос о максимальных и максимально допустимых параметрах рассмотрен в гл. 5, здесь же необходимо отметить следующее.

Для определения устойчивого режима переключателя и выходных параметров схемы в первую очередь необходима информация о параметрах транзистора в области насыщения, когда переключатель находится в состоянии «открыто». Как отмечалось, наклон выходных характеристик определяет величину сопротивления насыщения  $r_n$  транзистора (рис. 2.12, в) и зависимость его от величины сопротивления нагрузки (штриховая линия) и глубины насыщения. Задавшись величиной  $U_{кэ н}$  в режиме насыщения, по начальным участкам можно определить необходимый ток базы  $I_{бн}$  (а с помощью входных характеристик и напряжение  $U_{бэ н}$ ) при данной нагрузке или токе  $I_{кн}$ .

В состоянии «закрыто» рабочая точка транзистора находится в области отсечки, где необходимо определить максимально допустимое напряжение, так как при сбросе тока напряжение на коллекторе достигает больших величин. Как уже отмечалось, этот вопрос, а также максимальные токи в области насыщения в состоянии «открыто» более подробно рассмотрены в гл. 5.

## Глава 3

### ПАРАМЕТРЫ МАЛОГО СИГНАЛА

Ниже рассматриваются известные, практически широко используемые параметры малого сигнала. Однако взаимосвязи между параметрами освещены в литературе еще недостаточно, поэтому вопрос об «отборе» наиболее важных и существенных для расчета схем параметров остается открытым. Этой проблеме и посвящена настоящая глава.

При работе на малых сигналах \*) транзистор работает в области усиления и наиболее часто рассматривается как линейный активный четырехполюсник (рис. 3.1), который, как известно, может быть охарактеризован семью параметрами уравнений, связывающих четыре основные величины: токи и напряжения на входе (индекс 1) с токами и напряжениями на выходе (индекс 2). Наибольшее распространение для расчета низкочастотных схем получили  $z$ - и особенно  $h$ -параметры, более точно и легко измеряемые и имеющие ясный физический смысл. Для расчета высокочастотных схем широко используются  $y$ -параметры и в последнее время  $s$ -параметры. В табл. 3.1 приведены все четыре системы вместе со связывающими их уравнениями. Эквивалентные схемы для трех систем показаны на рис. 3.1. Поскольку все параметры относятся к четырехполюснику одного и того же транзистора, они связаны между собой. Формулы перехода приводятся в табл. 3.2.

Широкое распространение получили также физические параметры, или параметры схем замещения транзистора, два наиболее употребительных варианта которых приведены на рис. 3.2 и 3.3. В соответствии со схемой рис. 3.2 составлены табл. 3.3 и 3.4, связывающие параметры четырехполюсника и схемы замещения. К параметрам малого сигнала относятся также предельные и граничные частоты транзистора и его шумовые параметры.

Для удобства рассмотрения параметры четырехполюсника и схем замещения делятся на параметры низких и высоких частот

---

\*) Сигнал считается малым, если при заданном увеличении его амплитуды, например на 50%, измеряемый параметр ( $h$ -,  $z$ -,  $y$ - или  $s$ -параметр) изменяется на малую величину соответственно заданной степени точности.

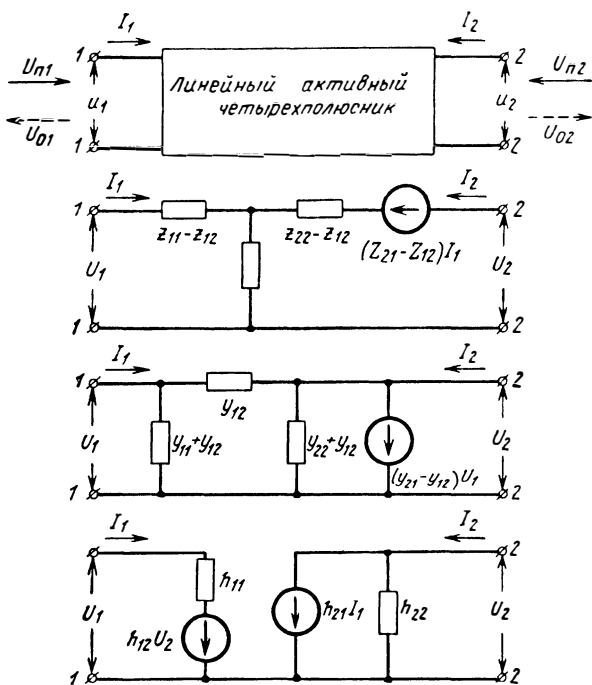


Рис. 3.1. Транзистор как четырехполюсник и его эквивалентные схемы для трех наиболее распространенных систем параметров.

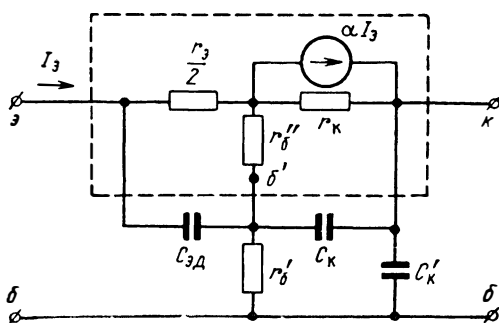


Рис. 3.2. Т-образная схема замещения транзистора.



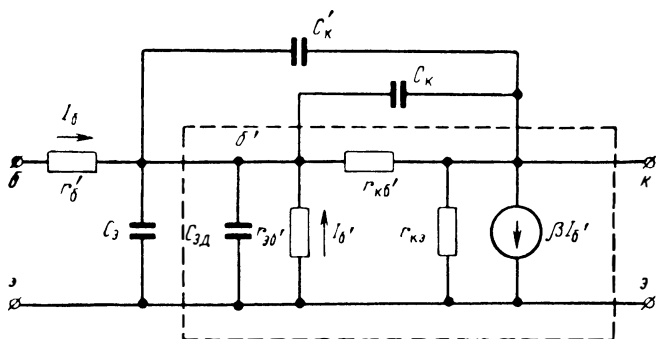


Рис. 3.3. П-образная схема замещения транзистора.

и, поскольку они связаны между собой, рассматриваются совместно. Шумы охватывают весь диапазон частот, поэтому им посвящен отдельный параграф этой главы.

Таблица 3.1

| Параметры  | Уравнение   |
|--|---|
| <b>Z-параметры</b><br>Параметры при холостом ходе на входе и выходе. Сопротивления холостого хода              | $U_1 = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2$ $U_2 = Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2$                   |
| <b>y-параметры</b><br>Параметры при коротком замыкании на входе и выходе. Проводимости короткого замыкания     | $I_1 = y_{11}U_1 + y_{12}U_2$ $I_2 = y_{21}U_1 + y_{22}U_2$                   |
| <b>h-параметры</b><br>Параметры при холостом ходе на входе и коротком замыкании на выходе. Гибридные параметры | $U_1 = h_{11}I_1 + h_{12}U_2$ $I_2 = h_{21}I_1 + h_{22}U_2$                   |
| <b>s-параметры</b><br>Параметры согласования на входе и выходе. Параметры рассеяния                            | $U_{01} = s_{11}U_{п1} + s_{12}U_{п2}$ $U_{02} = s_{21}U_{п1} + s_{22}U_{п2}$ |

### 3.1. ПАРАМЕТРЫ НИЗКИХ ЧАСТОТ

Общее число низкочастотных параметров превышает 20. Измерение такого их количества и зависимостей от температуры и режима для каждого транзистора — настолько трудоемкий процесс, что практическая реализация его

Таблица 3.2

| Параметр  | Определение                     | Выражение через параметры других систем |                          |                        |
|---|---------------------------------|---|--------------------------|------------------------|
| Входное сопротивление $z_{11}$                    | $\frac{U_1}{I_1} \Big _{I_2=0}$ | $\frac{y_{22}}{y}$                      | $\frac{h}{h_{22}}$       | $-\frac{s_2}{s}$       |
| Обратное проходное сопротивление $z_{12}$         | $\frac{U_1}{I_2} \Big _{I_1=0}$ | $-\frac{y_{12}}{y}$                     | $\frac{h_{12}}{h_{22}}$  | $\frac{2s_{12}}{s}$    |
| Прямое проходное сопротивление $z_{21}$           | $\frac{U_2}{I_1} \Big _{I_2=0}$ | $-\frac{y_{21}}{y}$                     | $-\frac{h_{21}}{h_{22}}$ | $\frac{2s_{21}}{s}$    |
| Выходное сопротивление $z_{22}$                   | $\frac{U_2}{I_2} \Big _{I_1=0}$ | $\frac{y_{11}}{y}$                      | $\frac{1}{h_{22}}$       | $-\frac{s_1}{s}$       |
| Входная проводимость $y_{11}$                     | $\frac{I_1}{U_1} \Big _{U_2=0}$ | $\frac{z_{22}}{z}$                      | $\frac{1}{h_{11}}$       | $-\frac{s_1}{s_0}$     |
| Обратная проходная проводимость $y_{12}$          | $\frac{I_1}{U_2} \Big _{U_1=0}$ | $-\frac{z_{12}}{z}$                     | $-\frac{h_{12}}{h_{11}}$ | $\frac{2s_{12}}{s_0}$  |
| Крутизна проходной характеристики $y_{21}$        | $\frac{I_2}{U_1} \Big _{U_2=0}$ | $-\frac{z_{21}}{z}$                     | $\frac{h_{21}}{h_{11}}$  | $-\frac{2s_{21}}{s_0}$ |
| Выходная проводимость $y_{22}$                    | $\frac{I_2}{U_2} \Big _{U_1=0}$ | $\frac{z_{11}}{z}$                      | $\frac{h}{h_{11}}$       | $-\frac{s_2}{s_0}$     |
| Входное сопротивление $h_{11}$                    | $\frac{U_1}{I_1} \Big _{U_2=0}$ | $\frac{z}{z_{22}}$                      | $\frac{1}{y_{11}}$       | $-\frac{s_0}{s_1}$     |
| Коэффициент обратной связи по напряжению $h_{12}$ | $\frac{U_1}{U_2} \Big _{I_1=0}$ | $\frac{z_{12}}{z_{22}}$                 | $-\frac{y_{12}}{y_{22}}$ | $-\frac{2s_{12}}{s_1}$ |
| Коэффициент передачи тока $h_{21}$                | $\frac{I_2}{I_1} \Big _{U_2=0}$ | $-\frac{z_{21}}{z_{22}}$                | $\frac{y_{21}}{y_{11}}$  | $\frac{2s_{21}}{s_1}$  |
| Выходная проводимость $h_{22}$                    | $\frac{I_2}{U_2} \Big _{I_1=0}$ | $\frac{1}{z_{22}}$                      | $\frac{y}{y_{11}}$       | $-\frac{s}{s_1}$       |

| Параметр   | Определение                              | Выражение через параметры других систем  |                        |                        |
|--|--|--|------------------------|------------------------|
| Коэффициент отражения на входе $s_{11}$  | $\frac{U_{01}}{U_{п1}} \Big _{U_{п2}=0}$ | $\frac{z_1}{z_0}$  | $-\frac{y_1}{y_0}$     | $\frac{h_1}{h_0}$      |
| Коэффициент обратной передачи $s_{12}$   | $\frac{U_{01}}{U_{п2}} \Big _{U_{п1}=0}$ | $\frac{2z_{12}}{z_0}$  | $-\frac{2y_{12}}{y_0}$ | $\frac{2h_{12}}{h_0}$  |
| Коэффициент прямой передачи $s_{21}$   | $\frac{U_{02}}{U_{п1}} \Big _{U_{п2}=0}$ | $\frac{2z_{21}}{z_0}$  | $-\frac{2y_{12}}{y_0}$ | $-\frac{2h_{21}}{h_0}$ |
| Коэффициент отражения на выходе $s_{22}$   | $\frac{U_{02}}{U_{п2}} \Big _{U_{п1}=0}$ | $\frac{z_2}{z_0}$  | $-\frac{y_2}{y_0}$     | $-\frac{h_2}{h_0}$     |
| $z = z_{11}z_{22} - z_{12}z_{21}$<br>$z_0 = (z_{11} + 1)(z_{22} + 1) - z_{12}z_{21}$<br>$z_1 = (z_{11} - 1)(z_{22} + 1) - z_{12}z_{21}$<br>$z_2 = (z_{11} + 1)(z_{22} - 1) - z_{12}z_{21}$ |  | $y = y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21}$<br>$y_0 = (y_{11} + 1)(y_{22} + 1) - y_{12}y_{21}$<br>$y_1 = (y_{11} - 1)(y_{22} + 1) + y_{12}y_{21}$<br>$y_2 = (y_{11} + 1)(y_{22} - 1) + y_{12}y_{21}$             |                        |                        |
| $h = h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21}$<br>$h_0 = (h_{11} + 1)(h_{22} + 1) - h_{12}h_{21}$<br>$h_1 = (h_{11} - 1)(h_{22} + 1) - h_{12}h_{21}$<br>$h_2 = (h_{11} + 1)(h_{22} - 1) - h_{12}h_{21}$ |  | $s = (s_{11} - 1)(s_{22} - 1) - s_{12}s_{21}$<br>$s_0 = (s_{11} + 1)(s_{22} + 1) - s_{12}s_{21}$<br>$s_1 = (s_{11} - 1)(s_{22} + 1) - s_{12}s_{21}$<br>$s_2 = (s_{11} + 1)(s_{22} + 1) - s_{12}s_{21}$ |                        |                        |
| $z = \frac{z_{22}}{y_{11}} = \frac{z_{11}}{y_{22}} = -\frac{z_{12}}{y_{12}} = -\frac{z_{21}}{y_{21}} = h_{11}z_{22};$<br>$h = z_{11}h_{22} = h_{11}y_{22}; \quad zy = 1.$                  |  |  |                        |                        |

Таблица 3.3

| Параметр | Схема с ОБ  | Схема с ОЭ              | Схема с ОК              |
|----------|---|-------------------------|-------------------------|
| $h_{11}$ | $r_{\text{э}} \left( 1 + \frac{r'_6}{2r''_6} \right)$ | $2r''_6 + r'_6$         | $2r''_6 + r'_6$         |
|          | $h_{115}$   | $(1 + h_{215}) h_{115}$ | $(1 + h_{215}) h_{115}$ |

Продолжение табл. 3.8

| Параметр | Схема с ОБ                                      | Схема с ОЭ  | Схема с ОК  |
|----------|---|---|---|
| $h_{12}$ | $\frac{r_6}{r_6 + r_K} \approx \frac{r_6}{r_K}$ | $\frac{r_6''}{r_K}$   | $\frac{r_K}{r_K + r_6''} \approx 1$   |
|          | $\boxed{h_{12\delta}}$                          | $\sim \frac{1}{2} h_{12\delta}$   | —   |
| $h_{21}$ | $\frac{r_3}{2r_6''} + 1;$<br>$-\alpha_0$        | $\frac{2r_6''}{r_3} \alpha_0;$<br>$\beta_0$                                       | $\frac{2r_6''}{r_3} \approx \beta_0;$<br>$\beta_0 + 1$                            |
|          | $\frac{h_{21\delta}}{1 + h_{21\delta}}$         | $\boxed{h_{21\delta}}$  | $1 + h_{21\delta}$  |
| $h_{22}$ | $\frac{1}{r_K + r_6} \approx \frac{1}{r_K}$     | $\frac{2}{r_3 \left(1 + \frac{r_K}{r_6''}\right)} \approx \frac{2r_6''}{r_K r_3}$ | $\frac{2}{r_3 \left(1 + \frac{r_K}{r_6''}\right)} \approx \frac{2r_6''}{r_K r_3}$ |
|          | $\boxed{h_{22\delta}}$                          | $(1 + h_{21\delta}) h_{22\delta}$   | $(1 + h_{21\delta}) h_{22\delta}$   |

Таблица 3.4

| Параметр | Схема с ОБ                         | Схема с ОЭ                                  | Схема с ОК                                  |
|----------|------------------------------------|---|---|
| $y_{11}$ | $\frac{2r_6''}{r_3 (r_6'' + r_6)}$ | $\frac{1}{r_6'' + r_6}$                     | $\frac{1}{r_6'' + r_6}$                     |
|          | $\frac{1}{h_{11\delta}}$           | $\frac{1}{(1 + h_{21\delta}) h_{11\delta}}$ | $\frac{1}{(1 + h_{21\delta}) h_{11\delta}}$ |

Продолжение табл. 3.4

| Параметр | Схема с ОБ   | Схема с ОЭ  | Схема с ОК                             |
|----------|--|---|--|
| $y_{12}$ | $-\frac{r_6}{r_K + r_6} \times$ $\times \frac{2r_6''}{r_a(r_6'' + r_6)} \approx$ $\approx -\frac{2r_6'' r_6}{r_K r_a (r_6'' + r_6)}$                     | $-\frac{1}{r_K \left(2 + \frac{r_6'}{r_6''}\right)}$  | $-\frac{1}{2r_6'' + r_6'}$             |
|          | $-\frac{h_{126}}{h_{116}}$   | $\sim -\frac{h_{126}}{2h_{116}(1 + h_{216})}$   | $\sim -\frac{1}{h_{116}(1 + h_{21a})}$ |
| $y_{21}$ | $\frac{\beta_0 + 2}{2r_6'' + r_6'}$  | $-\frac{\beta_0}{2r_6'' + r_6'}$  | $-\frac{\beta_0 + 1}{2r_6'' + r_6'}$   |
|          | $-y_{21a}$   | $\boxed{y_{21a}}$   | $\frac{1}{h_{116}} \approx y_{21a}$    |
| $y_{22}$ | $\sim \frac{1}{r_K} \times$ $\times \left(1 - \beta_0 \frac{r_6}{r_6 + r_6''}\right) \approx$ $\approx -\frac{\beta}{r_K} \cdot \frac{r_6}{r_6 + r_6''}$ | $\sim \frac{1}{r_K} \times$ $\times \left(\beta_0 - \frac{r_6''}{r_6'' + r_6}\right);$ $\sim \frac{\beta_0}{r_K}$ | $\sim \frac{\beta_0 + 1}{r_6'' + r_6}$ |
|          | $\sim y_{22a}$   | $\boxed{y_{22a}}$   | $y_{21a}$                              |

результатов не представляется возможной (см. табл. 1.4 и 1.5). Сократить число параметров возможно, если учесть связи между ними, которые на основании известных данных [3, 9, 18, 27—34] обобщены и сведены в табл. 3.1—3.4.

В табл. 3.2 приводятся формулы, связывающие низкочастотные параметры четырехполюсника. В табл. 3.3 и 3.4 даются формулы, связывающие физические  $h$ - и  $y$ -параметры. В рамки заключены параметры, которые наиболее просто и точно измеряются на низких частотах; их следует считать основными и рассматривать более подробно.

Наиболее важным из них является  $h_{21э}$  или  $\beta_0$  — коэффициент передачи по току в схеме с ОЭ; он характеризует как усилительные свойства, знание которых требуется при расчете схем, так и в большой мере качество и свойства транзистора, контроль которых особенно важен в процессе изготовления. Как следует из табл. 3.2 — 3.4,  $h_{21э}$  связан с тринадцатью другими параметрами, достаточно простыми и удобными для практики формулами. Измеряется параметр в схеме с ОЭ, где эти измерения особенно точны. Но в ряде случаев, например в условиях производства, удобнее измерять величину  $(1 + h_{21э})$  или разность  $(1 - \alpha_0)$  в более устойчивой схеме с ОБ. Рассмотрим более подробно свойства параметра и его зависимости от режима и температуры.

Зависимость от тока достаточно сложна и определяется следующими четырьмя основными факторами, действующими каждый в своей области токов. Первый фактор — поверхностная рекомбинация неосновных носителей. Он действует в области малых токов эмиттера и определяет рост  $\beta_0$  с увеличением  $I_э$ . Второй — объемная рекомбинация, вызывающая снижение  $\beta_0$  с ростом  $I_э$  в области средних токов. Третий — эффективность эмиттера; он обуславливает падение  $\beta_0$  с увеличением  $I_э$  в области больших токов и четвертый — неравномерное распределение тока по площади эмиттера; этот фактор также вызывает уменьшение  $\beta_0$  с ростом  $I_э$ , но в области самых больших токов. Естественно, такое деление на области в какой-то мере условно и вводится для облегчения понимания физики процессов, определяющих основные свойства транзистора как усилительного прибора. Все факторы действуют во всем диапазоне токов, однако действие каждого из них на коэффициент будет зависеть от величины (плотности) тока  $I_э$  (уровня

инъекции) и будет наиболее заметным именно в указанных областях.

Рассмотрим более подробно влияние каждого из этих факторов. Условием электрической нейтральности в базе будет

$$n + N_a = p + N_d. \quad (3.1)$$

Для определенности и облегчения анализа будем рассматривать  $p$ - $n$ - $p$  транзистор, имея в виду, что все формулы и окончательные выводы можно использовать с известными простыми формальными преобразованиями и для  $n$ - $p$ - $n$  транзисторов.

Для базы  $n$ -типа бездрейфового транзистора с равномерным распределением доноров в базе при  $N_a \ll N_d$  можно записать

$$n \approx p + N_d \quad (3.2)$$

и

$$\text{grad} n \approx \text{grad} p. \quad (3.3)$$

Инжектированные эмиттером дырки диффундируют через базу и экстрагируются полем коллектора; устанавливается определенный градиент их концентрации. Поскольку база должна быть нейтральной, на короткое мгновение устанавливается точно такой же градиент концентрации и электронов. Однако последние немедленно начинают диффундировать под действием этого градиента также в сторону коллектора. Устанавливается динамическое равновесие: движение электронов останавливается полем, появившимся в базе в результате снижения градиента их концентрации и действия повышенной плотности и градиента концентрации дырок у эмиттера. Поле, препятствующее движению электронов, естественно, является ускоряющим для дырок.

Учитывая изложенное, а также знаки носителей, градиентов, потенциалов и концентраций и направления диффузионных и дрейфовых составляющих токов электронов и дырок, можно записать уравнения для соответствующих плотностей токов в базе:

$$\begin{aligned} j_n &= qn\mu_n E_{\sigma} + qD_n \text{grad} n, \\ j_p &= qp\mu_p E_{\sigma} - qD_p \text{grad} p. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Естественно, плотность тока инжектированных дырок будет всегда во много раз больше плотности тока электро-

нов. Тогда, приняв  $j_n \approx 0$  и комбинируя уравнения (3.2) — (3.4), получим выражения для величины напряженности электрического поля  $E$  в базе и плотности дырочного тока с учетом действия этого поля:

$$E_{бз} = -\varphi_T \frac{\text{grad } p}{p + N_d}, \quad (3.5)$$

$$j_p = -qD_p \text{grad } p \left( 1 + \frac{p}{N_d + p} \right). \quad (3.6)$$

При малых токах эмиттера, когда значение  $p$  мало, дробь  $p/(p + N_d) \ll 1$ ; с увеличением инжекции, т. е. с ростом  $p$ , дробь растет, приближаясь к единице. Если уровень инжекции настолько велик, что выполняется условие  $p \gg N_d$ , то

$$j_p = -2qD_p \text{grad } p, \quad (3.7)$$

что равносильно удвоению коэффициента диффузии. Выражением (3.7) можно пользоваться при  $p/N_d$ , например больше 20, т. е. для больших токов. Для меньших значений величину  $D_p$  следует умножить на  $1 + p/(N_d + p)$ .

Инжектированные эмиттером дырки будут также менять (увеличивать) проводимость базы в  $(N_d + p)/N_d$  раз при равномерном распределении дырок и в  $(N_d + 2p)/N_d$  раз при определенном градиенте их, всегда существующем в базе.

Зависимость коэффициента передачи тока эмиттера для бездрейфовых транзисторов в диапазоне токов можно представить, несколько преобразовав известную [14] формулу:

$$\frac{1}{\beta_0} = K_1 \frac{W}{D_b} + K_2 \frac{W}{D_b} \sigma_b W + K_3 \sigma_b W, \quad (3.8)$$

где

$$D_b = D_{b0} \left( 1 + \frac{p}{p + N_d} \right); \quad (3.9)$$

$$\sigma_b = \sigma_{b0} \left( \frac{N_d + 2p}{N_d} \right). \quad (3.10)$$

Здесь  $K_1$ ,  $K_2$  и  $K_3$  — коэффициенты, зависящие от физических и геометрических данных транзистора;  $D_{b0}$  и  $\sigma_{b0}$  — значения  $D_b$  и  $\sigma_b$  при малых уровнях инжекции.

Первый член уравнения (3.8) определяет влияние первого фактора. При возрастании тока растет  $D_b$  и соответственно  $\beta_0$ . При определенных сравнительно небольших



тока начинает действовать в ту же сторону и второй фактор, который, однако, быстро перестает увеличиваться с началом роста  $\sigma_6$ . По мере увеличения тока  $D_6$  делается равным  $2D_{60}$ , рост  $\beta_0$  прекращается и начинается его падение, определяемое теперь вторым и третьим членом, т. е. вторым и третьим фактором. Необходимо отметить, что коэффициент  $K_1$  обычно бывает больше коэффициента  $K_3$ , отсюда — более резкое действие первого члена на возрастание  $\beta_0$ , чем третьего члена на падение  $\beta_0$ .

Формула (3.8) не справедлива при работе транзистора в микрорежиме, где основное влияние на величину коэффициента усиления  $\beta_0$  оказывает рекомбинация носителей в приэмиттерной области (подробно об этом см. гл. 6).

При работе транзистора на очень больших плотностях тока начинает сказываться четвертый фактор — падение напряжения в объеме базы. В мощных транзисторах этот ток достигает десятков и даже сотен миллиампер, а площади базы — десятков квадратных миллиметров. Вследствие малой толщины и конечного удельного сопротивления области базы этот ток вызывает появление градиента потенциала, снижающего прямое смещение эмиттерного перехода в направлении от края к центру эмиттера, вследствие чего ток эмиттера оказывается неравномерно распределенным по площади перехода с максимальной плотностью по краям перехода. Разность в плотностях тока может оказаться весьма существенной вследствие экспоненциальной зависимости плотности тока эмиттера от напряжения. При «круглой геометрии» и больших токах фактически будет работать кольцо у периферии эмиттера, где плотность тока будет значительно больше, чем рассчитанная из условий равномерного распределения тока, и отношение электронной составляющей тока эмиттера к дырочной будет значительно больше. Общая эффективность эмиттера [второй член (3.8)] снизится еще больше, что и будет вызывать дальнейшее падение  $\beta_0$ .

Оценить влияние вытеснения эмиттерного тока можно, введя понятие  $A_{эфф}$  — эффективной площади эмиттера, под которой понимается площадь такого эмиттера, плотность тока которого постоянна, а общий ток равен току реального эмиттера. Величина  $A_{эфф}$  должна быть учтена в коэффициенте  $K_1$  выражения (3.8), вместо  $A_3$ , а поскольку  $A_3 > A_{эфф}$ ,  $K_1$  увеличится и  $\beta_0$  будет меньше. Выражение для вычисления  $A_{эфф}$  дается в работе [48].

Для дрейфовых транзисторов следует учитывать электрическое поле в базе и при отсутствии тока инжекции; оно зависит от распределения примесей вдоль базы.

Выражение для поля в базе дрейфового транзистора при большом уровне сигнала для  $p$ - $n$ - $p$  транзистора получено в виде [85]

$$E = -\varphi_T \frac{1}{p+N_d} \text{grad}(p+N_d). \quad (3.11)$$

Выражение, связывающее плотность дырочного тока в базовой области с распределением примесей и концентрацией инжектированных дырок, можно получить, подставив (3.11) в выражение (3.6) для плотности дырочного тока:

$$j_p = -qD_p \left[ \text{grad } p + \frac{p}{p+N_d} \text{grad}(p+N_d) \right]. \quad (3.12)$$

Если инжекция мала, существует значительный градиент концентрации примесей и поле определяется только распределением примесей (3.11). С ростом уровня инжекции создается поле, обусловленное избыточными электронами и инжекцией дырок в базу. Градиент дырок в базовой области при этом возрастает. При больших уровнях инжекции, когда  $p \gg N_d$  и  $p \approx n$ , электрическое поле в базе дрейфового транзистора определяется той же формулой (3.5), т. е. будет таким же, как и в бездрейфовом транзисторе. Это объясняется тем, что поле, создаваемое в базе за счет неравномерного распределения избыточных электронов из-за неравенства  $p \gg N_d$ , оказывается значительно сильнее, чем поле, создаваемое за счет неравномерного распределения примесей. Таким образом, при большом уровне инжекции поле в базе транзистора не зависит от закона распределения примесей и оказывается практически одинаковым в дрейфовом и бездрейфовом транзисторах, при этом ток в дрейфовом и бездрейфовом транзисторах оказывается одинаковым и определяется из выражения (3.7).

Уравнение (3.7) предполагает, что градиент дырок одинаков во всей области базы, т. е. ток является чисто диффузионным, в то время как он определяется в значительной степени и дрейфом дырок в электрическом поле. Как следует из (3.12) и (3.7), при  $p \gg N_d$  диффузионный и дрейфовый ток одинаковы.

☛ Зависимость  $h_{21\beta}$  от напряжения на коллекторе хорошо видна из уравнения (3.8). С увеличением напряжения

на коллекторном переходе  $h_{21a}$  растет за счет расширения перехода (эффект Эрли) и уменьшения толщины базы  $W$ . Это явление особенно заметно в бездрейфовых транзисторах с широкой высокоомной базой. В дрейфовых транзисторах с достаточно сильно легированной базой и высокоомной областью коллектора переход распространяется именно в эту область и величина  $h_{21a}$  слабо зависит от напряжения на коллекторе.

Температурная зависимость  $h_{21a}$  определяется величиной  $\sigma_b$ , входящей в два члена формулы (3.8). Оба члена с повышением температуры падают, вызывая рост  $h_{21a}$ .

Следующим по важности параметром является  $h_{11b}$ . Как следует из табл. 3.2—3.4, он позволяет определить восемь других параметров и в сравнении с другими имеет наименьший разброс (так, например, для маломощных сплавно-диффузионных транзисторов, по своим технологическим особенностям обладающих повышенным разбросом по этому параметру,  $h_{11b}$  изменяется от 5,5 до 10 ом по всем группам; для отдельных групп остается в пределах 6—8 ом). Таким образом, параметр удобен как для расчета схем, так и для статистической обработки и контроля в производстве. О зависимостях  $h_{11b}$  от тока  $I_b$ , напряжения  $U_{кб}$  и температуры можно судить по входным характеристикам в схеме с ОБ, достаточно подробно рассмотренным в гл. 2.

Обведенным рамкой в табл. 3.3 и 3.4 является также параметр  $y_{21a}$ , или  $s_0$  — крутизна переходной вольтамперной характеристики  $I_{к}(U_{ба})_{U_{кб}=\text{const}}$ . Он связан с восемью другими параметрами транзисторов и применяется для расчета широкого класса схем с генератором напряжения на входе. Особенностью его следует считать почти полную независимость от схемы включения транзистора, а в диапазоне номинальных токов его можно считать постоянным и слабо зависящим от температуры. Этот параметр характеризует качество входных цепей транзистора и одновременно его усилительные свойства. Поскольку его измерение связано с определенными затруднениями (требуется снятие или построение указанной выше и нерекомендованной вольтамперной характеристики или измерение малых входных напряжений), можно получить его величину и зависимости через другие параметры, имея в виду, что

$$y_{21a} = \frac{h_{21a}}{h_{11b}} \approx \frac{h_{21b}}{h_{11b}}. \quad (3.13)$$

Остальные низкочастотные параметры четырехполюсника, обведенные рамкой, не требуют особых комментариев.

Параметр  $h_{22б}$  — выходная проводимость транзистора в схеме с ОБ при разомкнутом входе. Он позволяет вычислить 5—6 других параметров. Зависимости  $h_{22б}$  определяются по выходным вольтамперным характеристикам в схеме с ОБ, подробно рассмотренным в гл. 2.

Параметр  $h_{12б}$  содержит наименьшую информацию о свойствах транзистора и наименее употребителен при

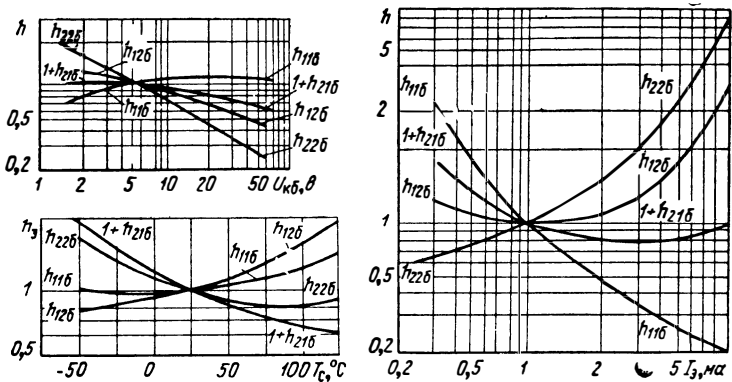


Рис. 3.4. Нормализованные зависимости  $h$ -параметров транзистора от напряжения на коллекторе, тока коллектора и температуры для схемы с ОБ.

расчете схем. Однако если не измерять параметр  $y_{22э}$ , то для его вычисления  $h_{12б}$  становится необходимым. Измерение этого параметра менее удобно, чем измерение всех других  $h$ -параметров. Учитывая, что в силу статистических закономерностей, при ограниченном числе массовых измерений в условиях производства, четкая связь между четырьмя  $h$ -параметрами, определяемая формулами, может нарушиться, один из параметров, а именно  $h_{21б}$ , следует рассчитывать по формулам, а не измерять.

На рис. 3.4 приведены нормализованные зависимости  $h$ -параметров от режима и температуры для схемы с ОБ. Подобные зависимости с конкретными данными для типовых транзисторов малых мощностей даются на рис. 3.5. Из кривых следует, что в определенных диапазонах температур, токов и напряжений зависимости могут быть

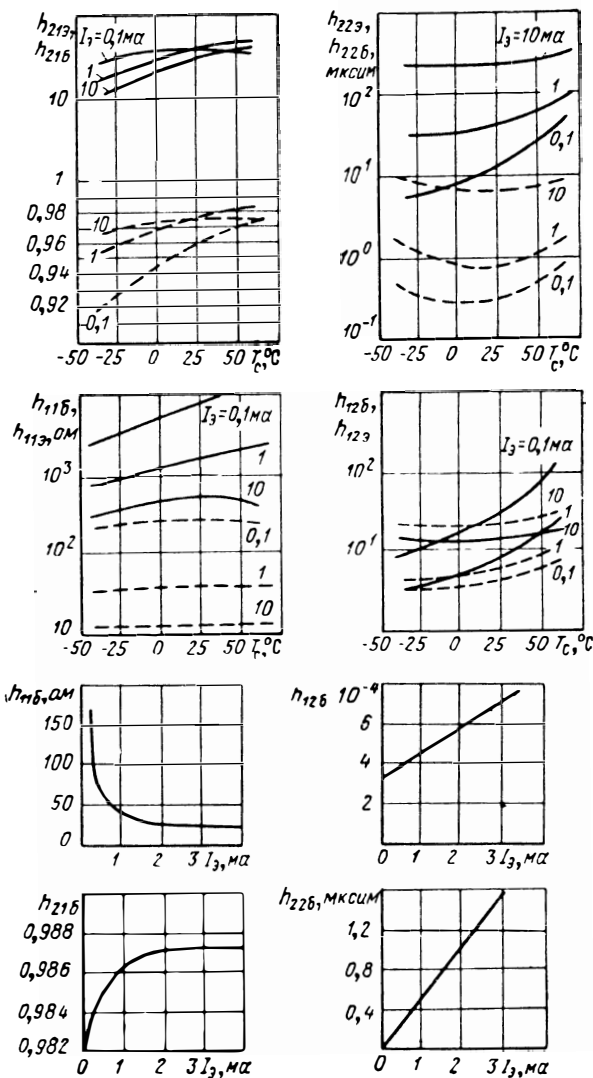


Рис. 3.5. Зависимости  $h$ -параметров от температуры и тока эмиттера при  $T_c = +25^\circ\text{C}$  для германиевого транзистора малой мощности при  $U_{\text{кб}} = U_{\text{кэ}} = 2 \text{ в}$  (--- схема с ОБ, — схема с ОЭ).

аппроксимированы с достаточной для практики точностью прямыми. Общая формула для этого случая имеет вид [86]

$$h_{\sigma} = h^0 (1 + a\Delta A), \quad (3.14)$$

$\Delta A$  равно: в диапазоне температур  $T^{\circ} - 20^{\circ}$ , в диапазоне токов  $I_{\kappa} - I_{\kappa}^0$  и в диапазоне напряжений  $U_{\kappa\beta} - U_{\kappa\beta}^0$ ;  $h_{\sigma}^0$  — параметр в номинальных условиях: при температуре  $+20^{\circ}$  или в номинальном режиме;  $I_{\kappa}^0$  и  $I_{\kappa}$ ,  $U_{\kappa\beta}^0$  и  $U_{\kappa\beta}$  — номинальное (начальное) и конечное значения токов и напряжений соответственно; значение коэффициента  $a$  дается табл. 3.5.

Таблица 3.5

| Параметр $h_{\sigma}$ | Коэффициент $a$ в диапазоне               |                            |   |
|-----------------------|---|----------------------------|---|
|                       | температур,<br>$10^{-3}/^{\circ}\text{C}$ | токов, $1/ma$              | напряжений $1/v$                            |
| $h_{11\beta}$         | $-60 \div +80^{\circ}\text{C}$            | $0,5-20\ ma$               | $0,5-5,0\ v$                                |
|                       | $3,3 \pm 1$                               | $-1/I_{\kappa}$            | $(20 \pm 7) \cdot 10^{-3}$                  |
| $h_{21\beta}$         | $-60 \div +80^{\circ}\text{C}$            | $0,3-8,0\ ma$              | $0,5-5,0\ v$                                |
|                       | $0,08-0,40$                               | $(1 \div 3) \cdot 10^{-3}$ | $(3 \div 10) \cdot 10^{-4}$                 |
| $h_{12\beta}$         | $-60 \div +80^{\circ}\text{C}$            | $0,3-2,0\ ma$              | $0,7-5,0\ v$                                |
|                       | $4,5 \pm 1,3$                             | $(8 \pm 4) \cdot 10^{-2}$  | $-1/(2U_{\kappa\beta} + U_{\kappa\beta}^0)$ |
| $h_{22\beta}$         | $-60 \div +60^{\circ}\text{C}$            | $0,3-2,0\ ma$              | $0,7-5,0\ v$                                |
|                       | $-5 \pm 1,5$                              | $1,25 \pm 0,2$             | $-1/(4U_{\kappa\beta} + U_{\kappa\beta}^0)$ |

К низкочастотным параметрам следует отнести и коэффициент усиления по мощности, который выражается через элементы схемы — сопротивления генератора сигнала на входе  $R_{\Gamma}$  и нагрузки  $R_{\text{H}}$  и  $h$ -параметры [40]:

$$K_{\text{P}} = 4R_{\Gamma}R_{\text{H}} \frac{1}{\left[ h + \frac{h_{11}}{R_{\text{H}}} + \left( h_{22} + \frac{1}{R_{\text{H}}} \right) R_{\Gamma} \right]^2}, \quad (3.15)$$

$$h = h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21}$$

Для того чтобы параметр характеризовал транзистор, независимо от схемы его включения, пользуются параметром

$K_P$ , соответствующим максимальному усилению, что имеет место при согласовании на входе и на выходе; формула (3.15) примет вид

$$K_P = \frac{h_{21}^2}{(\sqrt{h} + \sqrt{h_{11}h_{22}})^2}. \quad (3.16)$$

Согласование затруднено из-за действия параметра обратной связи  $h_{12}$ . Поэтому еще удобнее характеризовать усиление транзистора по мощности при нейтрализации обратной связи. При этом  $h_{12} = 0$  и формула (3.16) преобразуется:

$$K_P = \frac{h_{21}^2}{4h_{11}h_{22}}. \quad (3.17)$$

В это выражение входят три основных параметра, характеризующих транзистор.

Недостатком параметров четырехполюсников является их зависимость от схемы включения. Свободны от этого недостатка параметры эквивалентных схем или схем замещения транзистора, так называемые собственные или физические параметры. Схемы замещения строятся на основании известных данных одномерной теоретической модели с добавлением к ней внешних параметров рис. 3.2 и 3.3 (теоретическая модель обведена пунктиром).

Низкочастотные параметры Т- и П-образных эквивалентных схем, указанные на рис. 3.2, 3.3 \*) и в табл. 3.3 и 3.4, также связаны между собой и с параметрами четырехполюсника и могут быть выражены через физические параметры транзистора, а также через токи и напряжения на его электродах следующими формулами.

Коэффициент передачи тока эмиттера на малом сигнале:

$$\alpha_0 = -h_{21e} = \frac{h_{21e}}{1 + h_{21e}}. \quad (3.18)$$

Поскольку зависимости  $h_{21e}$  подробно рассмотрены выше, формула дает возможность судить об изменениях  $\alpha_0$  с током, напряжением и температурой. Для примерных расчетов можно использовать приближенную формулу, полученную на основании выражения (3.8):

$$\alpha_0 \approx \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{W}{L_G} \right)^2}. \quad (3.19)$$

---

\*) Поскольку емкости являются частотно независимыми параметрами, но их действие сказывается на высоких частотах, они рассматриваются в § 3.2.

Дифференциальное сопротивление прямосмещенного эмиттерного перехода в соответствии с уравнением (2.5) входной вольтамперной характеристики в схеме с ОБ и табл. 3.3 будет

$$r_{\text{э}} = \frac{\varphi_T}{I_{\text{э}}} = 2 \left[ h_{11\text{б}} - \frac{h_{12\text{б}}}{h_{22\text{б}}} (1 + h_{21\text{б}}) \right]. \quad (3.20)$$

Следует заметить, что при учете эффекта Эрли с помощью сопротивления  $r_{\text{б}}''$  (а не генератора обратной связи) в схеме замещения (рис. 3.2) должно быть  $r_{\text{э}}/2$ , а не  $r_{\text{э}}$ . Только в этом случае  $h_{11\text{б}}$  остается неизменным и равным  $r_{\text{э}} + r_{\text{б}}'' (1 - \alpha_0)$ .

Диффузионное дифференциальное сопротивление базы  $r_{\text{б}}''$  определяет связь между входом и выходом транзистора за счет эффекта Эрли:

$$r_{\text{б}}'' = \frac{r_{\text{э}}}{2(1 - \alpha_0)} = \frac{h_{11\text{б}}}{1 + h_{21\text{б}}} - \frac{h_{12\text{б}}}{h_{22\text{б}}}. \quad (3.21)$$

Объемное (распределенное) активное сопротивление материала базы зависит от геометрии и технологии изготовления транзистора. Вообще же можно записать для всех случаев:

$$r_{\text{б}} = (0,1 \div 1) \frac{\rho_{\text{б}}}{W} = 2 \frac{h_{12\text{б}}}{h_{22\text{б}}} - \frac{h_{11\text{б}}}{1 + h_{21\text{б}}}. \quad (3.22)$$

Для определения  $r_{\text{б}}'$  рекомендуется пользоваться соотношением

$$r_{\text{б}}' = \text{Re}(h_{11\text{а}}), \quad (3.23)$$

где  $\text{Re}(h_{11\text{а}})$  — действительная часть входного сопротивления транзистора на достаточно высокой частоте.

Полное дифференциальное сопротивление базы связано с  $h$ -параметрами достаточно простой формулой, удобной для анализа и вычислений:

$$r_{\text{б}} = r_{\text{б}}' + r_{\text{б}}'' = \frac{h_{12\text{б}}}{h_{22\text{б}}}. \quad (3.24)$$

Дифференциальное сопротивление коллектора

$$r_{\text{к}} = cr_{\text{э}} \sqrt{\frac{U_{\text{кб}}}{r_{\text{б}}' W^3 \varphi_T}} = \frac{1}{h_{22}}, \quad (3.25)$$

где  $c$  — постоянная, зависящая от материала и геометрии базы.



Сопротивления П-образной схемы замещения связаны с соответствующими сопротивлениями Т-образной схемы:

$$\left. \begin{aligned} r_{об'} &= \frac{3}{2} r_{э} (1 + h_{21э}), \\ r_{кэ} &= \frac{2r_{к}}{1 + h_{21э}}, \\ r_{кб'} &= 2r_{к}. \end{aligned} \right\} \quad (3.26)$$

### 3.2. ПАРАМЕТРЫ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Конечная скорость движения неосновных носителей в базе и наличие диффузионных и зарядных емкостей эмиттерного и коллекторного переходов обуславливают зависимость большинства параметров транзистора по величине и по фазе от частоты. На основании замеров параметров четырехполюсника на различных частотах может быть установлена частотная зависимость каждого из параметров схемы замещения. Наиболее предпочтительны из параметров четырехполюсника  $\dot{y}$ -параметры для схем с ОБ и ОЭ. На высоких частотах создание короткого замыкания на входе и выходе транзистора значительно проще, чем холостого хода, поэтому  $\dot{y}$ -параметры измеряются с меньшей погрешностью и с меньшими трудностями, чем  $\dot{h}$ - или  $\dot{z}$ -параметры. Однако измерение всех 16 параметров, т. е. вещественной и мнимой составляющих для обеих схем, — довольно трудоемкая работа, кроме того  $\dot{y}_б$ -параметры практически почти не применяются [35], поэтому в дальнейшем будут рассмотрены только  $\dot{y}_э$ -параметры. Зависимости  $\dot{y}$ -параметров от частоты снимаются при одном или двух напряжениях коллектор — эмиттер и при различных (как минимум при двух) токах коллектора. На рис. 3.6 приведены такие зависимости, снятые для высокочастотного германиевого транзистора с предельной частотой  $f_T \approx 300$  Мгц. Параметр  $\dot{y}_{21}$  — крутизна характеристики, как слабо зависящей от схемы включения, может измеряться в более устойчивой схеме — с ОБ.

Обратные величины вещественных частей  $\text{Re}(\dot{y}_э)$  есть активные сопротивления — входное, прямое и обратное проходные и выходное  $r_{11э}$ ,  $r_{12э}$ ,  $r_{21э}$  и  $r_{22э}$  на высокой

частоте. Частное от деления мнимых частей  $\text{Im}(\dot{y}_a)$  соответствующих  $\dot{y}_a$ -параметров на высокой частоте на частоту  $\omega$  есть емкости: входная, прямая и обратная проходные, и выходная:  $C_{11a}$ ,  $C_{12a}$ ,  $C_{21a}$  и  $C_{22a}$  на высокой частоте.

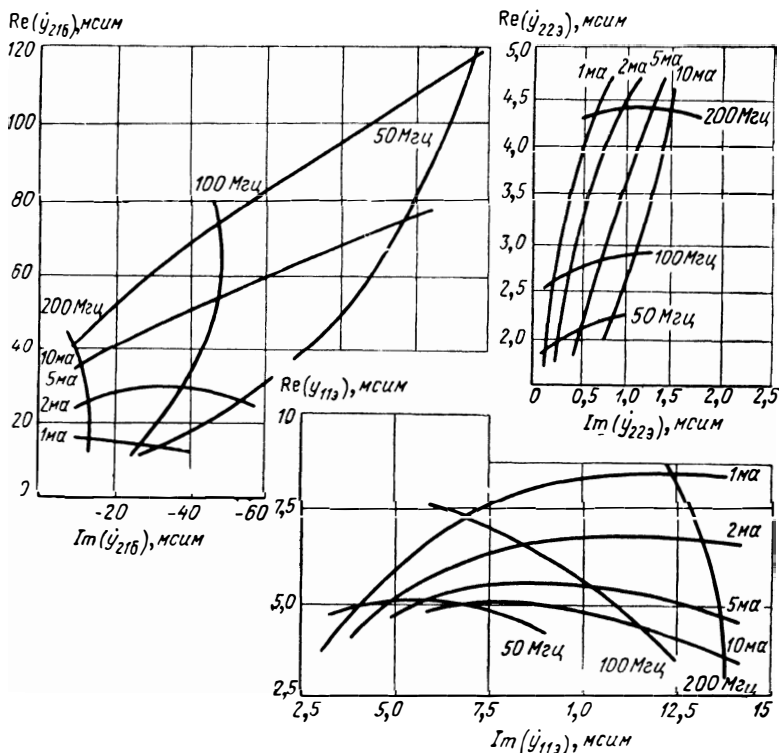


Рис. 3.6. Зависимости входной и выходной проводимостей и проводимости прямой передачи германиевого высокочастотного транзистора от частоты и тока эмиттера.

Другими словами, составляющие  $\dot{y}_a$ -параметров могут быть выражены следующими общими формулами:

$$\begin{aligned} \dot{y}_{11a} &= \frac{1}{r_{11a}} + j\omega C_{11a}, & \dot{y}_{21a} &= \frac{1}{r_{21a}} + j\omega C_{21a}, \\ \dot{y}'_{12a} &= \frac{1}{r_{12a}} + j\omega C_{12a}, & \dot{y}_{22a} &= \frac{1}{r_{22a}} + j\omega C_{22a}. \end{aligned} \quad (3.27)$$

На рис. 3.7 приведены зависимости некоторых параметров ( $r_{11э}$ ,  $r_{22э}$ ,  $C_{11э}$  и  $C_{22э}$ ) от частоты для сплавно-диффузионных высокочастотных германиевых  $p-n-p$  транзисторов малой мощности. Из кривых следует, что величины

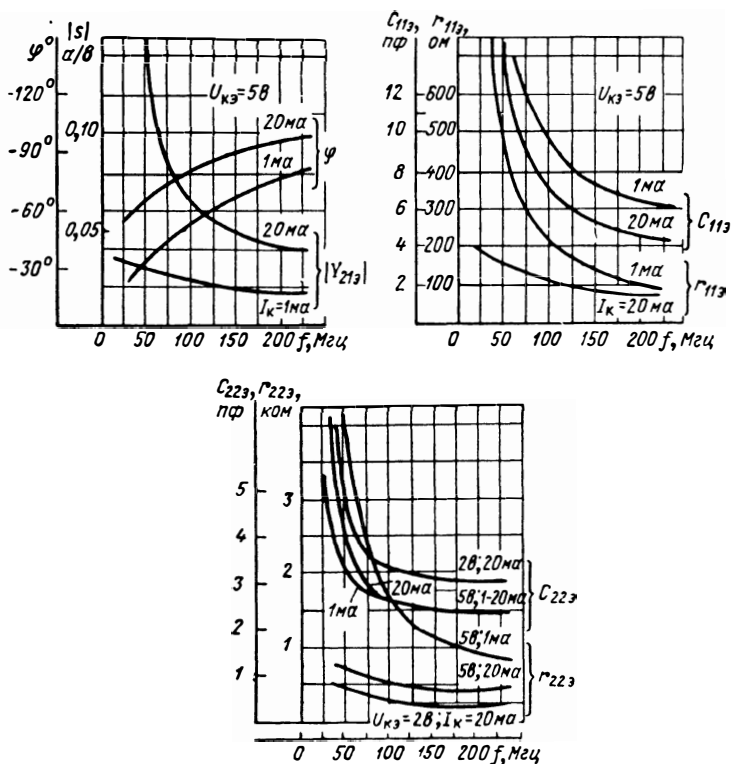


Рис. 3.7. Зависимости модуля и фазы крутизны, входной и выходной емкостей и входного и выходного сопротивлений от частоты для германиевых сплавно-диффузионных высокочастотных  $p-n-p$  транзисторов (схема с ОЭ).

всех параметров быстро снижаются на частотах примерно до  $100 МГц$ . Далее падение замедляется и параметры практически не меняются до конца рабочего диапазона частот транзистора.

Для входной и выходной активных составляющих — сопротивлений  $r_{11э}$  и  $r_{22э}$  — характерны более резкие

изменения с частотой и большие величины при меньших токах коллектора  $I_K$ . Выходная емкость  $C_{22\partial}$  изменяется более медленно и имеет меньшую величину при меньшем  $I_K$ ; практически же она мало зависит от тока. Входная емкость  $C_{11\partial}$  резко зависит от тока и при меньшем токе  $I_K$  также имеет меньшую величину.

Если известны параметры  $\beta_0$ ,  $C_K$ ,  $r'_b$  и  $f_T$ , обычно указываемые в ТУ и справочниках, могут быть использованы удобные для практики упрощенные формулы [42] для расчета  $y$ -параметров и их зависимостей от частоты, температуры и режима. Для типовых маломощных высокочастотных транзисторов круглой геометрии эти формулы имеют вид:

$$\begin{aligned} \dot{y}_{11\partial} &\approx \frac{b}{r'_b} \left[ \frac{1}{\beta_0} + ac^2 + j \left( 1 - \frac{a}{\beta_0} \right) \right], \\ \dot{y}_{21\partial} &\approx \frac{b}{r'_b} (1 - jac), \\ \dot{y}_{12\partial} &\approx -b\omega C_K [ac + j(2,5 + 1,25a^2c^2)], \\ \dot{y}_{22\partial} &\approx b\omega C_K \left[ ac + j \left( a + \frac{2,5}{b} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Здесь  $a$ ,  $b$  и  $c$  — безразмерные коэффициенты:  $a = r'_b/r'_b$ ;  $b = 1/(1 + a^2c^2)$  и  $c = f/f_T$ .

Частотно зависимыми параметрами являются также  $r_a$ ,  $r''_b$ ,  $r_K$  и  $\alpha_0$ , которые теперь следует обозначать соответственно через  $z_a$ ,  $z''_b$ ,  $z_K$  и  $\alpha$ . В табл. 3.6 приведены формулы [9] для определения этих четырех величин для трех диапазонов высоких частот:  $1/2\pi r_K C_K < f < 0,1f_\alpha$ ,  $f > 0,1f_\alpha$  и  $0,1f_\alpha < f \leq 8f_\alpha$ . В первых двух случаях модуль и фаза параметров рассчитываются непосредственно по формуле таблицы; в третьем случае модуль и фаза вычисляются с несколько большей точностью с помощью формул таблицы и графика частотно зависимых коэффициентов  $F_1$  и  $F_2$  (рис. 3.8). Параметры  $r'_b$ ,  $C_K$ ,  $C_a$ ,  $C_d$  и  $r'_b C_K$  в первом приближении не зависят от частоты.

Суть влияния емкостей переходов заключается в том, что при изменении напряжения на переходе изменяется ширина обедненного слоя. Благодаря этому в слоях, прилегающих к переходу как со стороны  $p$ -области, так и со стороны  $n$ -области, увеличивается концентрация основных носителей, во время передвижения которых образуется ток

Таблица 3.6

| Параметр       | Формулы для диапазонов частот                           |   |  |
|----------------|---|---|--|
|                | от $1/2\pi r_{\kappa} C_{\kappa}$<br>до $0,1f_{\alpha}$ | свыше $0,1f_{\alpha}$   | до $8f_{\alpha}$                                   |
| $\alpha$       | $\alpha_0$  | $\frac{\alpha_0}{1 - 0,25(f/f_{\alpha})^2 + j1,2f/f_{\alpha}}$  | $\alpha_0 F_1$                                     |
| $z_{\partial}$ | $\frac{r_{\partial}}{2}$                                | $\frac{r_{\partial}}{1 + j0,8 \frac{f}{f_{\alpha}}}$  | $r_{\partial} F_2$                                 |
| $z''_0$        | $\frac{r''_0}{1 + j \frac{f}{f_{\beta}}}$               | 0   | $r''_0 F_1$  |
| $z_{\kappa}$   | $\frac{r_{\kappa}}{1 + j \frac{f}{f_{\beta}}}$          | $r_{\kappa} \frac{1 - \left(\frac{f}{f_{\alpha}}\right)^2}{1 + 0,8 \frac{f}{f_{\alpha}} \cdot \frac{1}{f_{\beta}}}$ | $r_{\kappa} \frac{F_2}{1 + j \frac{f}{f_{\beta}}}$ |

$$F_1 = |F_1| e^{-j\varphi_1}, \quad F_2 = |F_2| e^{-j\varphi_2}$$

смещения [38]. Переход в этом случае подобен конденсатору, который разряжается и заряжается, вызывая изменения тока.

Емкость переходов складывается из двух емкостей — зарядной и диффузионной. Первая характеризует изменение пространственного заряда при переходных областях, вторая — изменение заряда неосновных подвижных носителей в базе, вызываемое изменением напряжения (смещения) на переходе.

Основное влияние на частотные и переходные характеристики транзисторов на малых сигналах оказывают зарядные емкости  $C_{\kappa}$ ,  $C'_{\kappa}$  и  $C_{\partial}$  коллекторного и эмиттерного переходов. Диффузионная емкость эмиттера  $C_{\partial}$  должна быть учтена в схемах замещения, если считать коэффициент передачи  $\alpha$  не зависящим от времени или частоты; если же пользоваться, например, зависимостью (3.37), то диффузионную емкость учитывать не следует.

Зарядные и диффузионные емкости определяются следующими известными формулами:

— для бездрейфовых транзисторов

$$\begin{aligned} C_K + C'_K &= 3 \cdot 10^{-5} A_K (N_1/U_{KB})^l, \\ C_3 &= 3 \cdot 10^{-5} A_3 (N_1/U_{36})^l, \\ C_{3д} &= 2,2 \cdot 10^6 [I_3/(T^\circ f_\alpha)]; \end{aligned} \quad (3.29)$$

— для дрейфовых транзисторов

$$\begin{aligned} C_K + C'_K &= 1,5 \cdot 10^{-7} A_K (N_2/U_{KB})^l, \\ C_3 &= 3 \cdot 10^{-5} A_3 (N_1/U_{36})^l, \\ C_{3д} &= 10^6 [I_3/(T^\circ f_\alpha \eta^2)], \\ C'_K &= C_K [(A_K/A_3) - 1]. \end{aligned} \quad (3.31)$$

В этих формулах:

$C_K$  — емкость активной части коллектора; соответствует емкости коллекторного перехода с площадью, равной площади ( $A_3$ ) эмиттерного перехода [41];

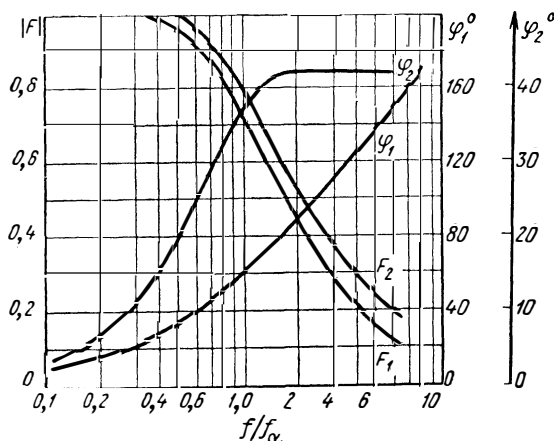


Рис. 3.8. Кривые для расчета модуля и фазы параметров  $\alpha$ ,  $Z_0''$ ,  $Z_3$  и  $Z_K$  T-образной схемы замещения в диапазоне частот.

$C_K$  — емкость пассивной части коллектора; соответствует емкости части коллекторного перехода с площадью  $A_K - A_3$ ;  
 $N_1$  — плотность примеси в базе,  $см^{-3}$ ;  
 $N_2$  — градиент плотности примеси,  $см^{-4}$ ;  
 $C$ , пф;  $U$ , в;  $I_3$ , ма;  $T^\circ$ ,  $^\circ K$ ;  $f_\alpha$ , МГц;  $A$ ,  $см^2$ ;  
 $l = 1/3$  для плавных переходов и  $1/2$  — для резких.

В технические условия на транзисторы и справочники обычно вносится величина  $r'_6 C_K$  — важнейший параметр транзистора, определяющий его высокочастотные свойства. В соответствии со схемой рис. 3.2 и формулой (3.31)

$$r'_6 C_K = \frac{A_3}{A_K} \cdot r'_6 (C_K + C'_K), \quad (3.32)$$

для типовых маломощных высокочастотных транзисторов «круглой геометрии»

$$r'_6 C_K = 0,4 r'_6 (C_K + C'_K). \quad (3.33)$$

Емкость  $(C_K + C'_K)$  обычно определяется непосредственным измерением при токе эмиттера, равном нулю. Постоян-

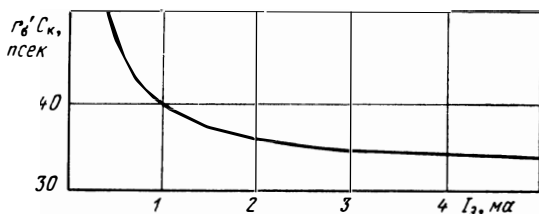


Рис. 3.9. Зависимость постоянной времени коллекторной цепи от тока эмиттера для германиевого высокочастотного  $p-n-p$  транзистора малой мощности.

ная  $r'_6 C_K$  при малых плотностях тока зависит от тока (рис. 3.9), что должно быть учтено при выборе измерительного режима и при расчете схем.

Выражение (3.32) можно также использовать для определения  $r'_6$ , поскольку вычисления по формулам (3.22) и (3.23) требуют большого количества данных или постановки специальных измерений. Тогда

$$r'_6 = \frac{A_K}{A_3} \frac{r'_6 C_K}{C_K + C'_K} \quad (3.34)$$

или для типовых транзисторов с электродами круглой формы

$$r'_6 \approx 2,5 \frac{r'_6 C_K}{C_K + C'_K}. \quad (3.35)$$

Для оценки усилительных свойств транзистора в широком диапазоне частот удобно пользоваться параметром, который носит название  $U$ -функции [111].  $U$  — функция

по мощности транзистора (четырёхполюсника) в схеме с внешней обратной связью, состоящей только из реактивных элементов (рис. 3.10). В такой схеме транзистор нейтрализован, однонаправлен и коэффициент усиления  $U$  каскада зависит только от собственных параметров транзистора. Трансформатор  $Tp$  и реактивность  $jX_{22}$  (реактивная часть выходного сопротивления четырёхполюсника) обеспечивают необходимые величины и фазы напряжения

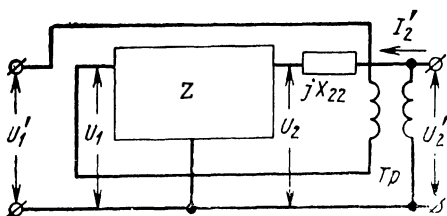


Рис. 3.10. Однонаправленный четырёхполюсник (транзистор), нейтрализованный с помощью схемы обратной связи без потерь, состоящей из трансформатора  $Tp$  и реактивности  $jX_{22}$ .

обратной связи на входе. Анализ схемы [111] приводит к выражению для  $U$ -функции через  $Z$ -параметры и их соответствующие активные составляющие  $R$ :

$$U = \frac{|Z_{21} - Z_{12}|^2}{4(R_{11}R_{22} - R_{12}R_{21})}. \quad (3.36)$$

На частотах свыше 200—300  $Mгц$  удобно использовать  $s$ -параметры. С ростом частоты все труднее становится осуществлять условия к. з. как на входе, так и на выходе транзистора. Влияние различных паразитных индуктивностей возрастает; так, например, для типовых маломощных транзисторов индуктивности выводов базы или эмиттера составляют 10—15  $нГн$ , что на частоте в 200—300  $Mгц$  дает сопротивление в 10—30  $ом$ , т. е. величину, сравнимую с сопротивлениями  $r'_б$ ,  $r'_в$  и т. д.

Кроме того, условия СВЧ специфичны и требуют специальных методов расчета схем. Последнее время стали применяться так называемые  $s$ -параметры четырёхполюсника (см. табл. 3.1 и 3.2) — параметры рассеяния (scattering) или параметры согласования:  $s_{11}$ ,  $s_{12}$ ,  $s_{21}$  и  $s_{22}$  [145].  $s$ -параметры в отличие от  $z$ -,  $y$ - и  $h$ -параметров измеряются не при х. х. или к. з., а при сопротивлении на входе или выходе транзистора; величина этого сопротивления обычно



принимается равной волновому сопротивлению коаксиальных линий, 50 или 75 *ом*. С помощью измерительных линий, направленных ответвителей, мостов для измерения полных сопротивлений и КСВН измеряется комплексное отношение амплитуд отраженной ( $U_{o1}$  и  $U_{o2}$ ) и падающих ( $U_{п1}$  и  $U_{п2}$ ) распространяющихся волн; для снятия частотной зависимости  $s$ -параметров могут быть использованы генераторы качающейся частоты. Наиболее удобно применение векторвольтметров, измеряющих модуль и фазу напряжений, а при установке напряжения падающей волны (на одном из входов вольтметра), равного 1 *в*, будут отсчитываться непосредственно модуль и фаза  $s$ -параметра.

Поскольку  $s$ -параметры имеют размерность коэффициента отражения, их измеренные значения можно наносить непосредственно на диаграмму Смита, по которой просто рассчитываются схемы СВЧ диапазона [145].

### 3.3. ГРАНИЧНЫЕ И ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЧАСТОТЫ

Для определения частотных свойств транзисторов и расчета схем применяют граничные и предельные частоты, отражающие снижение с частотой различных параметров, характеризующих усилительные или шумовые свойства транзистора.

Граничные частоты усиления по току  $f_{\alpha}$  и  $f_{\beta}$ , по крутизне  $f_s$  и по шумам  $f_{ш}$  определяются как частоты, на которых  $\alpha$ ,  $\beta$  или  $s$  соответственно снижаются в  $\sqrt{2}$  раз относительно их значения на низкой частоте, а  $F_{ш}$  возрастает в два раза по сравнению с его значением в области белого шума.

Предельные частоты  $f_T$  и  $f_{\max}$  определяются как частоты, на которых  $|\beta|$  и  $U$ -функция (коэффициент усиления по мощности) соответственно равны единице.

Одной из основных характеристик для оценки частотных свойств транзисторов является частота коэффициента передачи тока  $f_{\alpha}$  в схеме с ОБ, которая определяется по частотной зависимости  $\alpha$  из условия  $|\alpha| = \alpha_0/\sqrt{2}$ . Зависимость  $\alpha$  определяется сдвигом по фазе, вызываемым конечным временем пролета и уменьшением модуля за счет размывания сигнала и рекомбинации.

В бездрейфовом транзисторе время пролета и размывание сигнала определяются диффузией носителей и величиной градиента концентрации, от которого зависят как

скорость диффузионного перемещения носителей, так и размывание сигнала. В дрейфовом транзисторе частотная зависимость определяется как дрейфом, так и диффузией носителей, но оба эти механизма движения носителей влияют на  $\alpha$  по-разному: дрейф в основном определяет время пролета ( $t_{np}$ ), т. е. фазовый сдвиг ( $\varphi_\alpha$ ), а диффузия определяет размывание сигнала, т. е. уменьшение модуля ( $|\alpha|$ ).

Для определения частотных и фазовых зависимостей параметров  $\alpha$  и  $\beta$  воспользуемся известной [141] формулой

$$\alpha = \alpha_0 \frac{\exp\left(-jm \frac{f}{f_\alpha}\right)}{1 + j \frac{f}{f_\alpha}}. \quad (3.37)$$

Модуль

$$|\alpha| = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + (f/f_\alpha)^2}}. \quad (3.38)$$

Преобразовав формулу (3.37), получим выражение для фазы  $\varphi_\alpha$ :

$$\operatorname{tg} \varphi_\alpha \approx \frac{\operatorname{tg}\left(m \frac{f}{f_\alpha}\right) + \frac{f}{f_\alpha}}{1 - \frac{f}{f_\alpha} \operatorname{tg}\left(m \frac{f}{f_\alpha}\right)}, \quad (3.39)$$

где  $m$  — коэффициент, характеризующий сдвиг между входным и выходным токами на частоте  $f_\alpha$  определяется по формуле [141]

$$m = 0,21 + 0,18\eta.$$

Здесь  $\eta$  — фактор поля, равный нулю для бездрейфовых транзисторов и  $1,5 \div 4$  [6] — для дрейфовых.

На частоте  $f_\alpha$ , как это следует из формулы (3.38), модуль  $|\alpha| = \frac{\alpha_0}{\sqrt{2}} = 0,707\alpha_0$ . Частотная зависимость у транзисторов с граничными частотами  $f_\alpha$  порядка единиц мегагерц определяется практически только временем пролета носителей. При этом теоретически граничная частота  $f_\kappa$  коэффициента переноса через базу близко совпадает с граничной частотой  $f_\alpha$ . Для транзисторов с граничными частотами  $f_\alpha$  свыше 100 МГц частотная зависимость коэффициента передачи тока  $\alpha$  определяется не только временем пролета носителей в базе ( $f_\kappa$ ), но и емкостями переходов, омическими сопротивлениями базы и коллектора.

Частоты  $f_\alpha$  и  $f_\kappa$  в этом случае отличаются друг от друга [39, 43]; для бездрейфовых транзисторов различие меньше, чем для дрейфовых. В дрейфовых транзисторах достигаются очень высокие скорости пролета носителей через базу и на коэффициент передачи тока в этом случае оказывают влияние емкости переходов и особенно эмиттерных переходов, которые на единицу площади в этих транзисторах всегда больше. Коэффициент передачи тока  $\alpha$  и соответственно  $f_\alpha$  для таких транзисторов на высокой частоте определяется частотной зависимостью эффективности эмиттера  $\gamma$ , коэффициента переноса носителей  $\kappa$ , постоянной времени коллекторной цепи  $r'_0 C_K$  и временем переноса через запирающий слой коллекторного перехода \*).

С учетом перечисленных факторов выражение для определения граничной частоты  $f_\alpha$  будет отличаться от формулы (3.37) и примет вид [39]

$$\frac{|\alpha|}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{1+(f_\alpha/f_\partial)^2}} \frac{1}{\sqrt{1+(f_\alpha/f_\kappa)^2}} \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{1+(f_\alpha/f_\kappa)^2}} = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad (3.40)$$

где  $f_\partial$ ,  $f_\kappa$  и  $f_\alpha$  — граничные частоты эмиттерной и коллекторной цепей и коэффициента переноса  $\kappa$ :

$$f_\partial = \frac{1}{2\pi r'_0 C_\partial}; \quad f_\kappa = \frac{1}{2\pi r'_0 C_K}, \quad (3.41)$$

$$f_\kappa = f_{\kappa(\text{б др})} \eta^{3/2} = \frac{2,43 D \delta}{2\pi W^2} \eta^{3/2} \quad (3.42)$$

( $f_{\kappa(\text{б др})}$  — частота бездрейфового транзистора).

Зависимость  $f_\alpha$  от режима и температуры может быть получена из формулы (3.40), поскольку все три частоты  $f_\partial$ ,  $f_\kappa$ ,  $f_\alpha$  также зависят от тока, напряжения и температуры.

Учитывая равенство  $\beta = \alpha/(1-\alpha)$ , на основании (3.37) получим

$$\beta = \alpha_0 \frac{\exp\left(-jm \frac{f}{f_\alpha}\right)}{1 + j \frac{f}{f_\alpha} - \alpha_0 \exp\left(-jm \frac{f}{f_\alpha}\right)}. \quad (3.43)$$

\*) Для упрощения анализа последний эффект не учитывается, однако влияние его на  $f_\alpha$  в транзисторах с узкой базовой областью и широким коллекторным переходом может быть весьма существенным [39, 44].

Если разложить экспоненту знаменателя в ряд и взять первые два члена, формула для  $\beta$  примет вид

$$\beta = \beta_0 \frac{\exp\left(-jm \frac{f}{f_\alpha}\right)}{1 + j \frac{f}{f_\alpha} \frac{1 + m\alpha_0}{1 - \alpha_0}}; \quad (3.44)$$

тогда аналогично (3.38)

$$|\beta| = \frac{\beta_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_\alpha} \frac{1 + m\alpha_0}{1 - \alpha_0}\right)^2}} = \frac{\beta_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_\beta}\right)^2}}. \quad (3.45)$$

Таким образом,

$$f_\beta = f_\alpha \frac{1 - \alpha_0}{1 + m\alpha_0}. \quad (3.46)$$

Преобразовав формулу (3.45) и учитывая (3.46), получим выражение для фазы  $\varphi_\beta$ :

$$\operatorname{tg} \varphi_\beta = \frac{\operatorname{tg} \left[ \frac{f}{f_\beta} \frac{m(1 - \alpha_0)}{1 + m\alpha_0} \right] + \frac{f}{f_\beta}}{1 - \frac{f}{f_\beta} \operatorname{tg} \left[ \frac{f}{f_\beta} \frac{m(1 - \alpha_0)}{1 + m\alpha_0} \right]}. \quad (3.47)$$

Из (3.45) получим на частоте  $f_\beta$ :

$$|\beta| = \frac{\beta_0}{\sqrt{2}} = 0,707\beta_0.$$

Зависимости  $|\beta|(f)$  и  $\varphi_\beta(f)$  для высокочастотного транзистора малой мощности приведены на рис. 3.11, из которого видно резкое падение модуля  $|\beta|$  с увеличением частоты (при неизменном режиме работы).

Одной из наиболее удобных частот является предельная частота  $f_T$ , на которой  $|\beta| = 1$  [37]. Подставив в (3.29) это значение модуля для  $f \geq (3 \div 4) f_\beta$ , получим

$$f_T \approx \frac{f_\alpha}{1 + m\alpha_0}. \quad (3.48)$$

Из выражения (3.45) можно получить другую формулу для  $f_T$ :

$$f_T = |\beta| f. \quad (3.49)$$

Таким образом,  $f_T$  может измеряться на любой частоте, в 3—4 раза большей частоты  $f_\beta$ . Частота  $f_T$  имеет ясный

физический смысл — она связана простым соотношением со средним временем  $t_{np}$  пролета носителей через область базы при любом распределении примесей:

$$f_T = \frac{1}{2\pi t_{np}}, \quad (3.50)$$

$t_{np} = Q/I_0$ , т. е. определяется путем измерения заряда  $Q$ , накопленного в базе при подаче «ступеньки» тока эмиттера  $I_0$  [36] и естественно зависит от тока эмиттера (рис. 3.12).

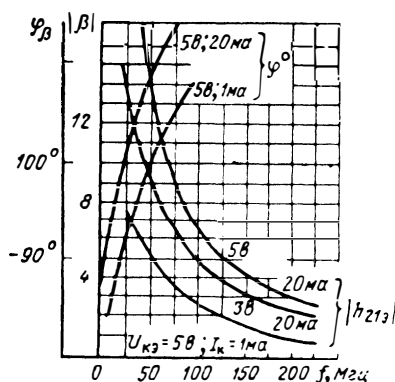


Рис. 3.11. Зависимость модуля и фазы коэффициента усиления по току в схеме с ОЭ от частоты для германиевых сплавно-диффузионных высокочастотных транзисторов.

На основании (3.46) и (3.48), получим формулы, связывающие все три частоты:

$$f_\alpha = f_T (1 + m\alpha_0), \quad (3.51)$$

$$f_\beta = f_T (1 - \alpha_0). \quad (3.52)$$

Все три частоты получили очень широкое распространение как параметры для расчета схем, поэтому представляет интерес их более подробное рассмотрение и сравнение между собой.

Подставив в формулы (3.38) и (3.39) вместо частот  $f_\alpha$  значения частот  $f_\beta$  и  $f_T$  из формул (3.46) и (3.48), получим формулы для модуля  $|\alpha|$  и фазы  $\varphi_\alpha$ , выраженных через эти частоты. Прделав то же самое с формулами (3.45) — (3.47) и (3.52), получим формулы для  $|\beta|$  и  $\varphi_\beta$ , выраженных через  $f_\alpha$  и  $f_T$ .

Таким образом, располагая 12 формулами для модулей  $|\alpha|$  и  $|\beta|$  и сдвигов фаз  $\varphi_\alpha$  и  $\varphi_\beta$ , можно вычислить их зна-

чения для частот  $f_\alpha$ ,  $f_\beta$  и  $f_T$ . Результаты вычислений по этим формулам для бездрейфовых ( $m = 0,21$ ) и дрейфовых ( $m = 0,7$ ) транзисторов при  $\alpha_0 \approx 1$  сведены в табл. 3.7.

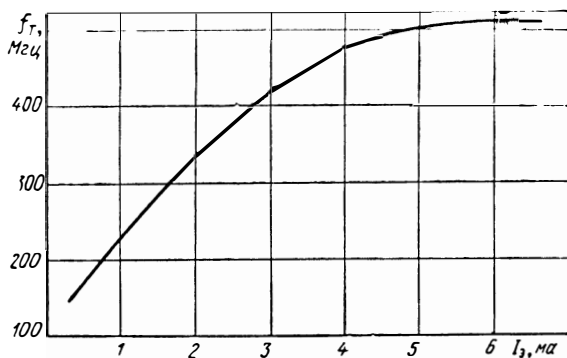


Рис. 3.12. Зависимость предельной частоты  $f_T$  от тока эмиттера для германиевого высокочастотного  $p-n-p$  транзистора малой мощности.

На основании таблицы и формул могут быть сделаны следующие основные заключения.

Наибольшая из всех частот —  $f_\alpha$ , наименьшая —  $f_\beta$ , т. е.  $f_\beta < f_T < f_\alpha$ . На частоте  $f_\beta$  сдвиг фаз  $\varphi$  наименьший

Таблица 3.7

| Частота    | Модуль и фаза               |                  |                            |                 |
|------------|-----------------------------|------------------|----------------------------|-----------------|
|            | $ \alpha $                  | $\varphi_\alpha$ | $ \beta $                  | $\varphi_\beta$ |
| $f_\alpha$ | $\frac{\alpha_0}{\sqrt{2}}$ | $57^\circ$       | 0,83                       | $102^\circ$     |
|            |                             | $85^\circ$       | 0,59                       | $130^\circ$     |
| $f_\beta$  | $\sim \alpha_0$             | $\sim 0^\circ$   | $\frac{\beta_0}{\sqrt{2}}$ | $45^\circ$      |
|            |                             | $\sim 0^\circ$   |                            | $45^\circ$      |
| $f_T$      | $\frac{\alpha_0}{1,38}$     | $50^\circ$       | 1                          | $100^\circ$     |
|            | $\frac{\alpha_0}{1,08}$     | $54^\circ$       |                            | $114^\circ$     |

Примечание. Верхняя строка — бездрейфовые транзисторы, нижняя — дрейфовые.

и практически не зависит от типа транзистора (дрейфовый или бездрейфовый). Наибольший сдвиг по фазе соответствует частоте  $f_\alpha$ .

На частотах  $f_\alpha$  и  $f_T$  модуль  $|\beta|$  отличается существенно, фазы же имеют близкие величины. Таким образом можно считать, что эти частоты достаточно полно характеризуют частотные свойства транзистора в области, где он обладает усилительной способностью (по току):  $f_\alpha$  — в схеме с ОБ,  $f_T$  — в схеме с ОЭ; частота  $f_\beta$  содержит значительно меньшую информацию о свойствах транзистора в рабочем диапазоне частот.

Интересно отметить, что фазовый сдвиг между входным и выходным токами в схеме с ОБ ( $\varphi_\alpha$ ) и в схеме с ОЭ ( $\varphi_\beta$ ) в рабочем диапазоне частот отличается на  $45-55^\circ$ , причем  $\varphi_\alpha = \varphi_\beta - (45 \div 55^\circ)$ . Это положение подтверждается совместным решением уравнений (3.37) и (3.45).

Граничная частота по крутизне  $f_s$  определяется как частота, на которой модуль  $|s| = s_0/\sqrt{2}$ . Известно (табл. 3.2, 3.3 и 3.4), что

$$s = y_{21} = \frac{h_{21}}{h_{11}} = \frac{\alpha}{r_\partial + r'_\partial(1-\alpha)}. \quad (3.53)$$

Подставив в эту формулу значение  $\alpha$  из (3.37), получим

$$s = \alpha_0 \frac{\exp\left(-jm \frac{f}{f_\alpha}\right)}{r_\partial \left(1 + j \frac{f}{f_\alpha}\right) + r'_\partial \left[1 + j \frac{f}{f_\alpha} - \alpha_0 \exp\left(-jm \frac{f}{f_\alpha}\right)\right]}. \quad (3.54)$$

Разложив экспоненту знаменателя в ряд, взяв первые два члена и сделав арифметические преобразования, получим формулу частотной зависимости параметра крутизны

$$s = s_0 \frac{\exp\left(-jm \frac{f}{f_\alpha}\right)}{1 + j \frac{f}{f_\alpha} \frac{r_\partial + r'_\partial(1+m\alpha_0)}{r_\partial + r'_\partial(1-\alpha_0)}} \quad (3.55)$$

и, следовательно, модуль  $s$ :

$$|s| = \frac{s_0}{\sqrt{1 + \left[\frac{f}{f_\alpha} \cdot \frac{r_\partial + r'_\partial(1+m\alpha_0)}{r_\partial + r'_\partial(1-\alpha_0)}\right]^2}} = \frac{s_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_s}\right)^2}}. \quad (3.56)$$

Таким образом,

$$f_s = f_\alpha \frac{r_a}{r_a + r'_b(1 + m\alpha_0)} \quad (3.57)$$

или

$$f_s \approx f_T \frac{r_a}{r'_b + \frac{r_a}{1 + m\alpha_0}} \quad (3.58)$$

Для номинальных режимов транзисторов обычно  $r'_b > r_a$ . Тогда

$$f_s \approx f_T \frac{r_a}{r'_b} \quad (3.59)$$

Формула тем более справедлива для дрейфовых транзисторов, у которых коэффициент  $m$  имеет значительно большие значения, чем у бездрейфовых.

Предельная частота усиления по мощности  $f_{\text{макс}}$  определяется исходя из формулы (3.36) как частота, на которой

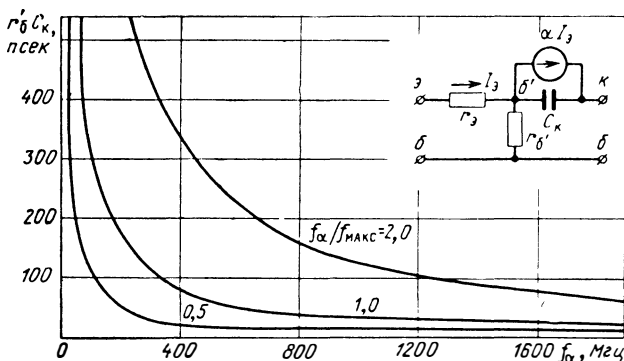


Рис. 3.13. К вопросу о предельной частоте усиления по мощности  $f_{\text{макс}}$ : упрощенная схема замещения транзистора для высоких частот, близких к  $f_{\text{макс}}$ , и график, показывающий зависимость отношения между граничной ( $f_\alpha$ ) и предельной ( $f_{\text{макс}}$ ) частотами при различных соотношениях постоянной времени коллекторной цепи и граничной частоты транзистора.

коэффициент усиления по мощности транзистора  $U = 1$ . На высоких частотах, когда  $r_R \gg 1/\omega C_R$ , можно принять упрощенную эквивалентную схему транзистора, представленную на рис. 3.13, для которой Z-параметры и соответ-



ственно их активные составляющие примут вид

$$\begin{aligned}
 R_{11} &= r'_6 + r_3; \\
 z_{12} &= r'_6; \\
 z_{21} &= r'_6 - j \frac{\alpha}{\omega C_K}; \\
 R_{22} &= r'_6; \\
 R_{12} &= r'_6; \\
 R_{21} &= r'_6 - \frac{\alpha_0 / \omega_\alpha C_K}{1 + (\omega / \omega_\alpha)^2}.
 \end{aligned} \tag{3.60}$$

Подставляя значения  $z_{21}$ ,  $z_{12}$ ,  $R_{11}$ ,  $R_{22}$ ,  $R_{12}$  и  $R_{21}$  из этих формул и  $\alpha$  из формулы (3.37) в выражение (3.36), получаем выражение для  $U$ -функции:

$$U = \frac{\alpha_0}{8\pi f'_6 C_K \left( \frac{f}{f_\alpha} \cos m \frac{f}{f_\alpha} + \sin \frac{f}{f_\alpha} \right)}. \tag{3.61}$$

Приравняв это выражение единице, разложив синус и косинус в ряд и взяв первые два члена соответствующего ряда, получим

$$8\pi f'_6 C_K f_{\max} \left[ \frac{f_{\max}}{f_\alpha} (1+m) - \frac{f_{\max}^3}{f_\alpha^3} \frac{m^2}{2} \left( 1 + \frac{m}{3} \right) \right] = \alpha_0. \tag{3.62}$$

Учитывая, что в худшем случае ( $m = 0,7 f_{\max}/f_\alpha - 2 \div 25$ , рис. 3.13) справедливо неравенство

$$\frac{f_{\max}}{f_\alpha} (1+m) > \frac{f_{\max}^3}{f_\alpha^3} \frac{m^2}{2} \left( 1 + \frac{m}{3} \right).$$

Это выражение упрощается:

$$8\pi f'_6 C_K \frac{f_{\max}^2}{f_\alpha} (1+m) = \alpha_0,$$

и окончательно формула для  $f_{\max}$  будет

$$f_{\max} = \sqrt{\frac{\alpha_0 \cdot f_\alpha}{25 (1+m) r'_6 C_K}} \tag{3.63}$$

или

$$f_{\text{макс}} \approx \sqrt{\frac{\alpha_0 f_T}{25 \cdot r_0' C_K}} \quad (3.64)$$

Здесь  $r_0' C_K$  — в пикосекундах,  $f_T$  — в герцах и  $f_{\text{макс}}$  — в мегагерцах.

Все пять частот —  $f_\alpha$ ,  $f_\beta$ ,  $f_T$ ,  $f_s$  и  $f_{\text{макс}}$  — используются в справочниках, в технических условиях и в литературе и могут быть применены для расчета схем на транзисторах. Частоты  $f_\alpha$  и  $f_\beta$  удобны для оценки свойств низкочастотных транзисторов в схемах с ОБ и ОЭ при генераторе тока на входе. Частота  $f_s$  пригодна для расчетов в случае использования генератора напряжения на входе транзистора при всех схемах включения. Частота  $f_T$  удобна при измерениях высокочастотных транзисторов: достаточно измерить модуль  $|\beta|$  на высокой частоте (например, в 3—4 раза превышающей  $f_\beta$ ) и помножить его значение на эту частоту. Частота  $f_T$  характеризует транзистор с генератором тока на его входе в самом широком диапазоне частот.

Частота  $f_{\text{макс}}$  применяется для оценки высокочастотных транзисторов в режиме усиления по мощности, при согласованном входе и выходе транзистора и нейтрализации связи между входом и выходом последнего. Эта частота непригодна для оценки низкочастотных транзисторов, так как ограничение для них связано в первую очередь с толщиной базы, т. е. с  $f_\alpha$  или  $f_\beta$ , а не с  $r_0' C_K$ . При малых величинах  $r_0' C_K$ , характерных для высокочастотных транзисторов, частота  $f_{\text{макс}}$  обычно больше  $f_\alpha$ ; для низкочастотных транзисторов (до 25 МГц), наоборот,  $f_{\text{макс}}$  меньше  $f_\alpha$ . Вообще отношение  $f_\alpha/f_{\text{макс}}$  зависит от произведения  $r_0' C_K$  на частоту и может быть больше и меньше единицы (рис. 3.13).

Граничная частота  $f_{\text{ш}}^{\text{дл}}$  — частота, на которой начинается резкое возрастание шумов транзистора и которая определяет частотный диапазон минимальных шумов транзистора. Величина  $f_{\text{ш}}$  либо измеряется, либо определяется на основании (3.72) через другие граничные частоты по формуле

$$f_{\text{ш}} \approx f_\alpha \sqrt{\frac{2r_0}{R_T + r_0' + r_0} + \frac{1}{\beta_0}}. \quad (3.65)$$

При  $r_0 \ll R_T + r_0'$  получается известная из литературы формула

$$f_{\text{ш}} \approx \frac{f_\alpha}{\sqrt{\beta_0}}. \quad (3.66)$$

### 3.4. ШУМЫ

Шумы в транзисторе определяются четырьмя составляющими: термической  $\bar{U}_T$ , дробовой коллектора  $\bar{U}_{дк}$  и эмиттера  $\bar{U}_{дэ}$ , рекомбинационной  $\bar{U}_p$  и разделения эмиттерного тока  $\bar{U}_{pэ}$ . Термический шум обусловлен колебаниями решетки кристалла и носителей тока под действием температуры. Среднее напряжение этого шума будет

$$\bar{U}_T = 2 \sqrt{kTr_6 \Delta f}. \quad (3.67)$$

Дробовой шум вызывается флуктуациями, беспорядочными колебаниями плотностей коллекторного и эмиттерного токов.

Средние напряжения этих шумов выражаются следующими формулами:

$$\begin{aligned} \bar{U}_{дк} &= r_k \sqrt{2qI_{к60} \Delta f}, \\ \bar{U}_{дэ} &= r_э \sqrt{2qI_{э} \Delta f}, \end{aligned} \quad (3.68)$$

где  $\Delta f$  — полоса пропускания частот, в которой рассчитывается шум.

Рекомбинационный шум определяется беспорядочной рекомбинацией неосновных носителей в объеме базы и в ее приповерхностных слоях. Среднее напряжение этого шума

$$\bar{U}_p = \frac{1}{f} \sqrt{aU_{к60}^b r_k^c \Delta f}, \quad (3.69)$$

где  $a$  — коэффициент, зависящий от исходного материала,  $b = 1 \div 2$ ;  $c = 1 \div 1,2$ .

Шум разделения эмиттерного тока обусловлен флуктуациями разделения этого тока на токи коллектора и базы. Среднее напряжение этого шума

$$\bar{U}_{pэ} = r_k \sqrt{2qI_э \left[ \frac{I_{к60}}{I_э} + \bar{\alpha}(1 - \bar{\alpha}) \right] \Delta f}. \quad (3.70)$$

Напряжения всех приведенных выше источников объединяются в два источника: эмиттерного шума и коллекторного. Схема замещения транзистора с учетом шумов примет вид, приведенный на рис. 3.14. В схеме источник шума  $\bar{U}_{шэ}$  объединяет напряжения шумов  $\bar{U}_{дэ}$  и  $\bar{U}_T$ ;  $\bar{U}_{шк}$  заменяет напряжения шумов  $\bar{U}_{дк}$ ,  $\bar{U}_p$ ,  $\bar{U}_{pэ}$ ,  $\bar{U}_{дэ}$  и  $\bar{U}_T$ . Поскольку  $\bar{U}_{шэ}$  намного ниже  $\bar{U}_{шк}$  (в сто и более раз) [9], для схем с невысокой чувствительностью можно ограничиться рассмотрением только шумов коллекторной (выходной) цепи транзистора. Коэффициент шума тран-

визтора определяется следующей формулой [9]:

$$F_{\text{ш}} = \frac{P_{\text{ш вых}}}{TK_P R_r \Delta f k}, \quad (3.71)$$

где  $P_{\text{ш вых}}$  — выходная мощность шумов, выделяемая в нагрузку;  $K_P$  — коэффициент усиления по мощности при согласовании на входе;  $R_r$  — внутреннее сопротивление генератора.

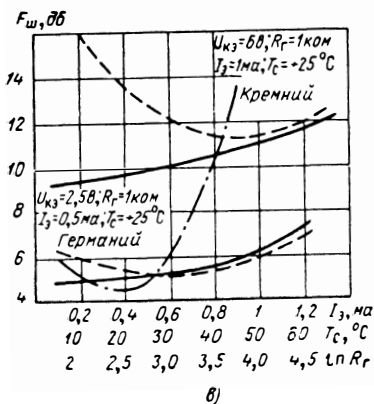
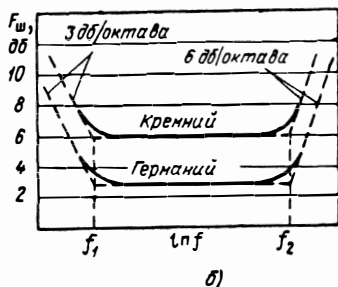
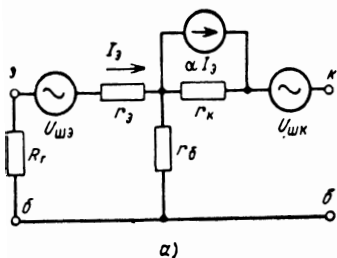


Рис. 3.14. Схема замещения транзистора с основными источниками шумов (а) и зависимости коэффициента шума от частоты (б), тока эмиттера, сопротивления генератора сигнала и температуры (в) для кремниевых и германиевых транзисторов малой мощности: —  $I_3$ , - - -  $R_r$ , - · -  $T_c$ .

Подставив в (3.71) значения  $P_{\text{ш вх}}$ ,  $K_P$ ,  $\bar{U}_{\text{шз}}$  и  $\bar{U}_{\text{шк}}$ , получим следующее выражение для  $F_{\text{ш}}$ , справедливое для всего диапазона частот [18, 142]:

$$F_{\text{ш}} \approx 1 + \frac{r'_6}{R_r \alpha_0} + \frac{r'_9}{2R_r \alpha_0} + \frac{(R_r + r'_6 + r'_9)^2}{2\varphi_T R_r} \left\{ \frac{I_9}{\beta_0} \left[ 1 + \beta_0 \left( \frac{f}{f_\alpha} \right)^2 \right] + \frac{I_{\text{К60}}}{\alpha_0^2} \left[ 1 + \left( \frac{f}{f_\alpha} \right)^2 \right] + \frac{A}{2qf} \right\}, \quad (3.72)$$

где  $A$  — определяемый экспериментально коэффициент [18].

Если принять  $I_{к60} \approx 0$ , то выражение (3.72) существенно упростится.

Зависимость коэффициента шума от частоты иллюстрируется графиками рис. 3.14, б. До частоты  $f_1$  шум снижается на 3 дБ на октаву; на высоких частотах, больших  $f_2$ , — растет на 6 дБ на октаву за счет падения  $\alpha$ , подъем кривой здесь определяется формулой (3.65). Частота  $f_1 = 0,5 \div 5$  кГц, в зависимости от типа транзистора.

Для низких частот, близких к  $f_1$ , пренебрегая рядом членов, получим известную формулу

$$F_{ш} \approx \frac{R_{г} + r_{б}' + r_{э}}{2\varphi_{Т} R_{г}} \frac{A}{2qf}. \quad (3.73)$$

Для высоких частот формула для  $F_{ш}$  примет вид

$$F_{ш} = 1 + \frac{r_{б}'}{\alpha_0 R_{г}} + \frac{r_{э}}{2R_{г}\alpha_0} + \frac{R_{г} + r_{б}' + r_{э}}{2\varphi_{Т} R_{г}} \frac{I_{э}}{\beta_0} \left[ 1 + \beta_0 \left( \frac{f}{f_{\alpha}} \right)^2 \right]. \quad (3.74)$$

Величина коэффициента шума практически не зависит от схемы включения транзистора, поэтому все приведенные выше формулы можно считать справедливыми для трех схем включения.

Из формул (3.67) — (3.72) видно, что шумы зависят от параметров транзистора ( $r_{к}$ ,  $r_{б}'$ ,  $I_{к60}$ ,  $\alpha$  и  $K_{р}$ ), режима его работы ( $I_{э}$ ,  $U_{кб}$ ,  $f$ ,  $T$ ) и сопротивления источника сигнала  $R_{г}$ . Шумы транзистора тем меньше, чем больше  $\alpha_0$  и  $r_{к}$  и чем меньше  $r_{б}'$  и  $I_{к60}$ . Шумы каскада могут быть уменьшены снижением  $U_{кб}$  и  $I_{э}$ , однако сильное уменьшение этих величин может привести к снижению  $\alpha_0$  и росту  $F_{ш}$ . Оптимальная величина тока может быть найдена по оптимальному значению  $r_{э \text{ опт}}$ , соответствующему  $F_{ш \text{ мин}}$  [107]:

$$r_{э \text{ опт}} = \frac{1}{\omega C_{э}} \sqrt{1 - \frac{\alpha_0}{1 + \left( \frac{f}{f_{\alpha}} \right)^2}}. \quad (3.75)$$

Обязательными являются схемная термокомпенсация транзистора и хороший отвод тепла от него, так как влияние температуры на шумы сказывается достаточно резко. На рис. 3.14, в изображены усредненные зависимости коэффициента шума  $F_{ш}$  от тока эмиттера, сопротивления генератора сигнала и температуры для низкочастотных

сплавных транзисторов малой мощности. Большое значение имеет выбор оптимального сопротивления  $R_r$  генератора на входе транзистора и тока эмиттера  $I_a$  опт.

Величина  $R_r$  опт определяется дифференцированием выражения (3.51) и приравниванием нулю производной  $dF_{ш}/dR_r$ :

$$R_{r \text{ опт}} = \sqrt{(r'_b + r_a)^2 + \frac{2 \left( r'_b + \frac{r_a}{2\beta_0} \right)}{1 + \left( \frac{f}{f_\alpha} \right)^2 \frac{1}{\beta_0}}}. \quad (3.76)$$

Подставив (3.76) в (3.72), можно получить выражение для  $F_{ш \text{ опт}}$  — оптимального значения коэффициента шума.

### 3.5. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАЛОГО СИГНАЛА ДЛЯ РАСЧЕТА СХЕМ

Группа параметров, рассмотренная в настоящей главе, необходима для расчетов схем усилителей низкой и высокой частот, их малолшумящих каскадов и генераторов. Проведенный анализ показывает, что для расчетов любых схем не обязательно знать все параметры малого сигнала.

Для каждого класса схем необходимо небольшое число наиболее важных, основных параметров, позволяющих легко определить недостающие, необходимые для расчета. Основные параметры обычно и включаются в справочники по транзисторам и технические условия.

Для расчета схем УНЧ необходимы параметры  $h_{11б}$ ,  $h_{21э}$ ,  $h_{12б}$  и  $h_{22б}$ . Зная их, с помощью табл. 3.2—3.4 могут быть определены  $h$ - и  $y$ -параметры для двух других схем включения и параметры Т-образной схемы замещения транзистора. В общем могут быть использованы следующие положения: параметр  $h_b$ , будучи умножен на  $h_{21э}$ , даст соответствующий параметр  $h_a$  или  $h_k$ ; исключение составляет  $h_{12э} \approx \frac{1}{2} h_{12б}$  и  $h_{12к} \approx 1$ . Зависимость параметров схемы

от изменений температуры окружающей среды или электрического режима определяется через соответствующие зависимости  $h$ -параметров, при этом могут быть использованы как зависимости  $r$ -параметров схем замещения, так и нормализованные кривые, если они приведены в справочнике, и аппроксимативные формулы (3.14). В последних двух случаях по значению  $h$ -параметра при определенных режиме и температуре, указанных в справочнике, с помощью нормализованных кривых или аппроксимативных формул определяют значения параметра при других режимах и температурах.

Расчет схем усилителей высоких частот также наиболее удобно вести по параметрам четырехполюсника; предпочтительно использование  $y$ -параметров, а на СВЧ —  $s$ -параметров. Наиболее точные результаты расчетов получаются по снятым экспериментально и помещенным в справочник графическим зависимостям действительных и мнимых составляющих  $y$ -параметров. При отсутствии таких зависимостей можно использовать аппроксимативные фор-

мулы (3.28), связывающие  $y$ -параметры с частотно независимыми параметрами Т-образной схемы замещения  $\beta_0$ ,  $r_a$ ,  $r_b$  и  $C_K$ , частотой  $f_T$  и текущим значением частоты  $f$ . Эти формулы также позволяют определить и температурные и режимные зависимости  $y$ -параметров. Примерный расчет может быть произведен по частотно зависимым параметрам Т-образной схемы  $\alpha$ ,  $Z_a$ ,  $Z_b$  и  $Z_K$  (см. табл. 3.6), ее параметрам  $r_b$ ,  $C_a$  и  $C_K$  и графикам функций  $F_1$  и  $F_2$ .

При расчете генераторов, так же как и при расчете усилителей, следует пользоваться частотами  $f_{\max}$  и  $f_s$ , которые определяются через помещенные в справочниках данные —  $f_T$  и  $r_b C_K$ .

При этом необходимо иметь в виду, что угол  $\varphi$  сдвига фаз между входным ( $I_b$  или  $I_a$ ) и выходным ( $I_K$ ) токами транзистора сильно зависит от схемы включения и типа транзистора. В диапазоне практически используемых частот для схемы с общей базой  $\varphi \leq 90^\circ$ , в схеме с общим эмиттером сдвиг больше на  $45-50^\circ$ .

Расчет малошумящих каскадов должен сводиться к отысканию оптимального режима каскада ( $r_a$ ) и оптимальной величины сопротивления генератора ( $R_T$ ). Следует снижать также напряжение коллектора, однако до тех пор, пока это не сказывается на падении  $\alpha_0$ . Как следует из формул для  $r_a \text{ опт}$  и  $R_T \text{ опт}$ , эти величины зависят от частоты и изменятся в довольно широких пределах в диапазоне частот. Таким образом, не всегда снижение тока  $I_a$  может дать желаемое снижение шумов. Из формул также следует, что  $F_{ш \text{ мин}}$  соответствует настройке входного контура в резонанс (реактивная составляющая сопротивления генератора равна нулю). Резонанс должен быть получен при отключенном транзисторе, в противном случае шумы не будут минимальными. Следует также иметь в виду, что  $R_T \text{ опт}$  не соответствует условиям согласования с входным сопротивлением транзистора для получения максимального коэффициента усиления по мощности. Наконец, следует принять меры к тому, чтобы транзистор малошумящего каскада сильно не нагревался, но и не охлаждался. Минимальный коэффициент шума соответствует температуре: для германия  $+20 \div \pm 5^\circ \text{ C}$ , для кремния  $+40 \pm 10^\circ \text{ C}$ .

В заключение следует отметить, что все расчеты по формулам, приведенным в этой главе, дают ориентировочные результаты. Более точный расчет схем нецелесообразен, если пользоваться данными справочников и технических условий, составленных с учетом статистического распределения параметров транзисторов. Наиболее правильным будет ориентировочный расчет и затем уточнение данных элементов схемы экспериментально на построенном по этому расчету макете схемы.

Более точные данные по расчету могут быть получены путем измерения параметров конкретных образцов транзисторов, предназначенных для работы в конкретной схеме. Однако проведение такой работы ввиду больших затрат не имеет смысла, тем более, что в конечном счете схема все равно потребует экспериментальной проверки и уточнения данных входящих в нее элементов. Для аппаратуры, предназначенной для серийного производства, этот способ вообще непригоден.

Ориентировочный расчет схем предпочтителен еще и в связи с некоторыми изменениями (в пределах норм технических условий) параметров транзистора во времени и в диапазоне температур.

## Глава 4

### ПАРАМЕТРЫ БОЛЬШОГО СИГНАЛА

При работе на больших сигналах транзистор может быть использован либо как усилитель, либо как переключатель. В последнем случае рабочая точка может переходить из области отсечки в область насыщения и обратно, т. е. проходить все три области работы транзистора. Естественно, что в этом случае параметры его зависят от величины сигнала во всех трех областях и поэтому должны применяться величины параметров, усредненные в диапазоне токов и напряжений [45]. Как было отмечено в гл. 2, для режима переключения нецелесообразно использование схемы с ОБ. Для режима усиления не получили распространения параметры в схеме в ОК. Поэтому в дальнейшем для режима переключения будут подробно рассматриваться только параметры схемы с ОЭ, а для режима усиления — только параметры схем с ОБ и ОЭ.

Параметры большого сигнала целесообразно разделить на параметры низких и высоких частот и параметры переключения (времена, сопротивления и напряжения).

#### 4.1. ПАРАМЕТРЫ НИЗКИХ ЧАСТОТ

К этим параметрам относятся  $h$ -параметры в схеме с общей базой и общим эмиттером ( $h_B$  и  $h_E$ ) и параметры  $A$ ,  $B$  и  $S$  (см. табл. 1.4). Последние три аналогичны параметрам малого сигнала  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ ,  $s_0$  и численно равны соответственно  $h_{21B}$ ,  $h_{21E}$  и  $y_{21E}$ . К параметрам низких частот можно отнести и параметры схем замещения. Аналогично соответствующим параметрам малого сигнала  $h$ -параметры большого сигнала включают в себя по четыре параметра для каждой схемы включения транзистора. Учитывая трудности их определения на большом сигнале, связанные с зависимостью от тока и напряжения, а также возможность расчета усилителей больших сигналов с помощью вольтамперных характеристик (гл. 2), не все  $h$ -параметры следует включать в перечни используемых для расчета схем.



Наиболее широкое распространение получили три параметра:  $h_{11Э}$ ,  $h_{21Э}$  (или  $B$ ) и  $y_{21Э}$  (или  $S$ ). Поскольку параметр  $h_{11Э}$  является частным от деления  $h_{21Э}/y_{21Э}$ , ниже будут рассмотрены и определены лишь два последних параметра.

В отличие от дифференциального параметра  $h_{21Э}$  или  $\beta_0$ , измеряемого на переменном, обычно синусоидальном токе при малом сигнале, для большого сигнала применяется интегральный параметр  $B$ , который измеряется при большом постоянном или импульсном токе; его измеряют обычно при малом напряжении на коллекторе, что соответствует минимальному значению параметра в диапазоне напряжений.

Поскольку измеряется суммарный ток в коллекторе, равный  $I_K + I_{K\beta 0}$ , и разностный ток в базе  $I_B - I_{K\beta 0}$ , для получения токов, «участвующих» в процессе усиления, из  $I_K$  следует вычесть неуправляемый ток  $I_{K\beta 0}$ , а к  $I_B$  его прибавить. Тогда выражение для  $B$  примет вид

$$B = \frac{I_K - I_{K\beta 0}}{I_B + I_{K\beta 0}}. \quad (4.1)$$

Продифференцировав (4.1) по  $I_B$ , имеем

$$\frac{dI_K}{dI_B} = \frac{dB}{dI_B} I_B + B + \frac{dI_{K\beta 0}}{dI_B} I_{K\beta 0} \quad (4.2)$$

или

$$\beta_0 = B + (I_B + I_{K\beta 0}) \frac{dB}{dI_B}.$$

Как видно из (4.2), коэффициент передачи  $B$  может быть больше или меньше чем  $\beta_0$  в зависимости от знака производной  $dB/dI_B$ . С другой стороны, зависимость между  $B$  и  $\beta_0$  можно записать исходя из определения дифференциального коэффициента передачи, т. е. из равенства  $\beta_0 = dI_K/dI_B$ . Тогда

$$B = \frac{1}{I_B + I_{K\beta 0}} \int_0^{I_B} \beta_0 dI_B - \frac{I_{K\beta 0}}{I_B + I_{K\beta 0}}. \quad (4.3)$$

Поскольку речь идет о большом сигнале, второе слагаемое мало и им можно пренебречь. Тогда получается известная формула

$$B = \frac{1}{I_B + I_{K\beta 0}} \int_0^{I_B} \beta_0 dI_B. \quad (4.4)$$

В ряде случаев при расчетах схем усилителей большого сигнала может быть использована формула для среднего значения:

$$B = \frac{I_{K2} - I_{K1}}{I_{\beta 2} - I_{\beta 1}} = \frac{\Delta I_K}{\Delta I_\beta}, \quad (4.5)$$

где  $I_{K1}$ ,  $I_{\beta 1}$ ,  $I_{K2}$ ,  $I_{\beta 2}$  — начальные и конечные значения соответствующих токов при работе на большом сигнале.

Величина коэффициента передачи  $B$ , так же как и  $\beta_0$ , в значительной степени зависит от режима работы транзистора (напряжения, тока и температуры). Связь  $B$  и  $\beta_0$  (4.4) дает нам право использовать результаты исследований зависимостей  $\beta_0$  для определения характерных точек зависимостей  $B$ .

Зависимость  $\beta_0$  от тока определяется известным [14] коэффициентом  $z$ :

$$\frac{1}{\beta_0} = k_1 \frac{1+z/2}{1+z} + k_2 (1+z), \quad (4.6)$$

где  $k_1$  и  $k_2$  — коэффициенты, зависящие от физических и геометрических данных транзистора.

Для определения величины  $z$ , при которой  $1/\beta_0$  или  $1/B$  будет минимальным, т. е. коэффициент передачи  $\beta_0 = \beta_{\text{макс}}$  или  $B = B_{\text{макс}}$ , продифференцируем правую часть (4.6) и, приравняв ее нулю, получим

$$k_2 - \frac{k_1}{2(1+z)^2} = 0.$$

Решая (4.6) относительно  $z$ , имеем

$$z = \sqrt{\frac{k_1}{2k_2}} - 1. \quad (4.7)$$

Подставляя (4.7) в (4.6), получаем

$$\frac{1}{\beta_{\text{макс}}} = \frac{1}{2} k_1 + \sqrt{2k_1 k_2}. \quad (4.8)$$

Нормированное отношение  $B/B_{\text{макс}}$ , очевидно, может быть представлено в виде

$$\frac{\beta_0}{\beta_{\text{макс}}} = \frac{k_1/2 + \sqrt{2k_1 k_2}}{k_1/2[1+1/(1+z)] + k_2(1+z)}. \quad (4.9)$$

Обычно в справочниках на определенный тип транзистора дается два значения величины  $B$  или  $\beta$  (разброс)

соответствующих  $B_{\text{макс}}$  или  $\beta_{\text{макс}}$ . Из двух значений в формуле (4.9) следует брать большее.

Решая совместно уравнения (4.7) и (4.9), можно найти коэффициенты  $k_1$  и  $k_2$  и затем, подставляя их значения в (4.9), найти зависимость  $\frac{\beta_0}{\beta_{\text{макс}}}(z)$ .

Для большинства бездрейфовых транзисторов, как было указано ранее, справедливо соотношение  $k_1 \approx 10k_2$ , поэтому

$$\frac{\beta_0}{\beta_{\text{макс}}} \approx \frac{9,5}{6+z+\frac{5}{1+z}}. \quad (4.10)$$

Для определения отношения  $\beta_0/\beta_{\text{макс}}$  по (4.10) достаточно иметь только величину  $\beta_{\text{макс}}$  и соответствующий ей ток эмиттера. Но  $z = k_3 I_a$  [14]; тогда

$$k_3 \approx \frac{1,25}{I_a}.$$

Заменяя  $z$  на  $k_3 I_a$ , окончательно имеем

$$\frac{\beta_0}{\beta_{\text{макс}}} = \frac{9,5}{6+k_3 I_a + \frac{5}{1+k_3 I_a}}. \quad (4.11)$$

Для определения зависимости  $B(I_a)$  необходимо иметь в виду следующее:

$$\frac{1}{\beta+1} = \frac{dI_6}{dI_a}; \quad \frac{1}{B+1} \approx \frac{I_6}{I_a} = \frac{1}{I_a} \int_0^{I_a} \frac{dI_a}{\beta+1}.$$

Взяв этот интеграл, получим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{B+1} = k_3 \left[ \frac{k_1}{2} + k_2 \left( 1 + \frac{k_3}{2} I_a \right) \right] + \\ + \frac{k_1}{2k_3} \frac{1}{I_a} \ln(1+k_3 I_a) - \frac{k_1 k_3}{2} - k_2. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Современные биполярные транзисторы характеризуются равенством  $\beta_{\text{макс}} = B_{\text{макс}}$ , следовательно, числитель (4.9) для большого сигнала остается без изменения, а в знаменателе должно быть выражение (4.12).

На рис. 4.1 приведена зависимость  $B/B_{\text{макс}}$  от  $I_a$  для германиевого сплавного маломощного транзистора. Масштаб по оси абсцисс выражен через величины параметра  $z$ . Для того чтобы перейти к величинам тока эмиттера, необходимо воспользоваться выражением (4.11) и по известному  $k_3$  и текущему  $z$  определить соответствующие токи

эмиттера. На том же рисунке нанесены экспериментальные данные для зависимости  $B/B_{\text{макс}}$  от  $I_0$  — точки, показывающие достаточную для инженерного расчета точность.

Приведенная методика расчета зависимости коэффициента передачи тока  $B$  бездрейфового транзистора от тока эмиттера может быть использована для практических целей при определении режимов работы транзистора с достаточной для инженерных расчетов точностью. При этом

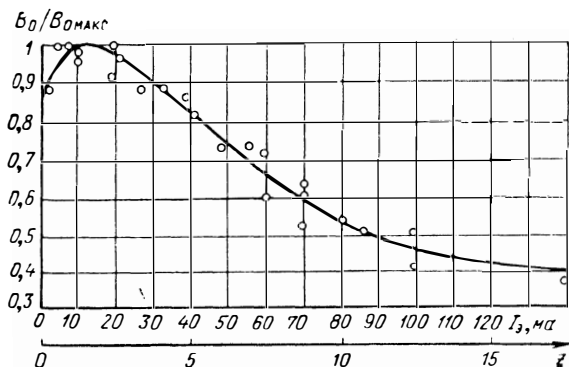


Рис. 4.1. Нормированные расчетная (сплошная линия) и экспериментальная (точки) зависимости коэффициента передачи тока в схеме с ОЭ от тока эмиттера для германиевого  $p$ - $n$ - $p$  сплавного мало-мощного транзистора.

следует помнить, что выражение (4.6) справедливо только в диапазоне номинальных токов.

Зависимость коэффициента передачи тока  $B$  от температуры для дрейфовых транзисторов подробно рассмотрена в литературе [6, 9, 18]. Даются зависимости составляющих коэффициента передачи от температуры и затем определяется результирующая зависимость коэффициента передачи тока от температуры. Как правило, коэффициенты передачи  $\alpha_0$  или  $\beta_0$  растут при увеличении температуры и уменьшаются при уменьшении последней (см. рис. 3.5), а поскольку величина  $B$  прямо пропорциональна величинам  $\alpha_0$  и  $\beta_0$ , то следует считать, что зависимость  $B(T^\circ)$  будет аналогична зависимостям  $\alpha_0(T^\circ)$  и  $\beta_0(T^\circ)$  [20]. Работа транзистора в диапазоне низких температур от  $-60$  до  $-140^\circ\text{C}$  исследована в [87, 88], где показано, что и в этом диапазоне температур коэффициент  $B$  падает с уменьше-

нием последней. Зависимость  $B(T)$  для дрейфовых транзисторов несколько более резкая, чем для бездрейфовых (рис. 4.2).

В результате исследований, проведенных в [88], показано, что коэффициент передачи тока  $B$ :

— падает при понижении температуры за счет роста скорости иповерхностной рекомбинации. Явление становится более ощутимым по мере уменьшения уровня инжекции (тока эмиттера), поскольку при этом возрастает доля потерь, связанных с поверхностной рекомбинацией;

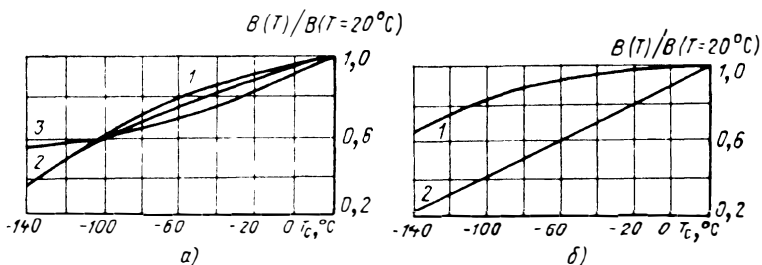


Рис. 4.2. Нормированные зависимости коэффициента передачи тока в схеме с ОЭ для различных образцов (1, 2, 3) сплавных (а) и сплавно-диффузионных (б) транзисторов. Режим измерения:  $U_{кэ} = 1$  в,  $I_э = 10$  ма.

— возрастает при понижении температуры за счет повышения эффективности эмиттера и уменьшения потерь на рекомбинацию в объеме. Это явление становится ощутимее по мере увеличения уровня инжекции, так как при этом возрастает доля потерь, связанных с эффективностью эмиттера и, наконец,

— остается практически постоянным при изменении температуры в случае работы при определенных токах эмиттера.

Резюмируя все изложенное о важнейшем параметре транзистора — коэффициенте передачи тока в схеме с ОЭ  $B$  или  $h_{11э}$ , следует еще раз напомнить, что при проектировании схем на транзисторах необходимо учитывать резкую и сложную зависимость  $B$  от тока  $I_к$  или  $I_э$  и температуры  $T_п^0$  или  $T_с^0$ , а также зависимость от напряжения на коллекторе  $U_{кэ}$ .

Другим важным параметром транзистора на большом сигнале, как было указано ранее, является параметр  $S$  — крутизна переходной вольтамперной характеристики

$I_K(U_{бэ})_{U_{кэ}=\text{const}}$ . Этот параметр необходим в таком случае применения транзисторов, когда на их входе включен генератор напряжения, например в трансформаторных схемах, т. е. когда на вход задается напряжение:

$$S = \frac{I_K - I_{кб0}}{U_{бэ}}. \quad (4.13)$$

Связь с параметром малого сигнала определяется исходя из равенства  $s_0 = dI_K/dU_{бэ}$  при тех же условиях, что имели место при выводе формулы (4.3):

$$S = \frac{1}{U_{бэ}} \int_0^{U_{бэ}} s_0 dU_{бэ}. \quad (4.14)$$

Аналогично формуле (4.5) среднее значение крутизны при заданных изменениях тока  $\Delta I_K$  и напряжения  $\Delta U_{бэ}$  при большом сигнале будет

$$S = \frac{\Delta I_K}{\Delta U_{бэ}}. \quad (4.15)$$

Численное значение  $S$  равно угловому коэффициенту прямой, касательной к линейному участку указанной выше вольтамперной характеристики.

Зависимость величины  $S$  от режима работы и температуры можно проанализировать, преобразовав выражение (4.13) и подставив ток коллектора  $I_K$  из (4.1):

$$S = \frac{B(I_{бэ} + I_{кб0})}{U_{бэ}}. \quad (4.16)$$

Поскольку зависимость коэффициента передачи  $B$  и напряжения эмиттер — база транзистора  $U_{бэ}$  от режима работы и температуры известна, то на основании (4.16) можно проанализировать и их отношение, т. е. величину  $S$  при  $I_{кэ} = \text{const}$ .

С увеличением напряжения коллектор — эмиттер величина  $B$ , как было показано выше, возрастает, ток же  $I_{бэ}$  несколько падает; в зависимости от скорости изменения этих составляющих крутизна характеристики может либо увеличиваться, либо уменьшаться, либо оставаться без изменения.

С увеличением температуры коэффициент передачи  $B$  также увеличивается, а величина напряжения  $U_{бэ}$  уменьшается (гл. 2). Это приводит к росту с температурой кру-

тизны характеристики. С понижением температуры происходит обратное, т. е. величина  $B$  уменьшается (это справедливо до определенных токов коллектора), а величина  $U_{бэ}$  возрастает, что приводит к падению параметра  $S$ .

Для расчетов схем низких частот на большом сигнале может быть использована схема замещения рис. 3.2. Однако дифференциальные параметры  $r_{э}$ ,  $r_{б}''$ ,  $r_{к}$  и  $\alpha_0$  должны быть заменены интегральными [аналогично формуле (4.4)] или средними [аналогично (4.5)].

Интегральное сопротивление эмиттерного перехода:

$$r_{э} = \frac{U_{эб'}}{I_{э}}, \quad (4.17)$$

но  $U_{эб'} = \varphi_T \ln \frac{I_{э}}{I_{эб0}}$  (гл. 2), тогда

$$r_{э} = r_{э} \ln \frac{I_{э}}{I_{эб0}}. \quad (4.18)$$

Интегральное диффузионное сопротивление базы

$$r_{б}'' = \frac{r_{э}}{2(1-\alpha_0)} \approx \frac{B}{2} r_{э} \quad (4.19)$$

или

$$r_{б}'' = r_{б}'' \ln \frac{I_{э}}{I_{эб0}}. \quad (4.20)$$

Интегральное сопротивление коллектора

$$r_{к} = \frac{U_{кб}}{I_{к}} \quad (4.21)$$

или аналогично (4.4)

$$r_{к} = \frac{1}{I_{к}} \int_0^{I_{к}} r_{к} dI_{к}. \quad (4.22)$$

Вместо  $\alpha_0$  следует пользоваться параметром

$$A = \frac{B}{1+B}, \quad (4.23)$$

хотя в довольно широком диапазоне токов  $A \approx \alpha_0$ .

#### 4.2. ПАРАМЕТРЫ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ

К этим параметрам относятся (см. табл. 1.4):  $y$ -параметры для схемы с общей базой и общим эмиттером ( $y_{к}$  и  $y_{э}$ ) — параметры, аналогичные параметрам  $A$ ,  $B$  и  $S$

на низких частотах; емкости коллекторного и эмиттерного переходов  $C_K$  и  $C_{э д}$  и схемные параметры —  $K_P$ ,  $P_{вх}$ ,  $P_{вых}$  и  $\eta$ , характеризующие транзистор в конкретной схеме генератора или усилителя высокой частоты.

$y$ -параметры на большом сигнале аналогичны соответствующим параметрам на малом сигнале, однако отличаются от них тем, что величина их зависит от амплитуды сигнала; это существенно затрудняет исследования, измерения, определение и использование. Поэтому зависимости  $y$ -параметров большого сигнала высокой частоты от режима работы транзистора, температуры и частоты достаточно сложны и малоизучены.

Для расчетов на высоких частотах может быть использована та же схема рис. 3.2, с учетом интегральных или средних значений  $C_K$ ,  $C_K$  и  $C_{э д}$ , которые на большом сигнале анализируются дополнительно, в зависимости от его величины.

Интегральная зарядная емкость коллекторного перехода, по аналогии с дифференциальной, при конечном приращении на переходе будет

$$C_K = \frac{\Delta Q}{\Delta U_{кб}}. \quad (4.24)$$

Здесь  $\Delta Q$  — изменение заряда в переходном слое;  $\Delta U_{кб}$  — приращение напряжения на переходе.

Эта формула и последующие для емкости  $C_K$  справедливы также и для емкостей  $C'_K$ ,  $C_K + C'_K$  и  $C_{э}$ . При решении практических задач эта емкость используется в качестве средней величины. Емкость  $C_K$  может быть определена через дифференциальную емкость  $C_K$  [45]:

$$C_K = C_K \frac{1 - \left(\frac{U_{20}}{U_{10}}\right)^{1-l}}{(1-l) \left(1 - \frac{U_{20}}{U_{10}}\right)}, \quad (4.25)$$

где  $C_K$  — дифференциальная емкость перехода при напряжении на переходе, равном  $U_1$ ;  $l$  — показатель степени, характеризующий зависимость емкости от напряжения на переходе;  $U_{10}$  и  $U_{20}$  — начальное и конечное значения напряжения на переходе;

$$U_{10} = \varphi_0 - U_1; \quad U_{20} = \varphi_0 - U_2,$$



т. е. интегральная емкость перехода определяется величиной его дифференциальной емкости при одном из граничных значений напряжения на переходе, пределами изменений этого напряжения и коэффициентом  $l$  (см. § 3.2).

При работе транзистора на очень больших сигналах или в ключевом режиме разность потенциалов в закрытом состоянии значительно превосходит разность потенциалов в открытом состоянии, поэтому формула (4.25) упрощается:

$$C_K = C_K \frac{1}{1-l}. \quad (4.26)$$

Изменение заряда неосновных носителей в базе, вызываемое изменением напряжения на эмиттерном переходе, характеризуется диффузионной емкостью  $C_{Эд}$ . Дифференциальное значение диффузионной емкости прямосмещенных переходов транзистора определяется выражениями (3.31) и (3.33). При работе на большом сигнале, поскольку прямой ток эмиттера изменяется в широких пределах, используется среднее арифметическое значение емкости, которое определяется следующим выражением [45]:

$$C_{Эд} \approx 0,5(I_{Э1} + I_{Э2}) \frac{1}{\varphi_T \cdot 2\pi f_T (1+m)}, \quad (4.27)$$

где  $I_{Э1}$  и  $I_{Э2}$  — начальное и конечное значения тока эмиттера.

Аналогично параметрам малого сигнала будем считать емкости  $C_K$  и  $C_{Эд}$  не зависящими от частоты. Тогда для расчетов схем усилителей большого сигнала могут быть использованы формулы табл. 3.6 с заменой в них параметров  $\alpha_0$ ,  $r_a$ ,  $r_b$  и  $r_K$  параметрами  $A$ ,  $r_a$ ,  $r_b$  и  $r_K$  из формул (4.18), (4.20), (4.22) и (4.23).

Возможно использование формул (3.24) с заменой дифференциальных значений  $\beta_0$ ,  $r_a$  и  $C_K$  соответствующими интегральными параметрами  $B$ ,  $r_a$  и  $C_K$ . Тогда выражения для  $y_{Э}$  (на большом сигнале) примут вид:

$$\left. \begin{aligned} \dot{y}_{11Э} &= \frac{b}{r_a} \left[ \frac{1}{B} + ac^2 + jc \left( 1 - \frac{a}{B} \right) \right], \\ \dot{y}_{12Э} &= -b\omega C_K \frac{A_K}{A_a} [0,4ac + j(1 + 0,5a^2c^2)], \\ \dot{y}_{21Э} &= \frac{b}{r_a} (1 - jac), \end{aligned} \right\} \quad (4.28)$$

$$\dot{y}_{22\Omega} = b\omega C_K \frac{A_K}{A_\Omega} \left[ 0,4ac + j \left( \frac{1}{f} + 0,4a \right) \right],$$

$$a = \frac{r'_6}{r_\Omega}; \quad b = \frac{1}{1+a^2c^2}; \quad c = \frac{f}{f_T}.$$

В отличие от формул (3.24) эти формулы справедливы для любой (не только «круглой») геометрии транзистора.

К параметрам большого сигнала на высокой частоте относятся также и так называемые «схемные» параметры:  $K_P$  — коэффициент усиления по мощности;  $P'_{\text{вых}}$  — выходная мощность, генерируемая транзистором в нагрузке на заданной частоте и в определенной схеме;  $P_{\text{вх}}$  — входная мощность, требуемая от источника сигнала для получения заданной мощности на выходе;  $\eta$  — коэффициент полезного действия (для выходных или генераторных транзисторов). Зависимости этих параметров от режима работы и температуры могут быть исследованы для конкретной схемы усилителя большого сигнала.

Обычно задаются определенной величиной сигнала, достаточно высокой частотой, близкой к предельным или граничным частотам малого сигнала, конкретной схемой и определяют эти параметры в наиболее выгодном режиме.

Определение мощностных параметров транзистора на большом сигнале высокой частоты, схем замещения и других данных, характеризующих транзистор независимо от внешних данных схемы, — вопрос, еще не разрешенный и может быть предметом специальных исследований.

#### 4.3. ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ

Режим переключения транзистора характеризуется обычно использованием трех областей работы — отсечки, активной и насыщения. Исключение составляют так называемые ненасыщенные транзисторные ключи, в которых рабочая точка транзистора проходит две области работы — область отсечки и активную область. Эти схемы скорее можно назвать импульсными усилителями; к ним могут быть применены как все выводы, полученные выше, так и материалы по более общим режимам насыщенных переключателей, которые и будут рассмотрены в этом параграфе. Наиболее предпочтительной схемой в режиме переключения является схема с ОЭ [17], поэтому в дальнейшем ограничимся рассмотрением лишь этой схемы.

При работе транзистора в трех областях оба его перехода могут быть смещены как в прямом, так и в обратном направлении и в широком диапазоне токов и напряжений. В этом случае схема замещения транзистора должна содержать элементы, отражающие нелинейные свойства и взаимное влияние переходов друг на друга. Такая схема приведена на рис. 4.3 и состоит из эмиттерного и коллекторного диодов с токами  $I_Э$  и  $I_К$ , величины которых определяются формулами (2.5) и (2.6), объемных сопротивлений  $r'_Э$  и  $r'_Б$ , падения напряжения на которых может достигать теперь заметных величин при больших токах. В зависимости от условий на входе транзистора начальные токи переходов могут иметь различные значения (см. § 5.6), наибольшие их величины будут  $I_{Э00} (B_I + 1)$  и  $I_{К00} (B + 1)$ . Емкости переходов в прямом и инверсном включении определяются формулами (4.25) — (4.27); в схеме с ОЭ они должны быть увеличены, т. е.  $C_{К}^* = (B + 1) C_K$ ,  $C_{Кл}^* = (B + 1) C_{Кл}$  в прямом включении и  $C_Э^* = (B_I + 1) C_Э$  и  $C_{Эд}^* = (B_I + 1) C_{Эд}$  в инверсном включении.

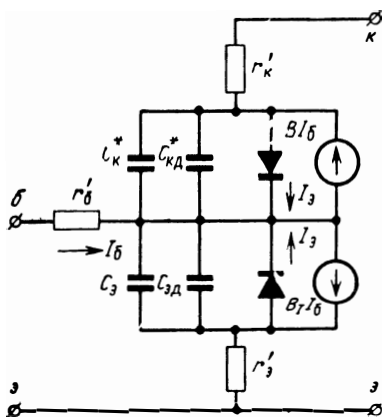


Рис. 4.3. Схема замещения транзистора в режиме ключа с общим эмиттером.

Рассмотрим переходные процессы при отпирании и запираании транзистора идеальными прямоугольными импульсами напряжений  $U_r$  от генератора с внутренним сопротивлением  $R_r$ . На рис. 4.4 приведены эпюры входного и выходного токов транзистора; при отпирании транзистора переходный процесс состоит из трех стадий — стадии задержки фронта, формирования фронта и стадии накопления неосновных носителей в базе.

В исходном состоянии транзистор закрыт, его рабочая точка находится в области отсечки, поскольку оба перехода — коллекторный и эмиттерный — смещены в обратном направлении и через транзистор протекают только начальные токи.

В момент времени  $t_0$  на базу транзистора поступает отпирающий импульс напряжения, после подачи которого транзистор некоторое время продолжает работать в области отсечки и ток коллектора практически не увеличивается. По мере накопления неосновных носителей в базе у эмиттерного перехода отпирающее напряжение на нем повышается. В момент времени  $t_1$  эмиттерный переход смещается

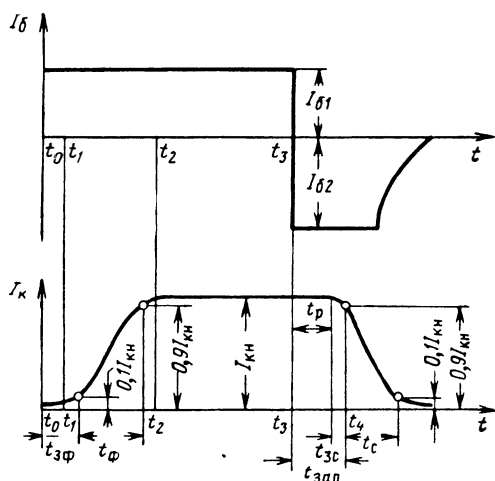


Рис. 4.4. Эпюры входного и выходного токов транзистора при его отпирании и запирании.

в прямом направлении, ток коллектора начинает увеличиваться и рабочая точка из режима отсечки переходит в активную область. С увеличением тока коллектора падение напряжения на нагрузке (в цепи коллектора) увеличивается и потенциал коллектора понижается, и в момент времени  $t_2$  коллекторный переход также смещается в прямом направлении. Рабочая точка транзистора из активной области переходит в область насыщения. После этого токи в транзисторе практически не изменяются, однако в его базе продолжается процесс накопления носителей. Переходный процесс в базе заканчивается, когда накопление заряда прекращается.

Стадии формирования задержки фронта и фронта количественно оцениваются временем  $t_{3ф}$  и  $t_ф$ ;  $t_{3ф}$  определяется как время с момента подачи отпирающего импульса

в базу до момента нарастания выходного импульса до уровня 0,1 от своего установившегося значения,  $t_{\phi}$  — как время, в течение которого выходной импульс нарастает от 0,1 до 0,9 своего установившегося значения.

Считая, что в базу транзистора подается прямоугольный импульс тока  $I_{\phi 1}$  и, используя зависимость  $I_{\kappa}(t)$ , получаем известные выражения для  $t_{3\phi}$  и  $t_{\phi}$ :

$$t_{3\phi} \approx \frac{\tau_{\phi}}{B} \left( \frac{m}{m+1} + 0,1 \frac{B}{v} \right), \quad (4.29)$$

где  $v$  — коэффициент насыщения, равный  $I_{\phi 1} B / I_{\kappa n}$  ( $I_{\kappa n}$  — ток коллектора в режиме насыщения),  $\tau_{\phi}$  — постоянная времени фронта, равная

$$\tau_{\phi} = \frac{B+1}{2\pi f_T}, \quad (4.30)$$

$$t_{\phi} = \tau_{\phi} \ln \frac{v-0,1}{v-0,9}. \quad (4.31)$$

Если  $v=1$ , т. е. транзистор не входит в область насыщения, то

$$t_{\phi} \approx 2,2\tau_{\phi} \approx \frac{0,35B}{f_T}. \quad (4.32)$$

Эта формула имеет важное практическое значение, поскольку связывает временные и частотные свойства транзистора.

С учетом влияния емкости  $C_{\kappa}$  коллектора и сопротивления нагрузки  $R_{\kappa}$  выражения (4.29) и (4.31) существенно усложняются [45] и соответственно принимают вид

$$t'_{3\phi} = \frac{m}{m+1} \frac{\tau_{\phi}}{B} + \frac{0,1}{2v\gamma_{\kappa}} \times \\ \times \left[ \tau'_{\phi} + \tau_{\phi}^2 (\tau'_{\phi} - \gamma_{\kappa} \tau_{\phi}) \frac{80v}{B^3} \right], \quad (4.33)$$

где

$$\tau'_{\phi} = \gamma_{\kappa} (BC_{\kappa} R_{\kappa} + \tau_{\phi});$$

$$\gamma_{\kappa} \approx \frac{1}{1+B(R_{\kappa}/r_{\kappa})};$$

$$t'_{\phi} = \tau'_{\phi} \ln \frac{v\gamma_{\kappa}-0,1}{v\gamma_{\kappa}-0,9}. \quad (4.34)$$

Действием емкости  $C_{\kappa}$  и сопротивления  $R_{\kappa}$  можно пренебречь, если

$$C_{\kappa} R_{\kappa} \ll \frac{1}{2\pi f_T}.$$

Тогда формула (4.33) может быть заменена формулой (4.29), а формула (4.34) — соответственно формулой (4.31). При расчетах используется также параметр  $t_{\text{вкл}}$ :

$$t_{\text{вкл}} = t_z \phi + t_\phi. \quad (4.35)$$

По истечении этого времени транзистор переходит в область насыщения и начинается процесс накопления неосновных носителей в базе. Все три тока транзистора при этом практически остаются постоянными. Процесс характеризуется постоянной времени накопления  $\tau_{\text{н}}$ , которая связана с рекомбинацией и генерацией носителей при динамическом равновесии и зависит от величины тока насыщения  $I_{\text{кн}}$ . Зависимость объясняется, главным образом, инжекцией, с увеличением которой растут электронные составляющие эмиттерного и особенно коллекторного токов [89]. С учетом экспоненциального закона нарастания тока  $I_{\text{к}}$  процесс накопления заканчивается через время накопления  $t_{\text{н}} = (2 \div 3) \tau_{\text{н}}$ .

В момент времени  $t_3$  на базу транзистора подается запирающее напряжение и за счет ухода накопленных носителей образуется перепад тока  $I_{\text{б1}} + I_{\text{б2}}$ ; в транзисторе начинается процесс запираания. Ток коллектора практически не изменяется до момента, пока транзистор находится в насыщении. К моменту времени  $t_4$  избыточные носители у коллекторного перехода рассасываются и переход смещается в обратном направлении. Рабочая точка транзистора из области насыщения переходит в активную область, и начинается формирование спада выходного импульса. Ток коллектора падает, вызывая снижение величины прямого смещения эмиттера; эмиттерный переход смещается в обратном направлении, а рабочая точка транзистора из активной области переходит в область отсечки. Процесс запираания транзисторного ключа на этом заканчивается.

Переходный процесс транзисторного ключа при запираании можно так же, как и при отпираании, разбить на три стадии — рассасывания накопленных избыточных носителей в базе, задержки спада и формирования спада выходного импульса.

Стадия рассасывания количественно оценивается временем рассасывания  $t_p$  — временем, прошедшим с момента подачи запирающего импульса до момента смещения коллекторного перехода в обратном направлении (см. рис. 4.4). Стадия задержки спада характеризуется временем задерж-

ки  $t_{3c}$ , т. е. временем, прошедшим с конца стадии рассасывания до изменения величины выходного импульса на 0,1 от своего установившегося значения и, наконец, стадия спада определяется временем  $t_c$ , в течение которого выходной импульс спадает от 0,9 до 0,1 своего установившегося значения.

На стадии рассасывания следует рассмотреть три случая: первый — сначала рассасываются избыточные носители, накопленные у коллекторного перехода, а затем у эмиттерного перехода — такое запираение носит название нормального; второй — сначала рассасываются избыточные носители, накопленные у эмиттерного перехода, а затем у коллекторного перехода — такое запираение носит название инверсного запираения, и третий — одновременно рассасываются избыточные носители, накопленные как у эмиттерного, так и у коллекторного переходов, и такое запираение носит название одновременного запираения.

Известно выражение для времени рассасывания при нормальном запираении:

$$t_p = \tau_p \ln \frac{v - \sigma}{1 - \sigma}, \quad (4.36)$$

при инверсном запираении [45]:

$$t_{pI} = \tau_p \ln \left( 1 - \frac{\sigma}{v} \right). \quad (4.37)$$

Здесь  $\sigma = -I_{62}B/I_{кн}$  — величина, которая может быть названа коэффициентом рассасывания. Знак минус обусловлен направлением тока  $I_{62}$  (рис. 4.4) (во всех формулах под  $I_{62}$  следует понимать его абсолютную величину).

При одновременном запираении  $t_p = t_{pI}$ , а коэффициент рассасывания и ток базы имеют критические [45] значения:

$$\sigma = \sigma_{кр} = -(B + B_I), \quad (4.38)$$

$$I_{62} = I_{6кр} = I_{кн} \left( 1 + \frac{B_I}{B} \right). \quad (4.39)$$

В этом случае  $t_p$  определяется по любой из формул: (4.36) или (4.37).

Естественно, время рассасывания пропорционально времени накопления носителей. Также связаны между собой  $\tau_p$  и  $\tau_n$ . Известно [18], что  $\tau_p$  на 20—25% меньше указанной выше величины  $\tau_n$ . Различие объясняется тем, что накопление начинается при малом заряде в базе, а рассасывание — при большом.

сывание — при большом заряде, когда поверхностная рекомбинация играет значительную роль.

Таким образом, определив  $\tau_p$ , можно найти  $\tau_n$  и наоборот. Приближенная формула для  $\tau_p$  бездрейфовых транзисторов может быть получена путем преобразования известного [90] выражения

$$\tau_p \approx \tau_\phi \frac{B_I}{B} \left( \frac{f_T}{f_{TI}} + 1 \right). \quad (4.40)$$

Более общая формула, с учетом поля в базе [91],

$$\tau_p = \tau_\phi \frac{B_I}{B} \frac{2,43}{1+m} \left( \frac{e^\eta}{2\eta} \right)^2, \quad (4.41)$$

$$\eta = 1,5 \div 4.$$

Время рассасывания для дрейфового транзистора в 2—8 раз [6] больше, чем для бездрейфового. Это объясняется более резким различием между  $f_T$  и  $f_{TI}$  за счет поля в базе дрейфового транзистора, которое увеличивает  $f_T$  и уменьшает  $f_{TI}$  (4.40), а также величиной  $\eta$ , которая для дрейфовых транзисторов равна 1,5—4, а для бездрейфовых — нулю.

На стадии формирования спада выходного импульса, так же как и на стадии рассасывания, следует рассматривать три вида запириания — нормальное, одновременное и инверсное. При нормальном запириании возможны два случая: 1) формирование спада выходного импульса начинается и заканчивается в активной области (работа без запирающего смещения на эмиттере); 2) формирование спада начинается в активной области и заканчивается в области отсечки (работа при запирающем смещении). При одновременном запириании формирование спада выходного импульса начинается в области насыщения и заканчивается в области отсечки. При инверсном запириании изменение тока коллектора начинается на стадии рассасывания, когда транзистор переходит в режим инверсного включения. После перехода в область отсечки происходит спад тока коллектора и начинается стадия формирования спада выходного импульса. Время задержки и спада в зависимости от того, в какой области протекает формирование выходного импульса, и от соотношения токов будут различны.



Рассмотрим более подробно все три вида запириания транзистора.

*Нормальное запириание при формировании спада в активной области.* Здесь возможны два случая, для которых время  $t_{зс}$  и  $t_c$  определяются известными формулами.

Первый:  $\frac{I_{кн}}{B} > I_{б2} \gg I_{к60}$ ,

$$t_{зс} = 0,1\tau_{\phi}, \quad (4.42)$$

$$t_c = 2,2\tau_{\phi}. \quad (4.43)$$

Второй:  $0,1I_{бкр} \gg I_{б2} \gg I_{к60}$  (транзистор заходит в область отсечки, когда  $I_k < 0,1I_{кн}$ )

$$t_{зс} \approx 0,1\tau_{\phi} \frac{1}{1-\sigma}, \quad (4.44)$$

$$t_c \approx \tau_{\phi} \ln \frac{\sigma-0,9}{\sigma-0,1}. \quad (4.45)$$

*Нормальное запириание при формировании спада в активной области и в области отсечки.* Здесь — также два случая.

Первый:  $0,1I_{бкр} \leq I_{б2} \leq 0,9I_{бкр}$ . Поскольку в течение времени задержки транзистор находится в активной области,  $t_{зс}$  определяется формулой (4.44), а время спада [45]

$$t_c = \tau_{\phi} \ln \frac{1+0,9/\sigma}{1+1/\sigma_{кр}} + \tau_c \ln \frac{\sigma}{0,1\sigma_{кр}}. \quad (4.46)$$

Постоянная времени спада определяется:

$$\tau_c \approx \frac{3}{100f_T} \text{ для бездрейфовых транзисторов,} \quad (4.47)$$

$$\tau_c \approx \frac{4,0 \div 4,5}{100f_T} \text{ для дрейфовых транзисторов.}$$

Второй:  $0,9I_{бкр} \leq I_{б2} < I_{бкр}$ . Соответственно,  $t_{зс}$  и  $t_c$  определяются в этом случае формулами

$$t_{зс} \approx \tau_{\phi} \frac{1-\sigma/\sigma_{кр}}{1-B(\sigma/\sigma_{кр})} + \tau_c \left(1 - 0,9 \frac{\sigma}{\sigma_{кр}}\right), \quad (4.48)$$

$$t_c \approx 2,2\tau_c. \quad (4.49)$$

*Одновременное запириание, т. е.  $I_{б2} = I_{бкр}$  или  $\sigma = \sigma_{кр}$ .* Тогда в соответствии с (4.48)

$$t_{зс} \approx 0,1\tau_c, \quad (4.50)$$

а  $t_c$  определяется по формуле (4.49).

Инверсное запираение, т. е.  $I_{б2} > I_{бк2}$ . Тогда  $t_{зс}$  и  $t_c$  определяются также формулами (4.50).

С учетом влияния емкостей переходов могут быть использованы приведенные выше формулы. Однако постоянные  $\tau_\phi$  и  $\tau_c$  должны быть заменены в них на  $\tau'_\phi$  в соответствии с формулой (4.33) и  $\tau'_c$ , которая определяется [45] выражением

$$\tau'_c = \tau_c + C_k(R_k + R_\Gamma + r'_б) + C_\phi \frac{R_k(R_\Gamma + r'_б)}{R_k + R_\Gamma + r'_б}. \quad (4.51)$$

Для дрейфовых транзисторов в ряде случаев следует учитывать процесс накопления носителей не только в базе, но и в объеме коллектора [93]. В этом случае расчет  $\tau_c$  представляет большие трудности; эту величину необходимо измерять непосредственно в схеме простейшего ключа.

Время выключения транзистора определяется как сумма

$$t_{\text{вых}} = t_p + t_{зс} + t_c. \quad (4.52)$$

В заключение раздела о временных параметрах необходимо отметить, что в ряде случаев постоянные времена  $\tau_\phi$ ,  $\tau_c$  и  $\tau_p$  удобнее определить путем измерения соответствующих времен выходного импульса в схеме простейшего ключа с общим эмиттером при прямоугольном входном импульсе.

Тогда могут быть использованы следующие формулы, полученные из приведенных выше:

$$\left. \begin{aligned} \tau_\phi &= 6,25t_{\phi(\text{изм})}, \\ \tau_c &= 6,25t_{c(\text{изм})}, \\ \tau_p &= \frac{t_{p(\text{изм})} - 0,125t_{c(\text{изм})}}{0,511}, \end{aligned} \right\} \quad (4.53)$$

где  $t_{\phi(\text{изм.})}$ ,  $t_{c(\text{изм.})}$  и  $t_{p(\text{изм.})}$  — времена, измеренные в заданном режиме, при коэффициенте насыщения  $\nu = 5$ .

Кроме перечисленных выше параметров, в области насыщения транзистор характеризуется (см. табл. 1.4) коэффициентом передачи  $B_{\text{н}}$ , сопротивлением насыщения  $r_{\text{н}}$ , объемными сопротивлениями коллектора и эмиттера  $r'_к$  и  $r'_э$  (рис. 4.3), остаточными напряжениями ( $U_{эб\text{н}}$ ,  $U_{кэ\text{н}}$ ,  $U_{кэ\text{н}}^0$ ) и инверсными параметрами в режиме насыщения \*).

\*) Параметры инверсного включения рассмотрены в гл. 7.

Коэффициент передачи  $B_H$  в режиме насыщения определяется отношением тока коллектора к току базы в области насыщения:

$$B_H = \frac{I_{KH}}{I_{BH}}. \quad (4.54)$$

При работе в области насыщения ток коллектора  $I_{KH}$  сравнительно слабо зависит от тока базы, а в основном определяется отношением напряжения источника питания к сопротивлению нагрузки, т. е.  $I_{KH} \approx E_K/R_K$ . Подставляя это значение  $I_{KH}$  в формулу (2.22) для коэффициента насыщения  $\nu$ , на основании (4.54) получим

$$B_H \approx \frac{E_K}{R_K I_{BH}} = \frac{BE_K}{\nu R_K I_{KH}^*}. \quad (4.55)$$

Из выражения (4.55) видно, что с ростом тока  $I_{BH}$  или коэффициента  $\nu$  коэффициент передачи  $B_H$  падает и транзистор как бы теряет свои усилительные свойства (при  $I_{BH}$  или  $\nu \rightarrow \infty$ ,  $B_H \rightarrow 0$ ).

Важной величиной, характеризующей транзистор в области насыщения, является так называемое сопротивление насыщения  $r_H$ , т. е. сопротивление промежутка коллектор — эмиттер при прямом смещении на обоих переходах. Это сопротивление характеризуется наклоном начального участка выходных вольтамперных характеристик и равно отношению остаточного напряжения  $U_{KЭH}$  к соответствующему току коллектора  $I_{KH}$ , протекающему через коллектор. На рис. 4.5 приведены начальные участки выходных вольтамперных характеристик мощного транзистора с проведенной на них линией нагрузки ( $\psi_H = \text{arcsctg } R_K$ ). Кривые дают представление о порядке величин и обозначениях, принятых для режима усиления (рабочая точка в положении  $A$ ), границы между областями усиления и насыщения (точка  $B$ ) и режима насыщения (точка  $C$ ).

Сопротивление  $r_H$  меняется в зависимости от тока базы  $I_{BH}$  в режиме насыщения: с увеличением последнего  $r_H$  падает. Так, например, для сплавных германиевых транзисторов малой мощности при увеличении тока  $I_{BH}$  в два раза величина  $r_H$  в среднем уменьшается в 1,5—1,7 раза, изменяясь от 1,2—2 до 0,8—1,2 ом. Для мощных германиевых и кремниевых транзисторов величина  $r_H$  составляет соответственно 0,03—0,05 ом и 0,1—0,5 ом.

Для расчета схем с генератором напряжения на входе вводится параметр  $U_{эбн}$  — напряжение, которое необходимо приложить ко входу транзистора, чтобы обеспечить заданный коэффициент насыщения  $\nu$  и связанные с ним параметры. С увеличением базового тока  $I_{бн}$  напряжение  $U_{эбн}$  относительно медленно растет. На рис. 4.6 приведены зависимости напряжения  $U_{эбн}$  от тока базы  $I_{бн}$  и от

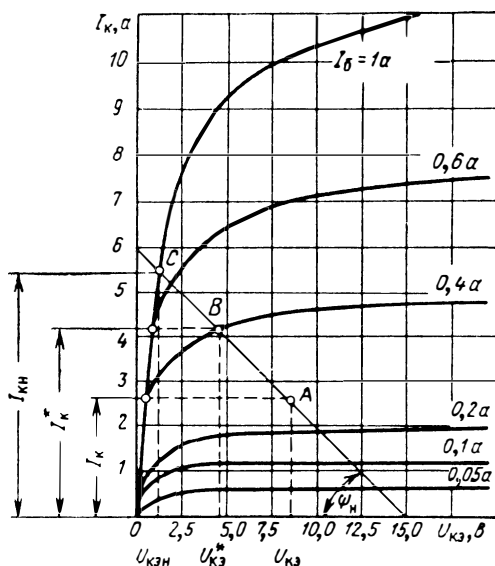


Рис. 4.5. Начальные участки выходных вольтамперных характеристик мощного транзистора.

отношения токов коллектора и базы в режиме насыщения при различных токах коллектора для сплавного германиевого маломощного транзистора. Характер зависимости напряжения  $U_{эбн}$  от температуры в общем тот же, что и для диодов: он определяется ТКН для входной характеристики (гл. 2).

Напряжение  $U_{кэн}$  носит название остаточного напряжения транзистора в режиме насыщения в широком диапазоне токов. Это важный параметр, характеризующий работу транзистора в режиме насыщения. При работе транзистора в режиме малотокового переключателя при токах

коллектора, близких к нулю, используется параметр  $U_{кэ н}^0$ , определяемый по формулам (2.62) и (2.63), из которых следует, что для анализа этой величины необходимо знать величину инверсного коэффициента усиления в схеме с ОБ (гл. 7). Известен также другой метод определения величины

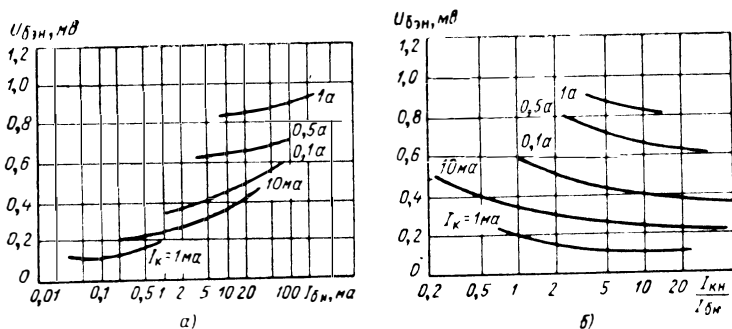


Рис. 4.6. Зависимость напряжения насыщения  $U_{бэ н}$  от тока базы (а) и коэффициента насыщения (б) для германиевого сплавного малоомощного транзистора.

$U_{кэ н}^0$ , позволяющий графически, по входным характеристикам, не прибегая к расчету инверсного коэффициента усиления  $\alpha_1$ , определить величину остаточного напряжения  $U_{кэ н}^0$  [95].

Если транзистор работает как переключатель больших токов, то остаточное напряжение  $U_{кэ н}$  определяется как произведение тока коллектора  $I_{к н}$  на величину сопротивления насыщения  $r_{н}$ :

$$U_{кэ н} \approx I_{к н} r_{н}. \quad (4.56)$$

Напряжение  $U_{кэ н}$ , являясь разностью напряжений на переходах коллектор — база и эмиттер — база, зависит от температуры гораздо слабее, чем  $U_{кб н}$  и  $U_{эб н}$ . Нетрудно убедиться, что температурный коэффициент напряжения (ТКН)  $U_{кэ н}$  составляет не более  $0,15 \text{ мВ/град}$ , т. е. почти на порядок меньше, чем ТКН переходов.

Измерить или вычислить непосредственно сопротивление  $r_{э}$  и  $r_{к}$  довольно трудно, однако эти величины учитываются напряжениями  $U_{эб н}$  и  $U_{кэ н}$ . Величины  $v$ ,  $B_{н}$ ,  $r_{н}$ ,  $U_{эб н}$  и  $U_{кэ н}$  могут быть определены также по начальным участкам выходных вольтамперных характеристик транзистора.

#### 4.4. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ БОЛЬШОГО СИГНАЛА ДЛЯ РАСЧЕТА СХЕМ

Рассмотренные в настоящей главе параметры необходимы при расчете схем генераторов, усилителей и переключателей и, в первую очередь, работающих с использованием мощных транзисторов.

При расчете усилительных схем большого сигнала можно использовать схемы замещения, принятые для режима малого сигнала (см. рис. 3.2 и 3.3), но предварительно вместо дифференциальных параметров (малого сигнала) должны быть найдены интегральные параметры по формулам § 4.1, соответствующие выбранной величине сигнала, предварительно найденной по входным и выходным вольтамперным характеристикам (гл. 2) из условий наименьшего клирфактора или наибольшей выходной мощности или еще каких-либо заданных условий.

Вообще следует отметить, что трудности как определения параметров большого сигнала для справочников и ТУ, так и использования этих данных для конкретной схемы и конкретных условий, могут быть преодолены совместным использованием обоих методов расчета: аналитического по формулам и графоаналитического по вольтамперным характеристикам. Окончательные же данные элементов и режимы проектируемой аппаратуры должны уточняться при постановке соответствующих экспериментов с макетами предварительно рассчитанных схем.

Обязательно должна быть учтена зависимость от температуры, тока и напряжения двух основных параметров усилителя:  $h_{21Э}$  (В) и  $h_{11Э}$  для схемы с ОЭ и  $h_{21Б}$  (А) и  $h_{11Б}$  для схемы с ОБ. Если известны зависимости параметра  $y_{21Э} \approx y_{21Б} = S$ , то, разделив  $h_{21}$  на  $y_{21}$ , можно получить зависимости для  $h_{11}$ . Если этих данных нет, можно воспользоваться табл. 3.3 и 3.4, заменив в них дифференциальные параметры интегральными, определяемыми по формулам, приведенным в настоящей главе. Для схем с генератором напряжения на входе необходимо знать все перечисленные зависимости для параметра  $S$ . Их можно получить также, воспользовавшись уравнением, связывающим все три основных параметра большого сигнала ( $h_{21} = y_{21}h_{11}$ ).

Все сказанное выше остается справедливым и для схем высоких частот. Однако в схеме замещения транзистора должны быть интегральные значения емкостей  $C_K$ ,  $C_{Кд}$ ,  $C_Э$  и  $C_{Эд}$  вместо дифференциальных. Они предварительно определяются вышеприведенными формулами, в зависимости от заданной величины большого сигнала. Поведение схемы на высоких частотах при большом сигнале может быть определено по формулам (4.27) для  $y_Э$ -параметров большого сигнала.

По поводу расчета схем переключения необходимо отметить следующее. Временные параметры, формулы которых приведены в § 4.3, позволяют рассчитать данные импульсных схем — скоростных маломощных и мощных переключателей; напряжения же, токи и сопротивления в режиме насыщения должны определяться по вольтамперным характеристикам и в основном по начальным участкам выходных характеристик.

Схема замещения (см. рис. 4.3) показывает, что обязательно должны быть учтены диффузионные и зарядные емкости и начальные токи переходов  $I_{эб0}$  и  $I_{кб0}$ , а для мощных транзисторов, работающих на больших токах, объемные сопротивления  $r'_э$  и  $r'_б$ . Если маломощные транзисторы работают на достаточно больших для них токах, а величины этих параметров — значительны, в этом случае также может потребоваться учитывать их при расчете. Включение в схему диодов вместо сопротивлений показывает, что при работе в широком диапазоне токов и напряжений транзистор является в принципе системой, нелинейность которой должна быть учтена.

Для переключателей в еще большей мере справедливо положение об окончательной «доводке» предварительно рассчитанной схемы с помощью экспериментального макета.

В заключение необходимо обратить внимание на то, что вольт-амперные характеристики транзистора, которые будут применяться для расчетов схем большого сигнала, должны быть сняты импульсными методами, исключаящими как нагрев транзистора (импульс достаточно короток), так и зависимости от частоты и фронта (импульс достаточно продолжителен).

## Глава 5

### ТЕПЛОВЫЕ, ПРЕДЕЛЬНЫЕ И ПРЕДЕЛЬНО ДОПУСТИМЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРА

К тепловым параметрам относятся: максимальная температура перехода, тепловые постоянные, тепловые сопротивления и теплоемкости. Эти параметры связаны непосредственно с максимальными параметрами, определяют их и поэтому рассматриваются в начале главы.

Группу предельных и предельно допустимых параметров составляют максимальные и максимально допустимые величины мощностей, токов и напряжений транзистора в стационарном и импульсном режимах, а также минимальные токи и напряжения, при которых транзистор работает устойчиво в диапазоне температур.

Максимальные параметры транзистора являются его физическими параметрами и превышение их приводит к необратимым процессам и выходу транзистора из строя. Поскольку работа на максимальных данных не допускается, вводятся так называемые максимально допустимые параметры — расчетные, «статистические» параметры транзистора, определяемые через его максимальные параметры путем учета статистического распределения последних и введения коэффициента запаса. Знание максимальных и максимально допустимых параметров необходимо при работе транзистора как на активную, так и, особенно, на комплексную нагрузку. Эти параметры позволяют оценить возможности транзистора как усилителя и переключателя больших токов и мощностей и определить области его надежной и безопасной работы.

Минимальные параметры транзистора не имеет смысла делить на минимальные и минимально допустимые, поскольку превышение (или, вернее, занижение) их не приводит



к выходу из строя транзистора. Однако при их определении следует устанавливать некоторый запас (в большую сторону), также с учетом статистического распределения параметра.

## 5.1. ТЕПЛОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Для повышения надежности аппаратуры при ее конструировании необходимо принимать все меры к снижению температуры полупроводниковых приборов, независимо от напряженности их электрических и тепловых режимов. Выбор надежного режима требует знания тепловых параметров транзисторов, которые определяют как устойчивость работы транзисторов при изменении окружающей температуры, так и максимально допустимые мощности, токи и напряжения.

Как было сказано, к тепловым параметрам относятся максимальная температура перехода  $T_{п\text{ макс}}^0$ , тепловые постоянные  $\tau_T$ , тепловые сопротивления  $R_T$  и теплоемкости  $C_T$ . Последние три параметра позволяют определить нагрев транзистора (температуру различных участков его структуры — перехода, корпуса и т. д.) в зависимости от температуры  $T_0^0$  окружающей среды, тока и напряжения и от величины мощности, выделяемой на переходах транзистора. Связь между всеми тепловыми параметрами определяется моделью тепловых процессов в транзисторе. Эту тепловую модель или эквивалентную схему и следует рассмотреть в первую очередь.

### 5.1.1. Тепловая модель

Транзистор по своей структуре представляет многослойную систему разнородных элементов, прилегающих друг к другу, с внутренним источником тепла, в большинстве случаев расположенным в  $p-n$  переходе. Исходной предпосылкой для описания нестационарных тепловых процессов в таких системах являются дифференциальные уравнения в частных производных [50]. Решение этих уравнений практически исключено вследствие неоднородности граничных и начальных условий; кроме того, необходимо иметь точные сведения о геометрических размерах, константах материала и составляющих конструкции транзистора. Однако для инженерных методов расчета вводятся упрощения, которые позволяют описать нестационарные тепловые процессы в транзисторе системой дифференциальных уравнений, имеющих решение, и вывести формулы, удобные для практического использования.

Введение упрощений становится возможным потому, что тепловой режим транзистора в основном определяется максимальной температурой перехода; потому, что можно принять, что поле температур внутри каждого элемента конструкции отсутствует и элемент может быть охарактеризован средней температурой, и, наконец, потому, что можно принять условие одномерности распространения теплового потока от перехода к массивному основанию [57].

Условимся считать транзистор состоящим из  $m$  разнородных элементов, соприкасающихся друг с другом. При этом способность

каждого  $k$ -го элемента накапливать и отводить тепло характеризуется соответственно теплоемкостью  $C_{Тk}$  и тепловым сопротивлением  $R_{Тk}$ . Для этого случая составляется следующая система линейных

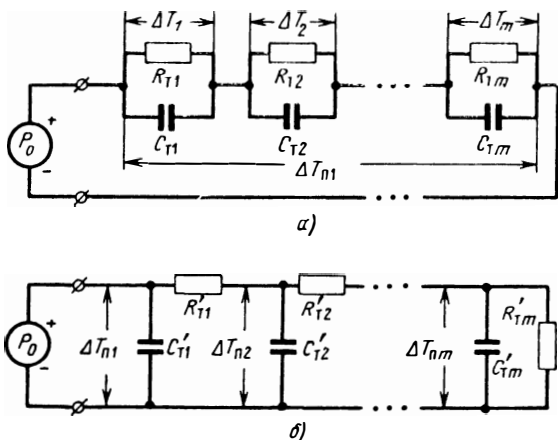


Рис. 5.1. Тепловая модель (эквивалентная схема), полученная: а — на основе экспериментально снятых кривых остывания; б — на основе теоретических расчетов элементов структуры.

уравнений теплового баланса в пространстве переход — окружающая среда:

$$\begin{aligned}
 P_0 &= C_{Т1} \frac{dT_1}{dt} + \frac{1}{R_{Т1}} (T_1 - T_2), \\
 \frac{1}{R_{Т1}} (T_1 - T_2) &= C_{Т2} \frac{dT_2}{dt} + \frac{1}{R_{Т2}} (T_2 - T_3), \\
 &\dots \\
 \frac{1}{R_{Т(m-1)}} (T_{m-1} - T_m) &= C_{Тm} \frac{dT_m}{dt} + \frac{1}{R_{Тm}} T_m.
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Решение системы уравнений, т. е. превышение температуры перехода  $\Delta T_{П}$  над температурой окружающей среды может быть представлено в виде суммы  $m$  экспонент [51]:

$$\Delta T_{П}^{\circ}(t) = P_0 \sum_{k=1}^m R_{Тk} (1 - e^{-t/\tau_{Тk}}) = \sum_{k=1}^m \Delta T_k (1 - e^{-t/\tau_{Тk}}), \tag{5.2}$$

где  $\tau_{Тk} = C_{Тk} R_{Тk}$  — тепловая постоянная  $k$ -го элемента;  $\Delta T_k$  — установившееся значение превышения температуры  $k$ -го элемента над температурой  $(k+1)$ -го элемента;  $P_0$  — мощность, разогревающая  $p$ - $n$  переход.

Уравнению (5.1) соответствует термоэквивалентная схема, представленная на рис. 5.1, а. Поэтому, имея реальную переходную характеристику транзистора и представив ее в виде сумм  $m$  экспо-

нент, можно получить параметры  $\hat{R}_{T_k}$  и  $\hat{C}_{T_k}$  всех элементов тепловой модели.

Эти параметры несколько отличаются от истинных параметров, величины которых могут быть получены аналитически [51] с использованием выражения зависимости температуры перехода  $\Delta T_{\Pi}(t)$  от времени не в виде суммы  $m$  рациональных дробей (чему соответствует решение (5.2) и схема рис. 5.1, а), а в виде цепной дроби. Этому решению соответствует схема рис. 5.1, б, элементы которой  $R'_{T_k}$  и  $C'_{T_k}$  могут быть получены только аналитически, путем вычисления через теплофизические постоянные применяемых в структуре транзистора материалов и их геометрические размеры. Практическое выполнение этой задачи исключается. Поэтому для дальнейшего рассмотрения и анализа тепловых динамических режимов должна быть принята схема рис. 5.1, а с параметрами ( $R_{T_k}$  и  $C_{T_k}$ ), несколько отличающимися от истинных ( $R'_{T_k}$  и  $C'_{T_k}$ ), но также дающая правильное решение относительно зависимости  $T_{\Pi}(t)$ .

Следует заметить, что в практике определения реальной переходной характеристики транзистора чаще пользуются методом мгновенного отключения разогревающей мощности  $P_0$  после предварительного разогрева всех элементов структуры и конструкций, так как это осуществляется легче, чем включение мгновенного скачка разогревающей мощности. Тогда, приняв во внимание равенство постоянных времени разогрева и охлаждения элементов конструкции транзистора, получим выражение для кривой остывания перехода

$$\Delta T_{\Pi}(t) = P_0 \sum_{k=1}^m R_{T_k} e^{-t/\tau_{T_k}} = \sum_{k=1}^m \Delta T_{k0} e^{-t/\tau_{T_k}}, \quad (5.3)$$

$$\Delta T_{\Pi}(t) = T_{\Pi}(t) - T_c,$$

где  $T_c$  — температура окружающей среды.

В формулу (5.3) входят элементы вида

$$\begin{aligned} \Delta T_{k0} &= \Delta T_{k0} e^{-t/\tau_{T_k}}, \\ \Delta T_{k0} &= P_0 R_{T_k}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Выражение для разряда конденсатора  $C$  через сопротивление запишется следующим образом:

$$U_C(t) = U_{C0} e^{-t/\tau}, \quad (5.5)$$

где  $\tau = RC$  и  $U_{C0} = I_0 R$ .

На основании выражений (5.3) — (5.5) нетрудно установить принцип теплоэлектрической аналогии, согласно которой связь между электрическими и тепловыми параметрами представится в виде:

$I$  — ток,  $a \div P$  — разогревающая мощность,  $вт$ ;  
 $U$  — разность потенциалов (напряжение),  $v \div \Delta T$  — разность температур, перегрев (температура),  $град$ ;  
 $R$  — электрическое сопротивление,  $ом \div R_T$  — тепловое сопротивление,  $град/вт$ ;  
 $C$  — емкость,  $\kappa/v \div C_T$  — теплоемкость,  $вт \cdot сек/град$ ;  
 $\tau = RC$  — электрическая постоянная времени,  $сек \div \tau_T = R_T C_T$  — тепловая постоянная времени,  $сек$ .

Изложенное выше дает нам право в дальнейшем использовать формулы зависимости и схемы электрических цепей для анализа и исследования тепловых процессов в транзисторе. Из формул (5.2) и (5.3) следует, что число звеньев эквивалентной схемы должно быть достаточно большим, если мы хотим точно отобразить тепловые процессы. Однако для инженерных расчетов, как будет показано ниже, достаточно иметь тепловую модель, состоящую из двух или трех звеньев. Проследим за изменением одного из температурно-зависимых параметров транзистора в процессе остывания  $p$ - $n$  перехода. Можно заметить, что остывание транзистора со временем происходит по экспонентам с различными показателями в соответствии с формулой (5.3). Если перегрев на  $k$ -й цепочке есть  $\Delta T_k^\circ(t)$ , то температура  $T_{\Pi}(t)$  перехода будет равна сумме температур на всех цепочках и температуры окружающей среды:

$$T_{\Pi}^\circ(t) = \sum_{k=1}^m \Delta T_k^\circ(t) + T_c^\circ = \sum_{k=1}^m \Delta T_k^\circ(0) e^{-t/\tau_{Tk}} + T_c^\circ, \quad (5.6)$$

где  $\Delta T_k^\circ(0) = \Delta T_k^\circ(t)$  при  $t=0$ .

Полученная кривая остывания, построенная в полулогарифмическом масштабе, на большом участке аппроксимируется прямой, которая определяется экспоненциальным членом с самой большой тепловой постоянной времени. Величина  $\Delta T_1^\circ(0)$  будет равна отрезку на оси ординат (температур) между началом координат и точкой пересечения этой прямой с осью ординат ( $t=0$ ). Тангенс угла наклона прямой к оси ординат есть постоянная времени  $\tau_{T1}$ . Тепловое сопротивление и теплоемкость данного участка определяются:

$$R_{T1} = \frac{\Delta T_1(0)}{P_0}, \quad C_{T1} = \frac{\tau_{T1}}{R_{T1}}. \quad (5.7)$$

Разность между реальной кривой остывания и аппроксимированной прямой остывания является суммой неучтенных экспоненциальных членов. Изображая эту разность снова в полулогарифмическом, но более растянутом по оси времени масштабе, аппроксимируя прямой и экстраполируя ее до пересечения с осью ординат, определяем  $\Delta T_2(0)$ ,  $\tau_{T2}$ ,  $R_{T2}$ ,  $C_{T2}$  и т. д. Это все продельвается до тех пор, пока разность между реальной кривой и прямой не становится меньше наперед заданной величины, определенной необходимой точностью расчета.

Полученные таким способом тепловые параметры сплавных германиевых транзисторов большой мощности приведены в табл. 5.1.

Определить постоянные времени, соответствующие временам, меньшим 50—100 мксек, довольно трудно из-за наложения по времени тепловых процессов на электрические и невозможности их разделения. Поэтому практически удается обнаружить относительно простыми средствами 2—4 звена, соответствующие 2—4 самым большим постоянным  $\tau_T$ .

На рис. 5.2 представлена кривая остывания, снятая для диффузионного германиевого маломощного транзистора. Изложенным выше методом определены  $\tau_T$  для четырех участков длительностью 50, 230 и 725 мсек и 3,7 мин. В миллисекундном диапазоне для одних образцов кривые имеют один или два участка, а для других три участка.

Таблица 5.1

| Максимально допустимая мощность транзистора, <i>вт</i> | $\tau_T$ , <i>сек</i> |             |             |             | $R_T$ , <i>град/вт</i> |          |          |          | $C_T$ , <i>вт·сек/град</i> |          |          |          |
|--|-----------------------|-------------|-------------|-------------|------------------------|----------|----------|----------|----------------------------|----------|----------|----------|
|  | $\tau_{T1}$           | $\tau_{T2}$ | $\tau_{T3}$ | $\tau_{T4}$ | $R_{T1}$               | $R_{T2}$ | $R_{T3}$ | $R_{T4}$ | $C_{T1}$                   | $C_{T2}$ | $C_{T3}$ | $C_{T4}$ |
| 10   | 170                   | 1,6         | 0,18        | 0,008       | 21                     | 1,1      | 1,0      | 1,25     | 3,3                        | 1,45     | 0,18     | 0,0064   |
| 20   | 220                   | 2,0         | 0,3         | 0,02        | 31                     | 0,7      | 0,5      | 0,75     | 7,1                        | 2,9      | 0,6      | 0,027    |
| 60   | 255                   | 2,0         | 0,5         | 0,038       | 23                     | 0,46     | 0,25     | 0,38     | 11,0                       | 8,7      | 2,0      | 0,1      |

Как показывает эксперимент, наиболее часто кривые остывания характеризуются тремя участками, соответствующими объемам в структуре переход — база, база — корпус и корпус — среда, т. е.

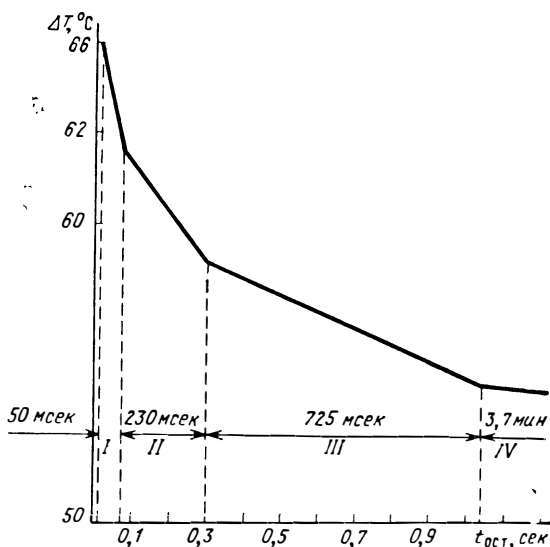


Рис. 5.2. Кривая остывания перехода диффузионного германиевого малоомощного транзистора.

тепловая модель транзистора представляется в виде трехэлементной схемы. В табл. 5.2 приводятся средние величины постоянных времени, соответствующих этим трем участкам для различных технологических типов германиевых транзисторов.

Таблица 5.2

| Тип транзистора                     | $\tau_{пб'}$<br>мксек | $\tau_{бк'}$<br>мсек | $\tau_{кс}$ в воздухе,<br>сек | $\tau_{кс}$ в масле,<br>сек |
|-------------------------------------|-----------------------|----------------------|-------------------------------|-----------------------------|
| Сплавные малой мощности             | 125                   | 850                  | 70                            | 9                           |
| Сплавно-диффузионные малой мощности | 9                     | 600                  | 80                            | 13                          |
| Конверсионные средней мощности      | 5                     | 30                   | 250                           | 26                          |
| Сплавные большой мощности           | 12                    | 180                  | 250                           | —                           |

В табл. 5.3 даются значения постоянных времени переход — корпус  $\tau_{пк}$  и корпус — среда  $\tau_{кс}$  двухэлементной схемы для сплавных и диффузионных транзисторов малой и большой мощности.

Таблица 5.3

| Тип транзистора             | $\tau_{пк'}$<br>мсек | $\tau_{кс}$ в воздухе, сек |
|-----------------------------|----------------------|----------------------------|
| Диффузионные малой мощности | 320                  | 78                         |
| Сплавные малой мощности     | 600                  | 78                         |
| Сплавные большой мощности   | 50                   | 220                        |

Как видно из табл. 5.2 и 5.3, постоянная времени имеет гораздо большую величину, чем практически используемые длительности импульсов мощности. Кроме того, измерение  $\tau_{кс}$  связано с определенными трудностями, поскольку ее величина сильно зависит от внешних условий охлаждения (табл. 5.2). Поэтому использование  $\tau_{кс}$  для определения импульсных значений тока и мощности транзистора нецелесообразно. Для таких длительностей следует режим транзистора считать квазипостоянным и принимать значения, определяемые для постоянного тока и постоянной мощности.

Постоянные времени транзистора в микросекундном диапазоне, как было отмечено, практически невозможно определить ввиду наложения друг на друга электрических и тепловых процессов. Кроме того, использование этих постоянных не имеет смысла еще и потому, что при определении максимальных значений мощности и тока при таких длительностях импульсов появляется большое количество трудно учитываемых факторов (локальные разогревы, вторичный пробой и т. д.), вообще не позволяющих решить поставленную задачу тепловых процессов в микросекундном диапазоне при определении импульсных токов. Поэтому обычно пользуются постоянными времени миллисекундного диапазона, но и здесь

остается проблема: какой схемой (2- или 3-элементной) следует пользоваться. На рис. 5.3 приведены кривые ошибок для двух- и трехэлементной схем типовых германиевых транзисторов малой мощности различной технологии изготовления.

Из кривых следует, что в случае трехэлементной модели транзистора ошибка в вычислении  $\tau_T$  по сравнению с экспериментом значительно меньше, чем в случае двухэлементной модели. Однако лишь при малых временах ошибка резко возрастает, т. е.  $\tau_{ПК}$  занижается по сравнению с действительной величиной постоянной времени, и при использовании двухэлементной модели расчетный ток

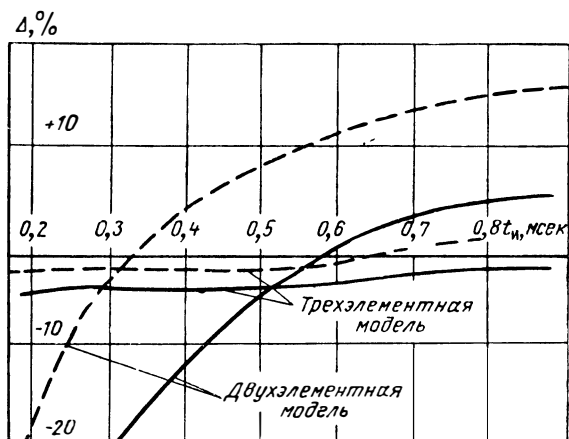


Рис. 5.3. Кривые ошибок двух- и трехэлементной тепловой модели для типовых германиевых маломощных транзисторов сплавно-диффузионной (— — —) и сплавной (—) технологии.

будет меньше (коэффициент запаса будет больше), чем может выдержать в действительности транзистор. При длительностях  $t_{и} > 0,5$  мсек ошибка не будет превышать 10—12% в сторону некоторого снижения коэффициента запаса. Это снижение должно быть учтено при анализе статистического распределения и выборе коэффициента запаса по  $\tau_{ПК}$ , а также в методике определения максимальных токов при длительностях импульсов меньших 0,5 мсек.

Кроме того, необходимо учесть еще и следующие обстоятельства. Двухэлементная модель значительно упрощает методику определения максимальных импульсных токов и мощностей, а для некоторых типов транзисторов, например германиевых высокочастотных малой мощности и сплавных средней мощности, ошибка будет значительно меньше. Большая точность определения  $\tau_T$  необходима при расчете тепловых режимов конкретного образца транзистора, при определении же величины тепловой постоянной для данного типа транзистора используются статистические методы и выбираются коэффициенты запаса, поэтому точное вычисление тепловой постоянной будет лишь неоправданно увеличивать время измерений.

Изложенное выше позволяет сделать вывод о практической пригодности двухэлементной эквивалентной схемы транзистора, изображенной на рис. 5.4 (схема справедлива при  $C_{к с} \gg C_{п к}$ , что практически и имеет место). Схема отличается от схемы рис. 5.1, а

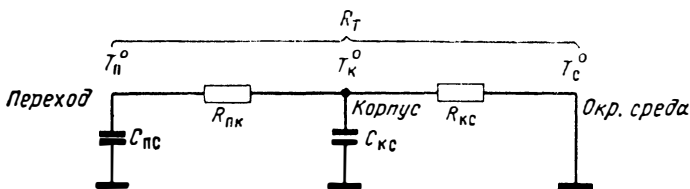


Рис. 5.4. Практическая эквивалентная схема — электрический аналог тепловых процессов транзистора.

количеством звеньев; она содержит только два звена, соответствующих самым большим постоянным времени:  $\tau_{п к}$  (переход — корпус) и  $\tau_{к с}$  (корпус — среда).

### 5.1.2. Максимальная температура перехода

Под максимальной температурой перехода  $T_{п макс}$  следует понимать температуру, при которой транзистор либо перестает работать как усилительный прибор, либо необратимо выходит из строя в результате пробоя одного из переходов.

В первом случае  $T_{п макс}$  определяется состоянием, в котором полупроводник (области транзистора) приобретает собственную проводимость и переходы перестают существовать. Температура при этом определяется по эмпирической [9] формуле

$$T_{п макс}^{\circ} = 273 \left( \frac{L'}{K' + \lg \rho_6} - 1 \right), \quad \text{°C}, \quad (5.8)$$

где  $\rho_6$  — удельное сопротивление базы, *ом·см*;  $L'$  и  $K'$  — постоянные коэффициенты, равные 6,6 и 4,63 для германия и 10 и 4,53 для кремния соответственно.

Этот процесс обратим, и при остывании переходы восстанавливаются, а транзистор приобретает вновь свои свойства. Для германиевых транзисторов  $T_{п макс}$ , определяемая по формуле (5.8), составляет  $85^{\circ} \div 100^{\circ} \text{C}$ , для кремниевых  $150^{\circ} \div 200^{\circ} \text{C}$ .

Во втором случае  $T_{п макс}$  определяется потерей термоустойчивости транзистора, т. е. состоянием, когда транзистор переходит в неустойчивый режим кумулятивного разогрева, т. е. теплового пробоя, или в режим лавинного пробоя.

При тепловом пробое максимальная температура определяется по формуле, полученной на основании выражения для напряжения пробоя  $U_{кб 0}^T$  (см. § 5.7.1):

$$T_{п макс}^{\circ} \approx \frac{1}{K} \ln \frac{1}{U_{кб 0}^T I_{кб 0}^{25} R_{п с} K} + 25^{\circ} \text{C}, \quad (5.9)$$



где  $I_{кб0}^{25}$  — значения начального тока при температуре  $+25^\circ\text{C}$ ,  $U_{кб0}^T$  — заданная величина напряжения теплового пробоя при повышенной температуре.

При лавинном пробое (см. § 2.7.2)

$$T_{п\text{ макс}}^\circ = \frac{1}{L} (U_{кб0}^{25} - U_{кб0}) + 25^\circ\text{C}, \quad (5.10)$$

где  $L$  — коэффициент снижения напряжения  $U_{кб0}$  на  $1^\circ\text{C}$ ;  $U_{кб0}^{25}$  — максимально допустимое напряжение при  $+25^\circ\text{C}$ ;  $U_{кб0}$  — заданная (минимальная) величина напряжения лавинного пробоя коллектор — эмиттер при повышенной температуре.  $T_{п\text{ макс}}^\circ$ , определяемая по формуле (5.9), зависит от заданных напряжений и поэтому может быть меньше  $T_{п\text{ макс}}^\circ$ , полученной по формуле (5.8).

Превышение  $T_{п\text{ макс}}^\circ$  в обоих случаях приводит к необратимым изменениям в решетке монокристалла и транзистор выходит из строя.

### 5.1.3. Тепловое сопротивление

В стационарном режиме, т. е. при  $t \rightarrow \infty$ , из формулы (5.2) можно определить разность температур между переходом и средой и тепловое сопротивление

$$R_{п\text{ с}} = \frac{\Delta T_{п}^\circ}{P_0} = \frac{T_{п}^\circ - T_c^\circ}{P_0}. \quad (5.11)$$

С другой стороны, количество тепла, отводимое за 1 сек от нагретого перехода в окружающую среду, определяется соотношением

$$Q_{отв} = \lambda \frac{S_T}{l} (T_{п}^\circ - T_c^\circ), \quad (5.12)$$

где  $\lambda$  — удельная теплопроводность материала между переходом и окружающей средой;  $S_T$  — сечение площади материала, через который проходит тепловой поток;  $l$  — толщина материала через который проходит тепловой поток.

Выделяемое количество тепла связано с мощностью на переходе также известным из физики соотношением

$$Q_{выд} = 0,24 P_0. \quad (5.13)$$

В стационарном режиме устанавливается тепловой баланс ( $Q_{выд} = Q_{отв}$ ); тогда

$$R_{п\text{ с}} = 0,24 \frac{l}{S_T \lambda} = \frac{T_{п}^\circ - T_c^\circ}{P_0}, \text{ град/вт}. \quad (5.14)$$

Тепловое сопротивление  $R_{п\text{ с}}$  необходимо для расчета допустимой рассеиваемой постоянной мощности маломощных транзисторов, обходя работающих без теплоотвода.

Как указывалось ранее, транзистор представляет собой сложную тепловую структуру, состоящую из ряда элементов (кристалл, держатели, выводы, корпус и т. д.) и имеющих различные тепловые характеристики. Тепловой поток от коллекторного перехода проходит в окружающую среду через последовательно соединенный ряд тепловых сопротивлений отдельных элементов транзисторов.

При работе мощных транзисторов для увеличения допустимой мощности применяются теплоотводы. В стационарном режиме тепловая эквивалентная схема транзистора с теплоотводом представлена на рис. 5.5.

В этом случае выражение для теплового сопротивления переход — среда примет вид

$$R_{пс} = R_{пк} \cdot \left( 1 + \frac{R_{кт} + R_{тс}}{1 + \frac{R_{кт}}{R_{кс}} + \frac{R_{тс}}{R_{кс}}} \right). \quad (5.15)$$

Одна из задач конструктора радиоэлектронной аппаратуры заключается в том, чтобы сделать  $R_{кт}$  и  $R_{тс}$  минимальными. Тогда

$$R_{пс} \approx R_{пк} + R_{кт} + R_{тс}. \quad (5.16)$$

При правильно сконструированных теплоотводах и креплениях транзисторов сопротивление теплового контакта корпус — теплоотвод  $R_{кс}$  и тепловое сопротивление теплоотвода  $R_{тс}$  получаются

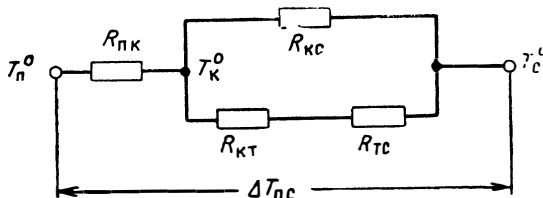


Рис. 5.5. Тепловая эквивалентная схема транзистора с теплоотводом для установившегося теплового режима.

значительно меньшими, чем  $R_{пк}$ , которое в случае мощных транзисторов и является основным параметром, необходимым для расчета тепловых стационарных режимов.

Величина  $R_{пк}$  может быть определена по кривой остывания (§ 5.1.1) при  $t = 0$ . Однако может быть использован более простой и одновременно более точный способ с использованием формулы

$$R_{пк} = \frac{T_{п} - T_{к}}{P_0} \quad (5.17)$$

для  $R_{пк}$  и формулы (5.11) для  $R_{пс}$ .

Измерение  $R_{пк}$  сводится к измерению трех величин. Первая,  $T_{к}$ , определяется с помощью термодпары непосредственно на корпусе транзистора; вторая,  $P_0$ , легко может быть измерена с помощью обычных электроизмерительных приборов. Основную трудность представляет установление третьей величины — температуры перехода  $T_{п}$ , которая может быть определена только косвенными методами с помощью измерения какого-либо из термочувствительных параметров транзистора.

В качестве таких параметров обычно используются, в первую очередь, начальный ток коллекторного перехода ( $I_{кб0}$ ) и прямое падение напряжения на эмиттерном или коллекторном переходах

( $U_{эб}$ ,  $U_{кб}$ ), применяются и другие параметры, каждый из которых имеет свои преимущества и недостатки, определяющие сложность аппаратуры, а также точность, удобство и производительность измерений [96—98].

Могут быть использованы различные методы и способы определения температуры перехода. Обычный широко применяемый способ определения  $R_{пк}$  заключается в следующем. В термостате снимается зависимость выбранного термочувствительного параметра транзистора от температуры перехода, при этом выделяемая на транзисторе мощность практически должна быть равной нулю. Затем транзистор ставится в режим разогрева постоянной мощностью: периодически, на очень короткое время  $t_{изм}$  ( $t_{изм} \ll \tau_{пк}$ ) мощность снижается и производится измерение величины термочувствительного параметра, по значению которого, с помощью градуировочной кривой, определяется величина температуры перехода  $T_{п}^{\circ}$ . Затем по формуле (5.17) находится величина  $R_{пк}$ .

Несмотря на широкое распространение, этот метод измерения  $R_{пк}$  в принципе дает ошибку, связанную с остыванием транзистора, т. е. уменьшением величины  $T_{п}$  после снятия разогревающей мощности и переключения транзистора на измерительный режим. Это приводит к занижению величины  $R_{пк}$  и, как следствие, к повышению величины максимально допустимой мощности транзистора. Схемы быстродействующих электронных коммутаторов сводят к минимуму эту ошибку, однако не исключают ее и к тому же эти схемы довольно сложны в изготовлении и в наладке.

Может быть использован так называемый импульсный метод измерения величины  $R_{пк}$  [106], который исключает необходимость переключения транзистора из режима разогрева в измерительный режим и позволяет резко упростить схему измерения и аппаратуру. Сущность метода заключается в равенстве токов эмиттера и неизменном напряжении на коллекторе как в измерительном режиме, так и в режиме разогрева транзистора. В качестве термочувствительного параметра принято напряжение  $U_{эб}$ , зависимость которого от температуры (градуировочная кривая) снимается в импульсном режиме: в эмиттер измеряемого транзистора подаются импульсы тока большой амплитуды, малой длительности ( $t_{и} \ll \tau_{пк}$ ) и большой скважности ( $Q \geq 20$ ), на коллектор подано постоянное напряжение заданной величины. В таком режиме транзистор практически не разогревается, а градуировочная кривая остается достаточно удобной для определения температуры перехода. Напряжение  $U_{эб}$  измеряется в схеме пиковым вольтметром. Затем транзистор ставится в режим разогрева постоянным током эмиттера, равным амплитудному значению импульсного измерительного тока, при постоянном (неизменном) напряжении на коллекторе.

Методика измерения состоит в следующем. Транзистор, включенный по схеме ОБ (рис. 5.6, а), помещается в термостат. На коллекторе устанавливается заданное постоянное напряжение от источника питания ИП; в эмиттер от генератора импульсов поступают импульсы тока, амплитуда которых измеряется пиковым вольтметром на сопротивлении  $R_{изм}$ . Переключатель  $П$  находится в положении измерения тока эмиттера *Изм. ток*. Затем переключатель  $П$  переводится в положение *Изм.  $U_{эб}$*  и снимается зависимость  $U_{эб}$  ( $T_{п}$ ). Для примера такая зависимость, снятая для мощного крем-

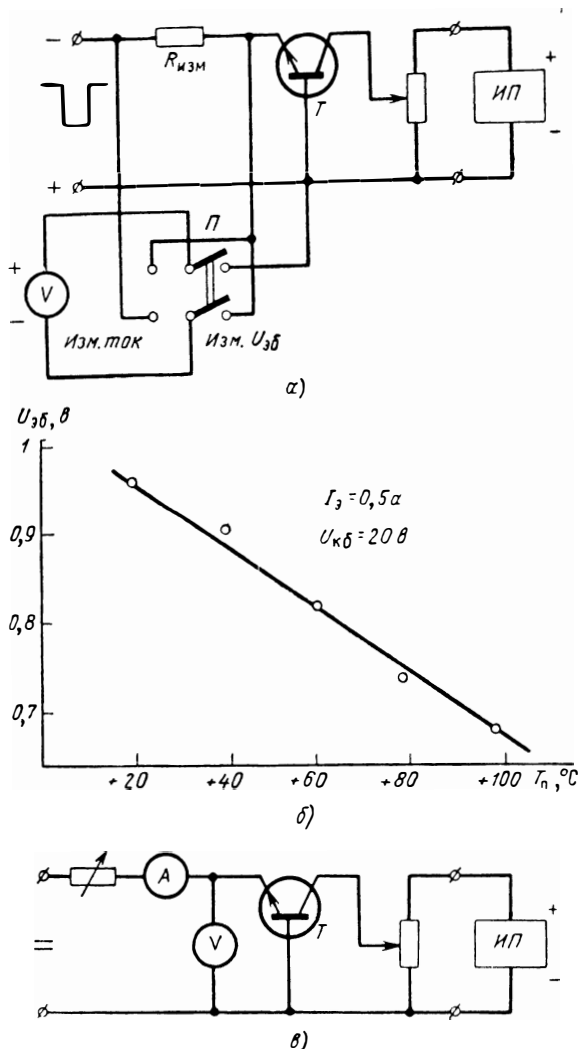


Рис. 5.6. Схема для снятия зависимости напряжений  $U_{эб}$  от температуры перехода  $T_p^{\circ}$  (а), зависимость напряжения эмиттер — база  $U_{эб}$  от температуры  $T_p^{\circ}$  перехода для мощного кремниевого транзистора (б) и схема для измерения теплового сопротивления переход — корпус  $R_{пк}$  (в)

ниевое транзистора при  $I_3 = 0,5$  а и  $U_{кб} = 20$  в, приведена на рис. 5.6, б. После этого транзистор помещается на теплопровод и включается по схеме рис. 5.6, в снова при  $I_3 = 0,5$  а и  $U_{кб} = 20$  в. Термопарой измеряется температура корпуса  $T_{к}^{\circ}$ , вольтметром — величина  $U_{эб}$  и соответственно по снятой ранее градуировочной кривой — температура перехода  $T_{п}^{\circ}$ . Подставляя полученные значения величин  $T_{к}^{\circ}$ ,  $T_{п}^{\circ}$  и  $P_0 \approx I_3 U_{кб}$  в формулу (5.17), определяем величину  $R_{пк}$ . Этот метод был проверен на достаточно большом количестве мощных транзисторов путем сравнения результатов измерения с результатами, полученными другими известными методами.

В табл. 5.4 приведены типовые значения тепловых сопротивлений  $R_{пс}$  и  $R_{пк}$  для маломощных и мощных германиевых и кремниевых транзисторов.

Таблица 5.4

| Тип транзистора, предельно допустимая мощность | Материал | $R_{пс}$ , град вт | $R_{пк}$ , град вт |
|--|----------|--------------------|--------------------|
| Диффузионные высокочастотные<br>25 вт          | Ge       | 600                | ..                 |
| Сплавные низкочастотные 150 мвт                | Ge       | 200                | ..                 |
| Сплавные низкочастотные 150 мвт                | Ge       | 500                | ..                 |
| Диффузионные высокочастотные<br>150 вт         | Si       | 600                |                    |
| Сплавные низкочастотные 60 вт                  | Ge       | 23                 | 1                  |
| Сплавно-диффузионные высокочастотные 15 вт     | Ge       | 40                 | 3                  |
| Меза-планарные высокочастотные<br>50 вт        | Si       | 30                 | 2                  |

Таким образом для расчета тепловых стационарных режимов достаточно указывать в справочниках  $R_{пк}$  для мощных транзисторов и  $R_{пс}$  для маломощных.

В случае импульсной работы должны быть учтены переходные процессы, определяемые для каждого транзистора особенностями его конструкции, структуры и данными применяемых материалов. Отдельные элементы структуры транзистора (кристалл, держатели, выводы, корпус и т. д.) должны быть охарактеризованы в этом случае не только тепловым сопротивлением  $R_T$ , но и теплоемкостями  $C_T$  или тепловыми постоянными времени  $\tau_T$ .

#### 5.1.4. Теплоемкости и тепловые постоянные

Теплоемкость  $C_T$  показывает, какое количество энергии необходимо затратить, чтобы нагреть данный объем на  $1^{\circ}$ ;  $C_T$  измеряется в вт·сек/град. Теплоемкости элементов транзистора могут быть рассчитаны, если известны удельные теплоемкости материала  $C$ , удельные веса  $d$  и объемы  $V$  всех входящих в структуру участков.

Тогда  $C_T$  будет равна произведению всех трех величин. Как было отмечено в п. 5.1.1, такой путь практически исключается. Поэтому применяются два способа определения  $C_T$ : первый, подробно описанный в п. 5.1.1 — с использованием кривой остывания перехода и эквивалентной схемы рис. 5.4, через тепловые постоянные переход — корпус  $\tau_{пк}$  и корпус — среда  $\tau_{кс}$ , которые определяются как время, в течение которого температура перехода либо корпуса уменьшится в  $e$  раз по сравнению со своим максимальным значением, или как котангенс угла наклона аппроксимирующей прямой к оси абсцисс; второй — позволяет определить теплоемкость непосредственно. На транзистор подается прямоугольный импульс мощности заданной длительности  $t_{и}$ , сравнимой с  $\tau_{пк}$  или  $\tau_{кс}$  (в зависимости от того, какую теплоемкость,  $C_{пк}$  или  $C_{кс}$  следует определить); тогда

$$C_T = \frac{P_{и} t_{и}}{\Delta T_{п}} \quad (5.18)$$

где  $P_{и}$  — мощность в импульсе;  $\Delta T_{п}$  — максимальная за время импульса разность температур (перегрев) переход — корпус или корпус окружающей среда.

Для определения перегрева могут быть использованы методы, описанные в предыдущем параграфе, применяемые для измерения  $R_T$ , с той разницей, что для разогрева транзистора потребуются не постоянный ток или импульсы большой длительности, а импульсы строго заданной длительности, определяемой формулой (5.18).

Как было отмечено, для увеличения мощности, рассеиваемой транзистором в стационарном режиме, от конструктора радиоэлектронной аппаратуры требовались усилия, направленные на снижение теплового сопротивления транзистора по отношению к окружающей среде. При импульсной работе этого недостаточно, должны быть учтены времена импульсов, их форма, а также тепловые постоянные или теплоемкости транзистора.

В соответствии с формулой (5.2) и тепловой моделью рис. 5.4. можно записать

$$\Delta T_{пс} = \Delta T_{пк} + \Delta T_{кс} = T_{п} - T_{с} = P_0 [R_{пк} (1 - e^{-t/\tau_{пк}}) + R_{кс} (1 - e^{-t/\tau_{кс}})], \quad (5.19)$$

т. е. температура перехода зависит теперь не только от мощности и теплового сопротивления, но и от соотношения времени действия этой мощности и тепловых постоянных  $\tau_T = C_T R_T$ . Здесь возможны два типичных случая:

1. Время действия импульса  $t_{и}$  сравнимо с постоянной времени  $\tau_{пк}$ . Тогда формула (5.19) примет вид

$$\Delta T_{пс} = P_0 R_{пк} (1 - e^{-t_{и}/\tau_{пк}}). \quad (5.20)$$

Отсутствие в формуле  $R_{кс}$  показывает, что при коротких импульсах дополнительный теплоотвод не будет снижать температуру перехода. Основную роль в этом случае играют теплоемкость  $C_{пк}$  и тепловое сопротивление  $R_{пк}$ .

2. Время  $t_{и}$  больше  $\tau_{пк}$ , но меньше  $\tau_{кс}$ :

$$\Delta T_{пс} = P_0 [R_{пк} + R_{кс} (1 - e^{-t_{и}/\tau_{кс}})], \quad (5.21)$$

Если увеличить  $\tau_{к с}$  (конструктор аппаратуры имеет такую возможность), т. е. увеличить, например,  $C_{к с}$  то при  $\tau_{к с} \gg t_{и}$

$$\Delta T_{п с} \approx P_0 \left( R_{п к} + \frac{t_{и}}{C_{к с}} \right) \quad (5.22)$$

и эффективность охлаждения транзистора теперь будет зависеть не от площади теплоотвода ( $R_{к с}$  в формуле отсутствует), а от его массы ( $C_{к с}$ ). Таким образом основным параметром транзистора, характеризующим его в импульсном режиме, будет теплоемкость  $C_{п к}$  или тепловая постоянная  $\tau_{п к}$ .

## 5.2. МАКСИМАЛЬНЫЕ МОЩНОСТИ

Максимальная мощность, рассеиваемая транзистором, складывается из мощностей, выделяемых на переходах эмиттер — база и коллектор — база.

Величина максимальной мощности ограничивается максимальной температурой перехода  $T_{п макс}^{\circ}$  и зависит от температуры окружающей среды  $T_c^{\circ}$  (либо корпуса транзистора  $T_k^{\circ}$ ) и теплового сопротивления транзистора  $R_{п с}$  (либо  $R_{п к}$ ). Следует различать максимальные мощности транзистора в стационарном и импульсном режимах. В последнем случае мощность транзистора будет зависеть от формы, длительности и скважности импульсов.

Величину максимальной мощности транзистора в стационарном режиме можно определить по формуле, полученной на основании формулы (5.2) при  $t = \infty$ :

$$P_m = \frac{T_{п макс}^{\circ} - T^{\circ}}{R_T} \quad (5.23)$$

Здесь  $T^{\circ}$  — температура окружающей среды или корпуса, а  $R_T$  — тепловое сопротивление переход — среда или переход — корпус соответственно этой температуре.

При определении максимальной мощности транзисторов малой мощности, которые обычно работают без теплоотводов, в формулу (5.23) следует подставлять величины  $T_c^{\circ}$  — температуру среды и  $R_{п с}$  — тепловое сопротивление переход — среда; мощные транзисторы обычно применяются с теплоотводами и в этом случае в формуле используются величины  $T_k$  и  $R_{п к}$  или  $T_c$  и  $R_{п с} = R_{п к} + R_{к с}$ . При расчете максимальной мощности в импульсном режиме должны быть приняты во внимание частота, длительность, скважность и форма импульсов мощности.

В режиме одиночных прямоугольных импульсов, т. е. при скважности  $Q \rightarrow \infty$  или практически  $Q \geq 20$  общее

выражение для максимальной импульсной мощности  $P_M$  может быть получено из формулы (5.19). Однако, как было показано выше, поскольку  $\tau_{кс} \gg \tau_{пк}$ , импульсный режим имеет смысл только для длительностей  $t_i \leq \tau_{пк}$ : при больших длительностях выигрыш в импульсных мощностях или токах незначителен. При импульсах, меньших определенной длительности, тепло перестает играть решающую роль, в действие вступают нерегулярные ограничивающие факторы, о которых будет сказано в параграфе об импульсных токах; действие этих факторов учесть практически невозможно. Поэтому полученные ниже формулы справедливы лишь для определенного диапазона длительностей от 0,5—1 мсек примерно до  $\tau_{пк}$ .

На основании изложенного и формулы (5.19) импульсная мощность при одиночных импульсах прямоугольной формы будет

$$P_M = \frac{T_{п макс} - T_{к} - P_m}{R_{пк} \delta_0} \frac{P_m}{\delta_0}, \quad (5.24)$$

$$\delta_0 = 1 - e^{-t_i/\tau_{пк}}. \quad (5.25)$$

Для импульсов, форма которых отличается от прямоугольной, эти формулы будут давать несколько заниженное значение  $P_M$ , что практически будет оказываться только на увеличении запаса и повышении надежности режима работы транзистора. Во время действия импульса, т. е. в течение времени  $t_i$ , транзистор разогревается, а за время между импульсами (для одиночного импульса это время равно бесконечности) — полностью остывает.

В случае разогрева транзистора последовательностью импульсов величина скважности — конечна (практически  $Q < 20$ ). Транзистор, так же как и в случае одиночного импульса, разогревается за время длительности импульса, однако в промежутках между импульсами температура перехода не будет уменьшаться до нуля, как в случае одиночного импульса. Очередной импульс мощности снова разогреет транзистор. За время его отсутствия транзистор несколько остынет и т. д.

Перегрев перехода транзистора за время действия импульса определится в этом случае на основании следующих соображений. Если бы импульс имел длительность, равную длительности периода следования  $Qt_i$  (рис. 5.7), то перегрев перехода транзистора  $\Delta T_{Qн}$  относительно его корпуса согласно (5.20) будет равен  $P_0 R_{пк} (1 - e^{-Qt_i/\tau_{пк}})$ ,



соответственно перегрев за время импульса  $\Delta T_{II}$   
 $P_0 R_{IIK} (1 - e^{-t_{II}/\tau_{IIK}})$ .

Тогда отношение

$$\delta = \frac{\Delta T_{II}}{\Delta T_{QII}} = \frac{1 - e^{-t_{II}/\tau_{IIK}}}{1 - e^{-Qt_{II}/\tau_{IIK}}} \quad (5.26)$$

В соответствии с (5.24) — (5.26)

$$\delta = \frac{P_M}{P_M (1 - e^{-Qt_{II}/\tau_{IIK}})}$$

или

$$P_{QM} = \frac{P_M}{\delta}, \quad (5.27)$$

где

$$P_{QM} = P_M (1 - e^{-Qt_{II}/\tau_{IIK}}).$$

Поскольку в знаменателе (5.27) стоит коэффициент  $\delta$ , содержащий в себе информацию об импульсах, следующих

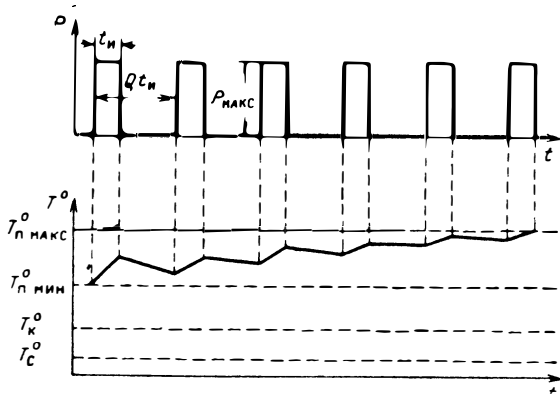


Рис. 5.7. Изменение температуры перехода  $T_{II}^0$  транзистора при последовательности импульсов мощности со скважностью  $Q$ .

с заданной скважностью, индекс  $Q$  в символе  $P_{QM}$  может быть опущен. Тогда импульсная максимальная мощность, рассеиваемая транзистором при последовательности прямоугольных импульсов, аналогично (5.24) будет

$$P_M = \frac{P_M}{\delta}. \quad (5.28)$$

Величины  $\delta_0$  или  $\delta$  можно определить из графика (рис. 5.8), построенного на основании формул (5.25) и (5.26).

При практических режимах работы транзистора, прежде чем рассчитывать максимальную мощность транзистора по формулам (5.24) и (5.28), необходимо учитывать соотношение величины фаз и форму импульсов тока и напряжения на коллекторе.

Рассмотрим два типичных примера использования транзистора в качестве переключателя больших токов и в качестве усилителя больших синусоидальных токов (мощностей). При работе транзистора в режиме переключения при активной нагрузке форма импульсов тока и напряжения будет близкой к показанной на рис. 5.9. Тогда средняя мощность  $P_{ср}$  может быть определена по формуле, полученной на основании элементарных соображений:

$$P_{ср} = \frac{I_{кн}}{6T} (U_{кэ} + 2U_{нап}) (t_c + t_{ф}) + \frac{I_{кн}U_{кэ}}{T} \left( \frac{T}{2} - t_{ф} \right) + \frac{I_{к60}U_{кэ}}{T} \left( \frac{T}{2} - t_c \right). \quad (5.29)$$

Величина средней мощности, полученная из выражения (5.29), естественно, не должна превышать максимальную мощность транзистора  $P_m$  в стационарном режиме работы.

С уменьшением  $t_c$  и  $t_{ф}$  величина  $P_{ср}$  падает, а поскольку  $t_c$  и  $t_{ф}$  обратно пропорциональны предельной частоте транзистора, то естественно, что при прочих равных условиях средняя мощность, выделяющаяся на высокочастотных транзисторах, а следовательно, и их нагрев, будет меньше, чем низкочастотных. Кроме того, величина  $P_M$  максимальной мощности на фронте и спаде импульса может достигать больших величин, значительно превышающих величину  $P_m$ . Эта мощность должна быть проверена по формуле (5.28). При этом за длительность импульса следует принять время  $t_{ф}$  или  $t_c$  и считать импульсы прямоугольными (рис. 5.9). Если  $t_{ф}$  и  $t_c$  значительно меньше  $\tau_{пк}^{\text{II}}$ , то следует рассчитать  $P_M$  для  $t_{п} = 0,5 - 1$  мсек и мощность в импульсах на фронте или спаде, независимо от того, на сколько  $t_{ф}$  или  $t_c$  меньше  $\tau_{пк}$ , не должна превышать рассчитанной. Если эти времена сравнимы с  $\tau_{пк}$ , мощность в пиках не должна превышать вычисленной по формуле (5.28).

Определим величину максимальной мощности при работе транзистора как усилителя класса А больших сигналов

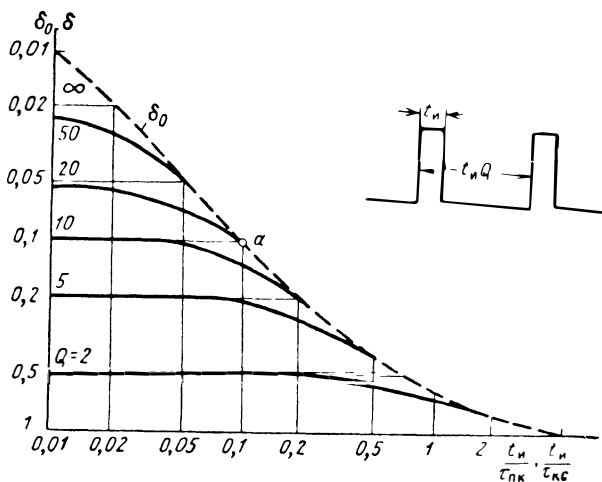


Рис. 5.8. График определения коэффициентов  $\delta$  и  $\delta_0$  в зависимости от соотношения длительности импульса и тепловой постоянной транзистора и скважности.

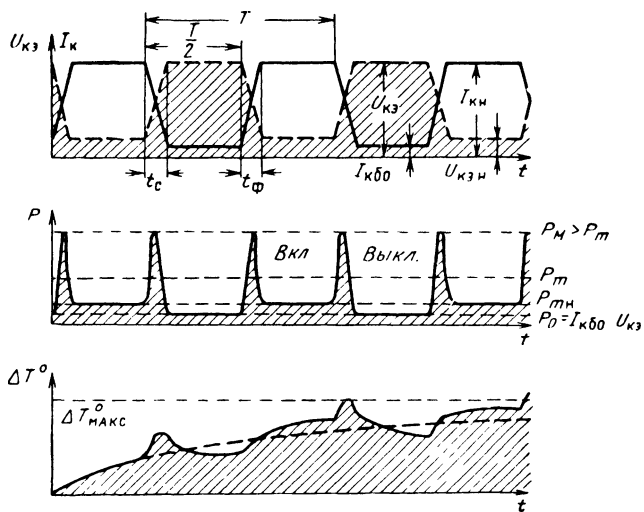


Рис. 5.9. К расчету мощности рассеяния на транзисторе при трапецидальных импульсах тока и напряжения.

синусоидальной формы (рис. 5.10). При прохождении сигнала рабочая точка будет перемещаться по линии динамической нагрузки  $A''AA'$ ; при максимальной амплитуде сигнала напряжение на коллекторе может значительно превышать напряжение питания, а ток коллектора — величину тока покоя. Не учитывая зависимость коэффициента усиления от тока коллектора и пренебрегая

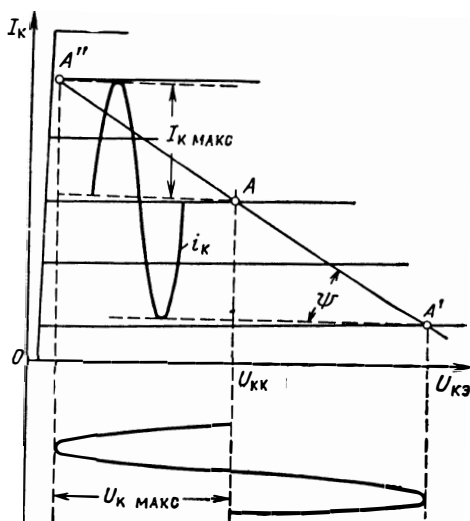


Рис. 5.10. К расчету мощности рассеяния на транзисторе при синусоидальной форме тока и напряжения.

величиной обратного тока (точка  $A'$ ) и остаточного напряжения на транзисторе (точка  $A''$ ) по сравнению с амплитудами тока и напряжения  $I_{K \text{ МАКС}}$  и  $U_{K \text{ МАКС}}$ , соответственно можно записать

$$i_K = \frac{U_{KK}}{R_H} + I_{K \text{ МАКС}} \sin \omega t,$$

$$R_H = \text{ctg } \psi; I_{K \text{ МАКС}} \approx \frac{U_{KK}}{R_H},$$

$$u_{KЭ} = U_{KK} - U_{KK} \sin \omega t. \quad (5.30)$$

где  $U_{KK}$  — напряжение источника коллекторного питания.

Импульсная мощность, выделяемая в цепи коллектора транзистора, будет определяться как произведение тока

коллектора на напряжение коллектор — эмиттер:

$$P = i_{кк} u_{кк} = \frac{U_{кк}^2}{R_{н}} \cos^2 \omega t \quad (5.31)$$

или

$$P_{M} = \frac{U_{кк}^2}{R_{н}}.$$

Среднее значение мощности за период можно определить, проинтегрировав выражение (5.31):

$$P_{ср} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{E_{кк}^2}{R_{н}} \cos^2 \omega t \, d\omega t = \frac{E_{кк}^2}{2R_{н}} = \frac{P_{M}}{2}. \quad (5.32)$$

Формула (5.32) может быть рекомендована для расчета максимальной мощности при синусоидальных, а также близких к ним формах импульсов мощности, т. е. таких, при которых  $P_{ср}$  становится ощутимой ( $1 < Q < 3 \div 4$ ). При этом  $P_{ср}$  из формулы (5.32) должна быть меньше или равна  $P_m$ . Расчет по (5.32) дает гарантию и против превышения допустимой максимальной мощности в импульсе, независимо от его длительности.

### 5.3. МАКСИМАЛЬНО ДОПУСТИМЫЕ МОЩНОСТИ

Максимальная мощность — физический параметр, определяющий возможности данного образца транзистора. Для всей совокупности транзисторов данного технологического типа, выпускаемых серийно, вводится понятие максимально допустимой мощности, т. е. мощности, допустимой для любых условий эксплуатации. Если эта мощность не будет превышена, то любой образец данного типа транзистора в конкретных условиях схемного использования будет работать устойчиво и надежно.

Поскольку величина  $P_m$  входит в качестве составной части во все формулы и для импульсной мощности, сделав соответствующий запас по этой мощности, мы автоматически делаем запас и по импульсным мощностям:

$$P_{m \text{ доп}} = \xi_1 P_m. \quad (5.33)$$

Коэффициент запаса  $\xi_1 = 0,8 \div 0,9$  и определяется путем построения кривых распределения по  $R_{н к}$  и определения  $R_{н к \text{ макс}}$  для данной совокупности транзисторов, с учетом дисперсии и процента выхода годных приборов.

Подставляя  $P_{m \text{ доп}}$  в формулы (5.24) и (5.28), получим значения  $P_{M \text{ доп}}$  — максимально допустимые величины импульсной мощности, предварительно определив по кривым распределения минимальное (наихудший случай) для 90—95% транзисторов данного типа значение  $\tau_{пк \text{ мин}}$ . Тогда

$$P_{M \text{ доп}} = \xi_1 \frac{P_m}{\delta},$$

$$\delta = \frac{1 - e^{-t_{пк}/\tau_{пк \text{ мин}}}}{1 - e^{-\xi_1 t_{пк}/\tau_{пк \text{ мин}}}}. \quad (5.34)$$

В качестве методики определения  $R_{пк}$  и  $\tau_{пк}$  следует рекомендовать наиболее производительный способ — использование кривой остывания, после предварительного прогрева транзистора мощностью  $P_0$ . Эта мощность выбирается опытным путем исходя из условий хорошей наблюдаемости кривой на осциллографе и нагрева перехода транзистора до температуры  $50—70^\circ \text{C}$  для германиевых транзисторов и  $70—100^\circ \text{C}$  для кремниевых. По кривой остывания отмечается первоначальный перегрев  $\Delta T_{п0}^*$  (время  $t_{\text{ост}} = 0$ ) и перегрев  $\Delta T_{п0}^*/e$ , т. е. уменьшающийся до 36,8% первоначального перегрева. Значение  $R_{пк}$  определяется как частное  $\Delta T_{п0}^*/P_0$ , а  $\tau_{пк}$  — как время, соответствующее падению  $\Delta T_{п0}^*$  до  $\Delta T_{п0}^*/e$ . Время нагрева мощностью  $P_0$  обычно не менее 10 мин.

#### 5.4. МАКСИМАЛЬНЫЕ ТОКИ

Поскольку транзистор может применяться как в стационарном, так и в импульсном режиме работы, необходимо определить величины максимальных токов в этих двух режимах.

##### 5.4.1. Стационарный режим

Использование транзистора по постоянному току может быть ограничено либо одной, либо одновременно несколькими причинами: падением коэффициента усиления при увеличении тока эмиттера, достижением максимальной температуры перехода, т. е. максимальной мощности и токовым пробоем.

Токовый пробой связан со снижением барьера между металлическим контактом коллектора и областью  $p$  (для

*p-n-p*) коллектора при сильном насыщении ее дырками, инжектированными эмиттером и экстрагированными коллектором. В этом случае барьер снижается и начинается инжекция электронов из металла в область коллектора, захват их полем коллектора и перенос в базу. При достаточно большом количестве электронов (т. е. при большой инжекции дырок из эмиттера) эмиттер получает дополнительное смещение, еще больше увеличивающее поток электронов из коллектора и т. д. Механизм явления аналогичен тиристорному эффекту [53]. Возможен также механизм, связанный с локальным разогревом из-за неравномерности сплавления или диффузии примесей, создающей разную толщину базы по площади структуры, а также механизм туннелирования электронов из металлического контакта.

Эксперимент по исследованию большого количества транзисторов, проводившийся в течение ряда лет, показывает, что токовый пробой существует, во-первых, в транзисторах *p-n-p* типа, во-вторых, только в сплавно-диффузионных (иногда в тянутых) и, в-третьих, только в схеме с ОЭ. Совокупность этих трех обстоятельств подтверждает инжекционный тиристорный механизм токового пробоя. Следует отметить, что токовый пробой практически устраним [9] технологическим путем в современных транзисторах, так что для определения максимального тока в стационарном режиме следует исследовать первые две причины.

Зависимость коэффициента усиления транзистора от тока эмиттера рассмотрена в гл. 4 и не требует более подробного дополнительного анализа. Следует только отметить, что для различных технологических типов транзисторов крутизна спадающей ветви зависимости  $B(I_{\text{э}})$  различна и поэтому ограничивающим фактором эта зависимость будет не во всех случаях и не для всех типов транзисторов. Достижение же максимальной температуры перехода как фактор, ограничивающий ток, действует во всех существующих транзисторах и в обеих рабочих областях — усиления и насыщения.

Исходя из формулы (5.23), можно записать выражение для максимального постоянного тока коллектора  $I_{\text{км}}$  на границе областей усиления и насыщения (поскольку напряжение  $U_{\text{кэ}}^*$  — минимальное напряжение на коллекторе для области усиления, именно здесь ток коллектора

максимален)

$$I_{км} = \frac{T_{п макс}^{\circ} - T^{\circ}}{U_{кэ}^{*} R_{\gamma}} = \frac{P_m}{U_{кэ}^{*}} \quad (*) \quad (5.35)$$

При заходе рабочей точки в область насыщения напряжение между коллектором и эмиттером  $U_{кэ н}$  будет уменьшаться по мере увеличения коэффициента  $\nu$ , однако будет расти мощность во входной цепи  $P_{б н}$ . Тогда выражение для максимального тока в режиме насыщения примет вид

$$I_{к н} = \frac{P_m - P_{б н}}{U_{кэ н}} \quad (5.36)$$

и отношение токов

$$\frac{I_{к н}}{I_{км}} = \frac{U_{кэ}^{*}}{U_{кэ н}} \left( 1 - \frac{P_{б н}}{P_m} \right) \quad (5.37)$$

Преобразуем отношение мощностей, принимая во внимание режим постоянного тока базы и принятую выше (см. гл. 2) прямолинейную аппроксимацию участка насыщения вольтамперной характеристики:

$$\begin{aligned} \frac{P_{б н}}{P_m} &= \frac{I_{б н} U_{бэ н}}{I_{км} U_{кэ}^{*}} = \frac{I_{б н}^{*} \nu U_{бэ н}}{I_{км} U_{кэ}^{*}} = \\ &= \frac{\nu}{B} \frac{U_{бэ н}}{U_{кэ}^{*}} = \frac{\nu}{B} \left( \frac{U_{кэ н}}{U_{кэ}^{*}} + \frac{U_{кб н}}{U_{кэ}^{*}} \right). \end{aligned}$$

Поскольку  $U_{кэ}^{*}/U_{кэ н} = \nu$  (рис. 2.6)

$$\frac{I_{к н}}{I_{км}} = \nu \left( 1 - \frac{\nu}{B} \frac{U_{кб н}}{U_{кэ}^{*}} - \frac{1}{B} \right) \quad (5.38)$$

Отношение  $I_{к н}/I_{км}$  имеет максимум при определенном  $\nu = \nu_{\text{опт}}$ , который определится, если приравнять нулю производную по  $\nu$  от выражения (5.38). Значению  $\nu_{\text{опт}}$  будет соответствовать определенный ток  $I_{б н \text{ опт}}$ , при котором  $U_{кб н} = \text{const}$  (см. рис. 2.8); постоянна также величина  $U_{кэ}^{*}$ , соответствующая  $P_m$  и  $I_{км}$ . Тогда

$$\frac{d}{d\nu} \left( \frac{I_{к н}}{I_{км}} \right) = 1 - \frac{1}{B} - \frac{2\nu}{B} \frac{U_{кб н}}{U_{кэ}^{*}}.$$

\*) Надстрочным индексом \* обозначаются величины на границе областей усиления и насыщения.



Приравняв это выражение нулю, получим

$$v_{\text{опт}} = \frac{1}{2} \frac{U_{\text{кз}}^*}{U_{\text{кбн}}} (B - 1) \quad (5.39)$$

или

$$\frac{I_{\text{кмн}}}{I_{\text{км}}} \approx \frac{1}{2} v_{\text{опт}}. \quad (5.40)$$

Если принять  $B = 50 \div 60$  и  $U_{\text{кз}}^*/U_{\text{кбн}} = 0,10 - 0,15$  (см. рис. 2.8), то ориентировочная величина  $v_{\text{опт}}$  для германия получится равной 2, 5—6 и соответственно

$$I_{\text{кмн}} = (1,3 \div 3) I_{\text{км}}. \quad (5.41)$$

На рис. 5.11 и 5.12 приведены экспериментальные кривые зависимости мощности  $P = P_{\text{к}} + P_{\text{б}}$  от тока базы  $I_{\text{б}}$

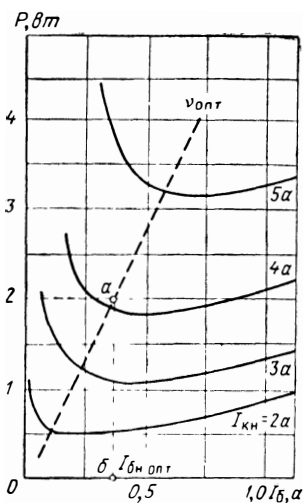


Рис. 5.11. Зависимость мощности рассеяния мощного кремниевый германиевый транзистора от тока базы в режимах усиления и насыщения.

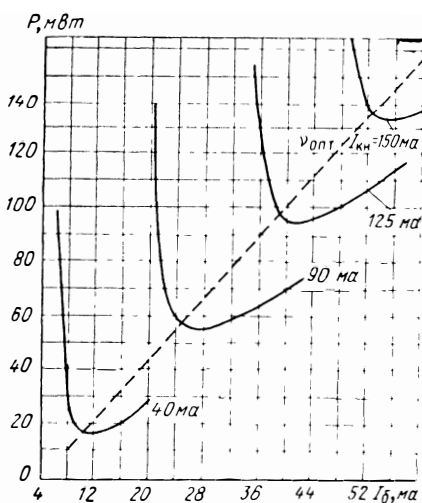


Рис. 5.12. Зависимость мощности рассеяния маломощного сплавленного германиевого транзистора от тока базы в режиме усиления и насыщения.

для мощных и маломощных транзисторов. Пунктирная линия проходит по минимумам этой мощности, что соответствует геометрическому месту точек  $v_{\text{опт}}$  и току  $I_{\text{кмн}}$ . Непосредственно из кривых также определяется  $I_{\text{бн опт}}$ ,

соответствующий минимальному нагреву транзистора при данном токе коллектора и в том числе при максимальном  $I_{к\ m\ n}$ . На основании таких кривых, полученных для большого числа транзисторов, подтверждается указанная выше величина  $v_{opt}$ . Поскольку зависимость  $B(I_{кн})$  для маломощных транзисторов более резкая, то, как следует из формулы (5.39),  $v_{opt}$  в этом случае будет несколько меньшим, что и подтверждает эксперимент: для маломощных транзисторов  $v_{opt} = 1,8 \div 4$ .

Таким образом, максимальный постоянный ток в режиме насыщения не намного превышает ток в режиме усиления. Практически нет необходимости специально определять  $I_{к\ m\ n}$ , достаточно знать величину  $I_{к\ m}$ , по которой можно найти  $I_{к\ m\ n}$  (5.41). Кроме токов  $I_{к\ m}$  и  $I_{к\ m\ n}$  транзистор может характеризоваться соответствующими связанными с ними токами базы —  $I_{б\ m}$  и  $I_{б\ m\ n}$ . Величина  $I_{б\ m}$  определяется по формуле

$$I_{б\ m} = \frac{I_{к\ m}}{B^*}, \quad (5.42)$$

где  $B^*$  — статический коэффициент усиления по току на границе областей усиления и насыщения.

Величины токов  $I_{б\ m}$  и  $I_{б\ m\ n}$  связаны между собой через оптимальный коэффициент насыщения

$$I_{б\ m\ n} = v_{opt} I_{б\ m}. \quad (5.43)$$

Поскольку  $v_{opt} = 2,5 \div 6$ ,

$$I_{б\ m\ n} \approx (2,5 \div 6) I_{б\ m}. \quad (5.44)$$

Однако при определении величин  $I_{б\ m}$  и  $I_{б\ m\ n}$  возникают трудности. Если указать величину  $I_{б\ m}$  исходя из самого малого значения  $B^*$ , полученного из статистического распределения этого параметра для данного типа транзистора, то, считая величину  $I_{к\ m}$  заданной, определенной для совокупности транзисторов данного типа (методику см. ниже), получим самое большое значение  $I_{б\ m}$ . Если применять его для транзисторов, у которых  $B^*$  больше выбранного, транзисторы могут выходить из строя с большей вероятностью, поскольку величина  $I_{к\ m}$  будет больше заданного значения. Если указать величину  $I_{б\ m}$  исходя из самого большого значения  $B^*$ , полученного из статистического распределения, то для величины  $I_{к\ m}$  появится дополнительное ограничение для транзисторов с меньшим  $B^*$  сверх уже ранее получен-

ного с учетом ограничения по мощности. Для достаточно больших значений  $V^*$  ток базы всегда в несколько раз ниже максимального тока коллектора даже в режиме насыщения.

В базовой цепи могут быть дополнительные ограничения, не связанные с величинами токов  $I_{км}$  и  $I_{кмн}$ , например тепло. Для того чтобы их исключить, для транзисторов, имеющих тонкий вывод базы (сплавно-диффузионные, меза, планарные и др.) необходимо проводить дополнительные испытания, подавая прямой ток базы  $I_b$ , равный по величине  $I_{кмн}$ . Для транзисторов с толстым выводом базы (сплавных) в этих испытаниях нет необходимости.

Исходя из вышеизложенного, в качестве максимальных токов базы  $I_{бм}$  и  $I_{бмн}$  следует принять ток, равный  $I_{кмн}$ .

#### 5.4.2. Импульсный режим

При работе транзистора в импульсном режиме, кроме вышеперечисленных в предыдущем параграфе причин, необходимо учитывать еще целый ряд факторов, ограничивающих величину максимального импульсного тока  $I_{км}$ , факторов, которые в ряде случаев являются решающими и приводят к выходу транзистора из строя.

При работе транзистора в схеме ключа, когда требуется быстро перевести транзистор из закрытого состояния в открытое, и наоборот, необходимо за короткое время накопить или рассосать избыточный заряд неосновных носителей в области базы, вследствие чего через область базы будут протекать достаточно большие импульсные токи.

В мощных транзисторах, где площади эмиттерного перехода достаточно велики, начинает сказываться падение потенциала в радиальном направлении (вдоль плоскости базы) за счет протекания базового тока, изменяющего смещение эмиттерного перехода. В результате ток эмиттера оказывается неравномерно распределенным по площади перехода и кумулируется при открывании транзистора в периферийных областях эмиттера, наиболее близко расположенных к базовым контактам, а при запираании, наоборот, — в центре или в областях, наиболее удаленных от базовых контактов. Это явление становится тем заметнее, чем короче импульс, вернее чем меньше времена его фронта или спада; в этом случае требуется подавать большие отпирающие или запирающие напряжения на базу, вызывающие соответственно и большие базовые токи. В стационарном

режиме для идеальной структуры транзистора (без технологических дефектов) кумуляция сравнительно невелика [47, 48, 99, 100], поскольку величина радиальной составляющей тока базы ограничивается выделяемым в транзисторе теплом и не достигает величин, создающих падение потенциала вдоль поверхности базы и соответственно кумуляцию. Здесь явление становится заметным лишь при наличии заметных технологических дефектов в структуре.

В импульсных режимах и особенно при коротких импульсах, когда кумуляция эмиттерного тока велика, мощность на фронте и спаде импульса в основном рассеивается на участках коллектора, противолежащих наиболее прямо-смещенным областям эмиттера. В области насыщения, когда ток коллектора достигает большой величины, рассеиваемая мощность в этих участках невелика.

Кумуляция выделяемого тепла оказывается более резкой, чем кумуляция тока. Поэтому в транзисторах, работающих в импульсных режимах, перегрев  $\Delta T_{\text{п}}$  намного превосходит величину, полученную из (5.24). При определенных условиях указанное обстоятельство приводит к процессам, «стягивающим» ток на более прямо-смещенных участках эмиттера в узкий шнур [92].

Следует заметить, что кумуляция тока и мощности в принципе не должна приводить к необратимым изменениям в транзисторе, поскольку для того чтобы они наступили, необходимо выделить в транзисторе достаточно большую энергию. Однако существует вероятность того, что транзистор во время спада импульса не перейдет в режим отсечки, оставаясь на некоторое время при больших напряжениях на коллекторе, и тогда выделенная энергия даже при коротких импульсах окажется достаточной для разрушения транзистора [92].

Было замечено [101], что и при сравнительно низких напряжениях, много меньших максимально допустимых величин  $U_{\text{кэ}0}$ , если переключаемый ток достаточно велик, транзистор также может выйти из строя. Несмотря на большое запирающее смещение между эмиттером и базой, через транзистор течет большой ток, падение напряжения между коллектором и эмиттером составляет единицы вольт. Транзистор, на котором рассеивается 10—20 *вт*, а максимальная мощность которого составляет 50—60 *вт*, через короткое время выходит из строя. Явление в отличие от хорошо известных лавинного или теплового (первичных) пробоя

получило название вторичного пробоя. В этом случае объем в области коллекторного перехода, в котором выделяется энергия, оказывается настолько малым, а следовательно, тепловое сопротивление настолько большим, что баланс выделяемого и подводимого тепла может иметь место лишь при малых значениях напряжения коллектор — эмиттер. С увеличением напряжения  $U_{к:э}$  баланс уже не достигается и температура перехода будет повышаться до тех пор, пока в транзисторе не наступят необратимые изменения.

Следует отметить, что любой процесс кумуляции тока или мощности, в том числе и происходящий при вторичном пробое, протекает во времени и определяется локальными постоянными времени и в первую очередь тепловыми. Установлено, что транзистор после протекания через него определенного тока попадает во вторичный пробой не сразу, а некоторое время спустя (время развития вторичного пробоя  $t_{вп}$ ), в течение которого он разогревается большой мощностью на участке первичного пробоя. В табл. 5.6 при-

Таблица 5.6

| Транзистор | Ток $I_{вп}$ , ма | Время $t_{вп}$ , мксек |
|------------|-------------------|------------------------|
| П416       | 50—320            | 300—750                |
| КТ312      | 50—400            | 100—1500               |
| МП42       | 100—350           | 5—240                  |
| ГТ308      | 125—300           | 60—1500                |
| КТ802А     | 200—400           | 100—600                |

ведены величины токов  $I_{вп}$  и времена развития вторичного пробоя  $t_{вп}$ , полученные экспериментально для различных типов транзисторов.

Эксперимент проводился с расчетом получения условий вторичного пробоя через первичный (лавинный) пробой. Данные в таблице охватывают все условия на входе — зависимость от внешнего сопротивления в базе  $R_б$ , запирающего и отпирающего напряжений эмиттер — база, и температуру окружающей среды. Было установлено, что время развития вторичного пробоя ( $t_{вп}$ ) падает с увеличением тока вторичного пробоя ( $I_{вп}$ ) и растет с ростом сопротивления между базой и эмиттером ( $R_б$ ). На рис. 5.13 и 5.14 приведены экспериментальные кривые для мощного кремни-

евого транзистора, подтверждающие это положение. При увеличении  $R_{\text{б}}$ , что эквивалентно увеличению отпирающего напряжения на эмиттере, эффект кумуляции тока за счет уменьшения неравномерности смещения разных точек областей базы по отношению к эмиттеру уменьшается, т. е.

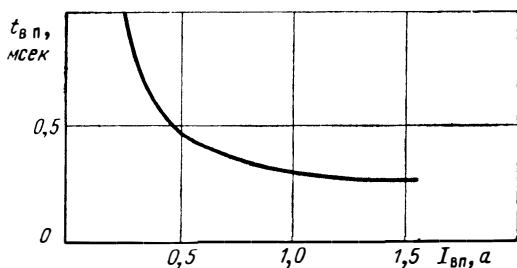


Рис. 5.13. Зависимость времени развития вторичного пробоя от тока вторичного пробоя для мощного высокочастотного кремниевого транзистора.

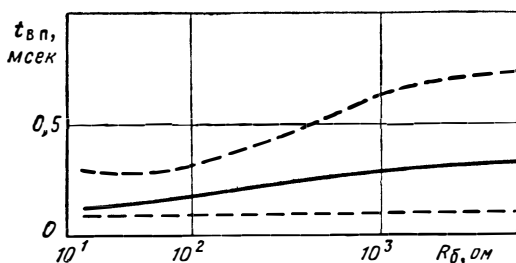


Рис. 5.14. Зависимость времени развития вторичного пробоя от сопротивления в цепи базы для мощного высокочастотного кремниевого транзистора:

—— типовой, - - границы 80%-ного разброса

развитие вторичного пробоя затрудняется. При увеличении запирающего смещения, наоборот, условия развития вторичного пробоя улучшаются, а, как показали температурные исследования, с увеличением температуры развитие вторичного пробоя также облегчается.

Экспериментально установлено, что те же типы транзисторов в усилительном режиме выдерживают значительно большие импульсные токи, чем это указано в табл. 5.6. Так, например, сравнительно большой процент транзисторов типа МП42 не разрушается при импульсах токов базы

1—8 а и коллектора 1—3 а при длительности 2,5 мксек, а транзисторы типа ГТ308 выдерживают соответственно 0,1—0,6а и 0,4—1,2а при длительностях до 0,5 мсек. Объясняется это тем, что в условиях лавинного размножения и токи и время, необходимые для достижения условий вторичного пробоя, значительно меньше тех, которые необходимы в условиях усиления, т. е. отсутствия размножения (первичного пробоя).

Ряд исследователей [102] полагают, что вторичный пробой есть следствие развития только электрического механизма резкого увеличения числа носителей. Другие [103, 104] придерживаются теории теплового механизма и, наконец, есть работы [92, 101, 105], посвященные теплоэлектрической теории вторичного пробоя. Существует точка зрения, что вторичный пробой возможен без первичного, необходимы только соответствующие условия — большая плотность тока как результат концентрации потоков носителей в узкие пучки при запираиии базы с разогревом локальных объемов в области коллекторного перехода и как следствие развития размножения и дополнительного разогрева в этих местах. Эксперименты автора подтверждают это положение. В других случаях говорится о первичном пробое как условии, необходимом (но недостаточном) для вторичного пробоя.

Вольтамперные характеристики при первичном и последующем за ним вторичном пробое хорошо известны [9], однако имеют большой разброс и не поддаются усреднению для определенного типа транзисторов; вольтамперные характеристики при одном вторичном пробое тока еще изучены недостаточно.

Основываясь на вышеприведенных экспериментах, а также на литературных данных, можно сделать следующие предварительные заключения по максимальному току коллектора в свете явлений вторичного пробоя. Ограничения тока коллектора, связанные со вторичным пробоем, могут быть исключены, если линия нагрузки (активной или комплексной) не проходит через точки неустойчивого равновесия на вольтамперных характеристиках с участками первичного и вторичного пробоев [9, 92]. Если напряжение коллекторного питания транзистора значительно ниже напряжения первичного пробоя, вероятность вторичного пробоя также резко снижается; дальнейшее снижение вероятности пробоя достигается снижением времени «пре-

бывания» в неустойчивых точках (применение нагрузки с минимальной индуктивностью).

Любая из перечисленных выше причин, ограничивающих ток транзистора, будет зависеть от условий его работы до момента протекания большого тока, т. е. от напряжения на коллекторе в закрытом состоянии, начального тока коллектора (который в свою очередь зависит от условий на входе транзистора и температуры), формы импульсов, их длительности и скважности и, наконец, от температуры перехода и окружающей среды.

Взаимовлияние и взаимосвязь всех этих факторов резко осложняют вопрос определения импульсного тока для всех возможных случаев использования транзистора. Однако, хотя бы для некоторого ограниченного числа случаев, задача должна и может быть решена. Для этого следует, прежде всего, ограничить импульсный ток как по амплитуде, так и по длительности.

В табл. 5.7 сделана попытка приблизительной классификации всех рассмотренных ограничивающих ток факторов и связи их с величиной тока в импульсе, длительностью импульса и областью работы транзисторов (усиление и насыщение). Заштрихованные квадраты обозначают действие ограниченного фактора (с большой вероятностью) при данных, указанных в вертикальных графах, условиях. Не заштрихованные — соответствуют либо отсутствию такой вероятности, либо малой ее величине, либо случаям, рассмотрение которых не имеет смысла, поскольку вопрос еще не получил своего ясного разрешения; поэтому все случаи, соответствующие незаштрихованным квадратам, должны быть исключены из рассмотрения. Исходя из изложенного, величины токов в импульсе, во-первых, могут значительно превышать максимальные допустимые значения постоянных токов, и, во-вторых, не должны быть очень большими (табл. 5.7), с тем чтобы исключить ряд неопределенных, недостаточно исследованных или трудно учитываемых причин.

Как было отмечено, определенный процент транзисторов различных типов выдерживает токи в импульсе при микросекундных длительностях, на несколько порядков превышающих установленные постоянные токи. (Часть транзисторов при этом выходит из строя по указанным выше трудно учитываемым причинам.) Однако уменьшение с током коэффициента усиления  $B$ , например до 2 (при  $B < 2$  приме-



Таблица 5.7

| Ограничивающий фактор                    | Малая амплитуда      |   | Средняя амплитуда  |   |                      |   |                      |   | Большая амплитуда  |   |                      |   |                      |   |
|--|----------------------|---|--------------------|---|----------------------|---|----------------------|---|--------------------|---|----------------------|---|----------------------|---|
|  | Большая длительность |   | Малая длительность |   | Средняя длительность |   | Большая длительность |   | Малая длительность |   | Средняя длительность |   | Большая длительность |   |
|  | У                    | Н | У                  | Н | У                    | Н | У                    | Н | У                  | Н | У                    | Н | У                    | Н |
| Тепло                                    | ■                    | ■ |                    |   | ■                    | ■ | ■                    | ■ |                    |   | ■                    | ■ |                      |   |
| Снижение усиления                        |                      |   | ■                  |   | ■                    |   | ■                    |   | ■                  |   | ■                    |   |                      |   |
| Разогрев в центре                        |                      |   |                    |   |                      |   | ■                    |   |                    | ■ |                      |   |                      |   |
| Локальный разогрев по периметру эмиттера |                      |   |                    |   |                      |   | ■                    | ■ | ■                  | ■ | ■                    | ■ |                      |   |
| Локальный разогрев коллектора            |                      |   |                    |   |                      |   |                      |   | ■                  |   | ■                    |   |                      |   |
| Вторичный пробой                         |                      |   |                    |   |                      |   |                      |   |                    |   | ■                    |   |                      |   |

У — область усиления, Н — область насыщения.

ние транзистора практически неоправданно, поскольку мощность, рассеиваемая в базовой цепи, особенно в режиме насыщения, получается соизмеримой с мощностью, рассеиваемой в коллекторной цепи), происходит в транзисторах обычно при токах базы  $I_{бМ}$ , на порядок меньших, чем те, которые выдерживает транзистор. Отсюда становится очевидным, что независимо от длительности импульса  $t_{и}$  задавать в транзистор импульсы  $I_{кМ}$  либо  $I_{бМ}$ , превышающие величину, определяемую падением  $B$ , не имеет смысла.

Таким образом, в качестве первого приближения к решению задачи о максимальных значениях импульсных токов, прежде всего, следует исключить ограничения, характеризующие локальные разогревы малых объемов, связанные как с эффектами «кумуляции», так и просто с большими токами, т. е. ограничить величины максимальных токов независимо от длительности импульсов в соответствии с усилительными возможностями транзистора.

Как следует из табл. 5.7, уменьшение величины тока в импульсе снижает вероятность воздействия на транзистор трудно учитываемых причин и определяет необходимость рассмотрения двух ограничивающих факторов — падения коэффициента  $B$  и достижения максимальной температуры перехода  $T_{п\ макс}^{\circ}$  (область таблицы ограничена рамкой). За максимальный импульсный ток в этом случае должно быть принято меньшее из двух его значений, определяемое по заданному снижению коэффициента  $B$  или по достижению  $T_{п\ макс}^{\circ}$ .

Первый из этих факторов был рассмотрен выше и не требует дополнительных комментариев. Второй фактор, связанный с тепловыми параметрами транзистора,  $R_{т}$ ,  $C_{т}$ ,  $\tau_{т}$  и  $T_{п}^{\circ}$ , необходимо рассмотреть более подробно. В § 5.14 показано, что все расчеты, связанные с использованием транзистора в импульсном режиме, можно производить используя только три тепловых параметра —  $R_{п\ к}$ ,  $R_{к\ с}$  и  $\tau_{п\ к}$ , а для коротких импульсов — два:  $R_{п\ к}$  и  $\tau_{п\ к}$ .

Исходя из этого, рассмотрим влияние длительности одиночного импульса на величину тока  $I_{кМ}$ . Перегрев коллекторного перехода одиночным прямоугольным импульсом в зависимости от величины импульсной мощности  $P_{М}$ , длительности импульса  $t_{и}$  и тепловой постоянной  $\tau_{п\ к}$  определяется из выражения (5.24). Используя выражения (5.24) и (5.25) и разлагая экспоненту в ряд для

соотношения  $t_{и}/\tau_{пк} \leq 2$ , получаем

$$\Delta T^{\circ} \approx P_M R_{пк} \frac{t_{и}}{\tau_{пк}}. \quad (5.45)$$

При  $t_{и} \rightarrow \infty$  выражение (5.24) примет вид

$$\Delta T^{\circ} = P_m R_{пк}. \quad (5.46)$$

Поскольку один и тот же перегрев  $\Delta T^{\circ}$  может быть получен при импульсной  $P_M$  и постоянной  $P_m$  мощностях, то, приравняв (5.45) к (5.46), имеем

$$\frac{P_M}{P_m} \approx \frac{\tau_{пк}}{t_{и}} \quad (5.47)$$

или при одинаковом напряжении  $U_{кв}$

$$\frac{I_{кМ}}{I_{км}} \approx \frac{\tau_{пк}}{t_{и}}. \quad (5.48)$$

Отсюда длительность импульса  $t_{и1}$ , при которой в качестве ограничительного фактора начинает действовать максимальная мощность, может быть определена из (5.48):

$$t_{и1} \approx \tau_{пк} \frac{I_{км}}{I_{кМ1}} \quad (5.49)$$

при  $t_{и} \leq t_{и1}$

$$I_{кМ} = \text{const} = I_{кМ1}, \quad (5.50)$$

при  $t_{и} > t_{и1}$

$$I_{кМ} = \frac{I_{км}}{\delta_0}. \quad (5.51)$$

При  $t_{и}/\tau_{пк} \geq 5$   $\delta_0 \approx 1$ . Тогда

$$I_{кМ} = \text{const} = I_{км}. \quad (5.52)$$

На основании изложенного выше можно представить себе зависимость  $I_{кМ}(t_{и})$  для одиночных прямоугольных импульсов, как показано на рис. 5.15, разбив ее на три области — А, Б и В.

В области А величина тока  $I_{кМ} = I_{кМ1}$  определяется из условий снижения коэффициента усиления  $B(I_{к})$  до определенной заданной величины на импульсах, при которых еще не сказываются частотные свойства транзистора, но достаточно коротких, чтобы исключить его нагрев.

В области Б величина тока  $I_{кМ}$  рассчитывается по формуле (5.51) через коэффициент  $\delta_0$  и величину тока  $I_{км}$ .

В области  $B$  величины тока  $I_{KM}$  и  $I_{KM}$  равны и определяются из условия достижения максимальной температуры перехода  $T_{п\text{ макс}}^{\circ}$  по формуле (5.23).

Величину  $I_{KM1}$  следует считать независимой от температуры и приложенного напряжения  $U_{кв}$ . Как было показано выше, этот ток определяется величиной  $B$ , которая с ростом температуры и напряжения  $U_{кв}$  обычно возрастает. Однако увеличивать  $I_{KM1}$  нерационально, поскольку снижается

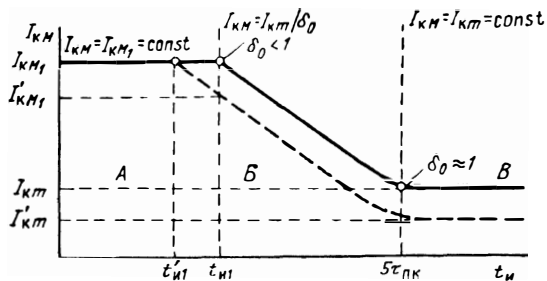


Рис. 5.15. Зависимость максимального импульсного тока коллектора транзистора от длительности одиночных прямоугольных импульсов. Три области работы.

надежность работы транзистора за счет увеличения вероятности действия трудно учитываемых факторов.

Ток же  $I_{KM}$  снижается как с ростом температуры, так и с ростом напряжения  $U_{кв}$  соответственно формуле (5.35), в связи с чем кривая зависимости  $I_{KM}(t_{и})$  с ростом температуры или напряжения на коллекторе будет падать параллельно самой себе (штриховая линия на рис. 5.15), расширяя область  $B$  за счет области  $A$ . Таким образом, при бóльшей температуре или большем напряжении следует либо уменьшать время  $t_{и1}$ , оставляя  $I_{KM1}$  неизменным, либо, не изменяя время  $t_{и1}$ , уменьшить величину  $I_{KM1}$  (например, до  $I_{KM1}$  рис. 5.15).

В первом случае будет недоиспользование импульсных возможностей транзистора по температуре при нормальной температуре и пониженном напряжении. Во втором — недоиспользование транзистора по току при повышенных температурах и напряжениях. В первом случае для определения  $I_{KM}$  потребуются проводить измерения при повышенной температуре, во втором — при нормальной. Кроме того, с ростом температуры, а возможно, и с напряжением кол-

лектора растет вероятность того, что все трудно учитываемые факторы начинают играть роль ограничителей.

Учитывая изложенное, с ростом температуры целесообразно оставить неизменной величину  $t_{и1}$  и снизить величину  $I_{кМ1}$ , например, до  $I'_{кМ1}$ .

В случае, если на транзистор подается последовательность импульсов со скважностью  $Q$ , величину  $\Delta T^\circ$  можно определить исходя из (5.28), аналогично случаю с одиночными импульсами (5.51)

$$I_{кМ} = \frac{I_{кМн}}{\delta}. \quad (5.53)$$

Если на оси ординат рис. 5.8 вместо  $\delta$  и  $\delta_0$  отложить их обратные величины, то семейство кривых этого рисунка будет нормализованными зависимостями максимального тока ( $I_{кМ}/I_{кМн}$ ) от длительности импульса ( $t_{и}/\tau_{и к}$ ) при различных скважностях  $Q$ .

Из кривых следует, что с уменьшением скважности граница между областями  $A$  и  $B$  отодвигается вправо, сужая область  $B$ , т. е. чем меньше  $Q$ , тем больше длительность  $t_{и}$ , ниже которой начинается режим неизменного импульсного тока ( $I_{кМ} = \text{const}$ ).

В режиме насыщения вопрос об оптимальном коэффициенте насыщения (п. 5.4.1), имеющий первостепенное значение для области  $B$ , по мере укорочения импульса, т. е. перехода в область  $B$  и затем в область  $A$  (рис. 5.15), теряет свой смысл, поскольку тепло перестает играть роль ограничивающего фактора. Это положение дает право при коротких импульсах работать при  $v = v_{\text{онт}}$ , т. е. с меньшими остаточными напряжениями  $U_{кэ н}$  в положении «открыто».

Формулы (5.49), (5.51) и (5.53) для режима насыщения примут вид

$$t_{и1} \approx \tau_{и к} \frac{I_{кМн}}{I_{кМ1н}}. \quad (5.54)$$

Если придерживаться принятого нами принципа:  $I_{кМ1}$  определяется по падению  $B$  с током, то следует сохранить в этой формуле неизменным  $I_{кМ1н} = I_{кМ1}$  и увеличить  $t_{и1}$ , поскольку  $I_{кМн} > I_{кМ}$ , однако стройность системы при этом пострадает. Проигрыш будет невелик, если сохранить неизменным  $t_{и1}$  и несколько повысить ток, тогда  $I_{кМ1н}$  будет больше  $I_{кМ1}$ , т. е. будет как бы принято меньшее значение (несколько большее снижения) заданной величины  $B$ .

Поэтому в соответствии с (5.41)

$$I_{KM1H} = (1,3 \div 3) I_{KM1}; \quad (5.55a)$$

для одиночных импульсов в области  $B$

$$I_{KM1H} = \frac{I_{KM1H}}{\delta_0} = (1,3 \div 3) I_{KM}, \quad (5.55b)$$

для последовательности импульсов в области  $B$

$$I_{KM1H} = \frac{I_{KM1H}}{\delta} = (1,3 \div 3) I_{KM}. \quad (5.55b)$$

Весь комплекс причин и факторов, ограничивающих токи  $I_{KM}$  и  $I_{KM1H}$ , перечисленных выше, естественно ограничивает и связанные с ними базовые токи  $I_{6M}$  и  $I_{6M1H}$ . Ток базы  $I_{6M1}$  в области усиления для одиночных импульсов и для импульсов с заданной скважностью определяется из соотношений

$$I_{6M1} = \frac{I_{KM1}}{B_{мин}^*} \text{ и } I_{6M} = \frac{I_{KM}}{B_{мин}^*}, \quad (5.56)$$

но даже в этом простом случае в определении величины  $I_{6M}$  для технических условий или справочника появляются дополнительные трудности, изложенные при рассмотрении постоянных максимальных токов базы. Правда, отпадают специфические ограничения, связанные с разогревом выводов базы.

Экспериментальные данные показывают, что рекомендации по постоянным токам базы с еще большим основанием могут быть применены и для определения величин  $I_{6M}$ ,  $I_{6M1}$ ,  $I_{6M1H}$ ,  $I_{6M1H}$ : все эти токи следует принять равными соответствующим токам коллектора, т. е. эти токи не являются величинами, ограничивающими использование транзистора по току (конечно, в пределах принятых нами ограничивающих задачу условий).

## 5.5. МАКСИМАЛЬНО ДОПУСТИМЫЕ ТОКИ

Максимально допустимые токи (статистический параметр) связаны с максимальными токами (физический параметр) через коэффициенты запаса ( $\xi$ ), определяемые соответствующими методиками.

### 5.5.1. Постоянные токи

Формулы (5.33) и (5.35) определяют связь между  $I_{км доп}$  и  $P_m доп$ :

$$I_{км доп} = \frac{P_m доп}{U_{кэ}^*} = \xi_1 \frac{P_m}{U_{кэ}^*}. \quad (5.57)$$

Методика определения  $\xi_1$  приведена в § 5.3. В формулу (5.57), кроме этой величины, входит  $U_{кэ}^*$ , также имеющая статистический разброс. Для построения кривых распределения  $U_{кэ}^*$  можно поступить следующим образом. На характеристикографе с определенных статистическими законами количества транзисторов снимается семейство начальных участков выходных вольтамперных характеристик для схемы с ОЭ при  $T_c = 20 \pm 5^\circ \text{C}$ . На каждом семействе определяется характеристика, на которой имеется точка, соответствующая границе между областями усиления и насыщения и мощности  $P_m$ , т. е. точка пересечения изгиба вольтамперной характеристики с гиперболой мощности  $P_m$ . Перпендикуляр, опущенный из этой точки на ось абсцисс, отсечет на ней значения напряжения  $U_{кэ}^*$ . По значениям  $U_{кэ}^*$  для всех транзисторов строится гистограмма или кумулята. За величину нормы  $U_{кэ}^*$  принимается наибольшее значение, соответствующее 90—95% транзисторов, в зависимости от вида кумуляты и заданного процента выхода годных приборов.

Для режима насыщения можно воспользоваться формулой (5.41), связывающей токи  $I_{км}$  и  $I_{км н}$ , и формулой (5.57). Тогда

$$I_{км н доп} = 2,2 I_{км доп} = 2,2 \xi_1 \frac{P_m}{U_{кэ}^*}. \quad (5.58)$$

Как было отмечено выше, за максимальный ток базы следует принять величину, равную максимальному току коллектора в режиме насыщения. Поэтому

$$I_{бт доп} = I_{бт н доп} = I_{км н доп}. \quad (5.59)$$

### 5.5.2. Импульсные токи

В соответствии с формулами (5.49) — (5.51) следует определить две величины,  $I_{км}$  и  $t_{и1}$ . По зависимостям  $B(I_k)$ , снятым при нормальной температуре транзистора,

для заданного минимально допустимого  $B$  определяется ток коллектора  $I_{KM1 \text{ мин}}$  и строится соответствующая кривая распределения, или кумулята. В качестве  $I_{KM1 \text{ мин}}$  выбирается минимальное значение тока коллектора для 90—95% транзисторов. Для обеспечения нормальной температуры транзистора зависимости  $B$  ( $I_K$ ) должны сниматься на импульсах, длительность которых должна быть во много раз меньше  $\tau_{пк}$ , но значительно больше  $1/f_T$  (чтобы исключить частотные ограничения) и скважность не менее 20. Затем методом, описанным в § 5.3, определяется величина  $\tau_{пк \text{ мин}}$ . Тогда

$$t_{и1} = \tau_{пк \text{ мин}} \frac{I_{KM \text{ доп}}}{I_{KM1 \text{ мин}}} \quad (5.60)$$

и соответственно

$$I_{KM \text{ доп}} = \frac{\tau_{пк \text{ мин}}}{t_{и1}} I_{KM \text{ доп}} \quad \text{для } t_{и} \leq t_{и1}, \quad (5.61)$$

$$I_{KM \text{ доп}} = \frac{I_{KM \text{ доп}}}{\delta} \quad \text{для } t_{и} > t_{и1}, \quad (5.62)$$

$$\delta = \frac{1 - e^{-t_{и}/\tau_{пк \text{ мин}}}}{1 - e^{-Qt_{и}/\tau_{пк \text{ мин}}}}.$$

Ток  $I_{KM \text{ н доп}}$  определится в соответствии с формулами (5.56), (5.57), (5.61) и (5.62):

$$I_{KM \text{ н доп}} = 2,2 I_{KM \text{ доп}}. \quad (5.63)$$

Как было отмечено, при принятых нами начальных условиях токи базы не ограничивают использования транзистора и поэтому они могут быть приняты равными соответствующим токам коллектора:

$$I_{BM \text{ дсн}} = I_{BM \text{ н доп}} = I_{KM \text{ н доп}}. \quad (5.64)$$

## 5.6. НАЧАЛЬНЫЕ ТОКИ И ПОТЕНЦИАЛЫ

Начальные, или минимальные токи транзистора непосредственно связаны с его максимальными напряжениями и поэтому должны быть рассмотрены здесь, перед параграфами, посвященными максимальным и максимально допустимым напряжениям.



### 5.6.1. Обратные токи переходов

Вопрос об обратных токах транзистора  $I_{КБ0}$  и  $I_{ЭБ0}$  достаточно подробно освещен в литературе [9]. Эти токи следует считать основными параметрами, характеризующими качество переходов транзистора. Особое значение имеет ток  $I_{КБ0}$ ; его зависимость от температуры выражается известной формулой [31] и имеет вид

$$I_{КБ0} \approx C e^{-\Delta \mathcal{E} / k T_{п}^{\circ}}, \quad (5.65)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $\Delta \mathcal{E}$  — ширина запрещенной зоны, равная для германия и кремния 0,72 и 1,1 эВ соответственно;  $C$  — постоянная величина для диапазона температур 50—200°С.

При температурах менее +50°С у реальных транзисторов наиболее резко проявляется действие тока утечки  $I_{ут}$ , искажающее закон изменения  $I_{КБ0}(T)$ . При температуре +50°С выражение (5.65) можно записать как

$$I_{КБ0} \approx C e^{-\Delta \mathcal{E} / k \cdot 323^{\circ}}. \quad (5.66)$$

Тогда величину тока  $I_{КБ0}$  при любой температуре можно определить путем деления (5.65) на (5.66):

$$I_{КБ0} = I'_{КБ0} e^{K' \Delta T^{\circ}}, \quad (5.67)$$

где

$$K' = \frac{\Delta \mathcal{E}}{k 323 T_{п}^{\circ}}; \quad \Delta T_{п}^{\circ} = T_{п}^{\circ} - 323^{\circ}.$$

Для германия

$$K' \approx \frac{25,6}{T_{п}^{\circ}}, \quad (5.68)$$

для кремния

$$K' \approx \frac{39,1}{T_{п}^{\circ}}. \quad (5.69)$$

В диапазоне температур 50—200°С величины  $K'$  будут соответственно равны  $(6,3 \div 9,1) \cdot 10^{-2}$  и  $(8,3 \div 12) \cdot 10^{-2}$ . Относительные изменения величины тока  $I_{КБ0}$  могут быть определены путем дифференцирования выражения (5.65):

$$\frac{dI_{КБ0}}{dT_{п}^{\circ}} = \frac{\Delta \mathcal{E}}{k (T_{п}^{\circ})^2} I_{КБ0} = K I_{КБ0} = K I'_{КБ0} e^{K' \Delta T_{п}^{\circ}} \quad (5.70)$$

или

$$\frac{dI_{КБ0}}{I_{КБ0}} = K dT_{п}^{\circ}, \quad (5.71)$$

где  $K = \Delta \mathcal{E} / k (T^\circ)^2$  — коэффициент, показывающий изменение величины тока  $I_{К60}$  при изменении температуры на  $1^\circ$ . Записав величину  $K$  в процентах, получим изменения величины  $I_{К60}$  на  $1^\circ \text{C}$  — для германия 6—8 %, для кремния 8—12 %. Величины коэффициентов  $K'$  и  $K$  достаточно близки друг к другу (максимальная ошибка составляет 3—5%) и для практических расчетов могут быть приняты равными [9].

Все изложенное относительно тока  $I_{К60}$  может быть использовано и для обратного тока эмиттерного перехода  $I_{Э60}$ . Величина тока  $I_{Э60}$  для сплавных транзисторов, как правило, меньше чем  $I_{К60}$  за счет меньшей площади эмиттера. Однако это соотношение не всегда справедливо, особенно для диффузионных транзисторов, тем более что для транзисторов, предназначенных для режима линейного усиления, этот параметр обычно не нормируется. При определении зависимости  $I_{К60}(T)$  мы не учитывали влияние тока утечки  $I_{ут}$ , принимая за исходную величину ток, измеряемый при  $+50^\circ \text{C}$ . При нормальной температуре в ряде случаев, особенно для кремниевых транзисторов, необходимо учитывать ток утечки  $I_{ут}$  по поверхности.

Величина этого тока зависит от чистоты и обработки поверхности базы транзистора. Состояние поверхности в свою очередь зависит от применяемых травителей, защитных покрытий, типа транзистора, его геометрии и многих других причин. Как правило, ток утечки слабее зависит от температуры, чем объемный ток  $I_{К60}$  и сильнее зависит от приложенного напряжения  $U_{КБ}$  [9, 54]. Однако для большинства практических расчетов для транзисторов, изготовленных по современной технологии, влиянием тока утечки на величины токов  $I_{К60}$  и  $I_{Э60}$  можно пренебречь.

### 5.6.2. Токи коллектора

Не менее важными параметрами, характеризующими транзистор, являются начальные токи коллектора при различных условиях во входной цепи транзистора. Сюда относятся токи при различных величинах сопротивления  $R_Б$ , включенного между базой и эмиттером, и ток запертого транзистора.

Как было отмечено в гл. 2, возможны два механизма, обуславливающие рост тока короткого замыкания  $I_{КЭ К}$  по сравнению с  $I_{К60}$  при  $R_Б = 0$ . Если существуют оба

механизма одновременно, то в соответствии с уравнениями Эберса — Молла [23] можно записать

$$I_{кэ к} = I_{эб0} \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0 \alpha_{0I}} (e^{I_б r'_б / \Phi_T} - 1) + \frac{I_{кб0}}{1 - \alpha_0 \alpha_{0I}}. \quad (5.72)$$

При  $r'_б \approx 0$  получаем более широко распространенную формулу

$$I_{кэ к} \approx \frac{I_{кб0}}{1 - \alpha_0 \alpha_{0I}}. \quad (5.73)$$

Эта зависимость экспериментально исследована на достаточно большом количестве сплавных (худший случай) транзисторов. Измеренные величины  $I_{кэ к}$  для большинства приборов оказались меньше, чем вычисленные на 30—40%. Уменьшение величины  $I_{кэ к}$  объясняется тем, что ток  $I_{кэ к}$  измеряется в сумме с током утечки  $I_{ут}$ , т. е.

$$I_{кэ к} = \frac{I_{кб0} - I_{ут}}{1 - \alpha_0 \alpha_{0I}}. \quad (5.74)$$

Отсюда

$$I_{кэ к} = a \frac{I_{кб0}}{1 - \alpha_0 \alpha_{0I}}, \quad (5.75)$$

где  $a$  — коэффициент, учитывающий влияние тока утечки на ток  $I_{кэ к}$ .

Величина коэффициента  $a$  обычно меньше единицы (например, для сплавных маломощных германиевых транзисторов  $a \approx 0,6$ ). Чем меньше ток утечки транзистора, тем больше величина коэффициента  $a$  (при  $I_{ут} = 0$ ,  $a \approx 1$ ). Следовательно, по мере совершенствования технологии формула (5.73) приобретает бóльшую справедливость.

Сквозной ток  $I_{кэ0}$ , т. е. ток при  $R_б = \infty$ , легко вычисляется исходя из следующего:

$$I_б = I_э - (I_к + I_{кб0}) = I_э (1 - \alpha_0) - I_{кб0}$$

при  $I_б = 0$ , т. е. при  $R_б = \infty$ ,  $I_к = I_э = I_{кэ0}$ .

Тогда

$$I_{кб0} = I_{кэ0} (1 - \alpha_0)$$

или

$$I_{кэ0} = \frac{I_{кб0}}{1 - \alpha_0}. \quad (5.76)$$

Этот параметр имеет значение как максимальный начальный ток коллектора транзистора в схеме с ОЭ при обрыве в цепи базы. При уменьшении сопротивления  $R_б$  при опре-

деленной его величине  $R_{б\ x\ x} = R_{б\ x\ x}$  (минимальное сопротивление, при котором процессы в транзисторе еще соответствуют холостому ходу на входе, т. е.  $I_{б} = 0$  или  $R_{б} = \infty$ ) ток становится меньше  $I_{кэ\ 0}$  и затем, при дальнейшем уменьшении  $R_{б}$ , продолжая падать, достигает  $I_{кэ\ к}$  при  $R_{б} = R_{б\ кэ}$  (максимальное сопротивление, при котором процессы в транзисторе еще соответствуют короткому замыканию на входе, т. е.  $U_{бэ} = 0$  или  $R_{б} = 0$ ). Увеличение тока  $I_{кэ\ 0}$  по сравнению с  $I_{кб\ 0}$  или  $I_{кэ\ к}$  следует рассматривать как результат накопления носителей в базе (их уход исключен, поскольку  $R_{б} \rightarrow \infty$ ) и снижения барьера эмиттерного перехода [9, 24]. Формула (5.76) при напряжениях  $U_{кб\Gamma}$  свыше 3 в дает ошибку: величина  $I_{кэ\ 0}$ , рассчитанная по этой формуле, отличается от результатов эксперимента, что может быть объяснено ростом токов утечки с увеличением напряжения на коллекторе.

При сопротивлении  $R_{б\ x\ x} < R_{б} < R_{б\ кэ}$  неосновные носители, накопленные в базе, будут уходить через это сопротивление; установится ток коллектора  $I_{кэ\ R}$ , величина которого лежит в пределах  $I_{кэ\ к} < I_{кэ\ R} < I_{кэ\ 0}$ . Выражение для этого тока [9, 55] имеет вид

$$I_{кэ\ R} = \frac{I_{кб\ 0}}{1 - \alpha_0 \frac{\alpha_{0I} + R_{б}/r_{э}}{1 + R_{б}/r_{э}}} \quad (5.77)$$

Если между эмиттером и базой включить источник напряжения таким образом, что эмиттерный переход будет смещен в обратном направлении, то при определенном достаточно большом запирающем потенциале установится начальный ток  $I_{кэ\ з}$ , меньший чем  $I_{кб\ 0}$  (теперь оба перехода транзистора экстрагируют неосновные носители из области базы). При уменьшении запирающего эмиттер напряжения  $I_{кэ\ з}$  станет сначала равным  $I_{кб\ 0}$ , затем, при  $U_{эб} = 0$ , станет равным  $I_{кэ\ к}$ .

Для  $I_{кэ\ з}$  можно записать [23]:

$$I_{кэ\ з} \approx I_{кб\ 0} \frac{1 - \alpha_{0I}}{1 - \alpha_0 \alpha_{0I}} \quad (5.78)$$

### 5.6.3. Плавающий потенциал

Одним из параметров транзистора, характеризующим его в области отсечки, является так называемый «плавающий потенциал» (см. табл. 1.4) — напряжение между выво-

дами эмиттера и базы при обратном смещенном коллекторном переходе. Если на входе транзистора приложено запирающее смещение, равное  $U_{\text{эб пл}}$ , то транзистор не запирается, поскольку потенциал эмиттерного перехода остается равным высоте барьера ( $\phi_{\text{оэ}}$ ). Если приложить напряжение  $|U_{\text{эб}}| > |U_{\text{эб пл}}|$ , транзистор начнет запирается и ток коллектора будет уменьшаться до значения  $I_{\text{кэ в}}$ .

Поскольку измерение  $I_{\text{кэ в}}$  представляет большие неудобства, чем измерение плавающего потенциала, который обычно определяется с помощью катодного вольтметра, желательно в качестве параметра транзистора в области отсечки использовать параметр  $U_{\text{эб пл}}$ . Этот параметр содержит в себе большую информацию о транзисторе, чем параметр  $I_{\text{кэ в}}$ , величина которого обычно близка к  $I_{\text{кб0}}$ . Связь плавающего потенциала с остаточным напряжением при инверсном включении транзистора рассмотрена в гл. 7.

В заключение следует отметить, что все шесть рассмотренных параметров области отсечки могут быть использованы при расчете и конструировании схем и определении качества транзистора. Однако эти параметры должны быть оценены также и с точки зрения их важности, чтобы при необходимости исключить менее значимые параметры из справочников и технических условий.

Параметр  $I_{\text{кэ в}}$ , как видно, из рассмотрения может быть исключен, а вместо параметра  $I_{\text{кэ в}}$  удобнее использовать величины  $R_{\text{б х х}}$  и  $R_{\text{б кэ}}$ . Наиболее важными параметрами следует считать  $I_{\text{кб0}}$ ,  $I_{\text{эб0}}$ ,  $U_{\text{эб пл}}$ ; из них абсолютно обязателен для включения в справочники, технические условия и другие материалы для всех без исключения транзисторов параметр  $I_{\text{кб0}}$ , который позволяет вычислить все другие начальные токи транзистора.

## 5.7. МАКСИМАЛЬНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ

Выходные вольтамперные характеристики транзистора как в схеме с ОБ, так и в схеме с ОЭ (см. рис. 2.5 и 2.10) при определенных достаточно больших напряжениях на коллекторе имеют резкий изгиб или перегиб в сторону больших токов, проходя через характерные точки, в которых дифференциальное выходное сопротивление коллектора  $r_{\text{к}}$  либо стремится к нулю, либо, проходя через нуль, становится отрицательным.

При определенных условиях, если не принять мер, при напряжениях, соответствующих этим точкам, ток коллектора транзистора начнет неограниченно нарастать, через некоторое время может наступить перегрев какого-либо локального объема приколлекторной области и затем последует пробой транзистора с необратимыми разрушениями его структуры.

Таким образом, режим транзистора в точках  $r_k = 0$  или  $r_k \rightarrow 0$  фактически — предпробойный, однако достижение его резко поднимает вероятность вывода транзистора из строя и поэтому соответствующие этим точкам напряжения следует считать пробивными или максимальными. Такой режим может наступить в  $p-n$  переходе в результате:

— эффекта Штарка, связанного с расщеплением уровней энергии и снижением ширины запрещенной зоны. Этот эффект имеет место при напряженностях поля  $10^6$ — $10^7$   $v/cm$ ;

— эффекта Френкеля, заключающегося в облегчении термоэлектронной ионизации атомов под действием поля. Эффект проявляется при полях  $1,2 \cdot 10^5$   $v/cm$  для германия и  $5,4 \cdot 10^5$   $v/cm$  для кремния;

— электростатической ионизации, или эффекта Зенера, определяющего туннелирование носителей через барьер перехода, без изменения энергии. Этот эффект возможен при полях около  $2 \cdot 10^5$   $v/cm$ ;

— ударной ионизации атомов обоими видами носителей, получивших энергию за счет поля, и последующего лавинного умножения носителей. Величина напряженности поля при этом колеблется в пределах  $3 \cdot 10^4$ — $10^5$   $v/cm$ ;

— эффекта тепловой положительной обратной связи, вызывающей также резкое возрастание тока через переход, сопровождаемое умножением числа носителей обоих видов и увеличением их энергии.

Каждый из перечисленных механизмов пробоя может иметь место только при определенных условиях, создавшихся в транзисторе. Так, эффект Штарка может быть исключен, поскольку в коллекторном переходе никогда не удавалось получить указанные большие напряженности поля. Эффект Френкеля практически никогда не наблюдался. Электростатической пробой требует узких переходов, т. е. сильно легированных областей коллектора и базы ( $\rho < 0,6$   $om \cdot cm$ ), так как только в этом случае произойдет необходимое для туннельного механизма совмещение энергетических зон; высоковольтный коллекторный переход

должен быть достаточно широк (во всяком случае  $\rho_k > 0,5 \text{ ом}\cdot\text{см}$ ) и электростатический пробой может быть также исключен из рассмотрения. Поэтому ниже будут рассмотрены только два практически существующих в транзисторах вида пробоев — тепловой (термический) и лавинный (электрический)\*).

На рис. 2.5 и 2.10 сплошными линиями показаны характеристики, соответствующие меньшим напряжениям пробоя, штрих-пунктирными — большим. В данном случае для схемы с общей базой  $U_{кб}^T < U_{кб}$ , а для схемы с ОЭ часть напряжений  $U_{кв} < U_{кв}^T$ . Взаимное расположение вольтамперных характеристик теплового и электрического пробоев может быть и другим, в зависимости от мощности транзистора, типа полупроводника, геометрии, полярности транзистора, внешних условий и многих других причин.

Особо стоит вопрос о так называемом напряжении замыкания, при котором  $r_k$  значительно снижается, однако не достигает нуля. Это напряжение также следует отнести к пробивному, поскольку вероятность вывода из строя транзистора здесь также резко увеличивается.

Таким образом, величина максимального напряжения зависит от многих причин. Кроме механизма пробоя существенную роль играют также величины тока коллектора, сопротивления между базой и эмиттером, а также схемы включения транзистора и области его работы. Для облегчения рассмотрения задачи в целом все возможные случаи и соответственно напряжения пробоя сведены в табл. 5.8.

Как будет показано ниже, большая часть этих напряжений определяется через другие с помощью простых формул и может быть исключена из таблицы и, следовательно, из перечня необходимых для расчета схем параметров. Сразу же можно исключить параметры в схеме с общей базой, помеченные звездочкой (включены для сохранения системы), которые равны соответствующим параметрам в схеме с общим эмиттером или в схеме с общей базой ( $U_{кбД} = U_{кбО}$ ).

---

\*) Напряжения, соответствующие тепловому пробую, отмечаются надстрочным индексом «Т», напряжения электрического пробоя не имеют этого индекса.

Таблица 5.8

| Область работы транзистора                  | Условия на входе транзистора     | Максимальные напряжения |                         |                  |                  |             |           |
|---|----------------------------------|-------------------------|-------------------------|------------------|------------------|-------------|-----------|
|   |                                  | Электрической пробой    |                         | Тепловой пробой  |                  | Смыкание    |           |
|   |                                  | ОБ                      | ОЭ                      | ОБ               | ОЭ               | ОБ          | ОЭ        |
| Область отсечки<br>$I_k \leq I_{кэ0}$       | $R = \infty$<br>$U_{бэ} = 0$     | $U_{кб0}$<br>—          | $U_\alpha$<br>$U_{кэ0}$ | $U_{кб0}^T$<br>— | —<br>$U_{кэ0}^T$ | $U_{кбс}^*$ | $U_{кэс}$ |
|   | $0 < R < \infty$<br>$U_{бэ} = 0$ | $U_{кбR}^*$             | $U_{кэR}$               | $U_{кбR}^{T*}$   | $U_{кэR}^T$      |             |           |
|   | $R = 0$<br>$U_{бэ} = 0$          | $U_{кбк}^*$             | $U_{кэк}$               | $U_{кбк}^{T*}$   | $U_{кэк}^T$      |             |           |
|   | $R \geq 0$<br>$U_{бэ} < 0$       | $U_{эбд}^*$             | $U_{кэв}$               | $U_{кбв}^{T*}$   | $U_{кэв}^T$      |             |           |
|   | $U_{бэ} < 0$                     | $U_{эб0}$               | —                       | —                | —                |             |           |
| Область усиления<br>$I_k = \alpha I_\alpha$ | $R = \infty$<br>$U_{бэ} > 0$     | $U_{кб0}$<br>$U_{эб0}$  | $U_\alpha$              | $U_{кбP}^*$      | $U_{кэP}$        | $U_{кбс}^*$ | $U_{кэс}$ |
|   | $0 < R < \infty$<br>$U_{бэ} > 0$ | $U_{кбR}^*$             | $U_{кэR}$               |                  |                  |             |           |
|   | $R = 0$<br>$U_{бэ} > 0$          | $U_{кбк}^*$             | $U_{кэк}$               |                  |                  |             |           |

Примечание.  $U_{бэ} = U_{эб}$  — напряжение смещения эмиттерного перехода. При прямом смещении  $U_{бэ} > 0$ , при обратном  $U_{бэ} < 0$ ,  $R$  — сопротивление на входе транзистора. Для схемы с общей базой  $R = R_\alpha$ , для схемы с общим эмиттером  $R = R_\beta$ .

### 5.7.1. Тепловой пробой

Причиной положительной тепловой обратной связи в транзисторе являются термочувствительные начальные токи (§ 5.6) коллектора. Обратносмещенный коллекторный переход разогревается мощностью, определяющейся про-



изведением одного из указанных токов на приложенное к переходу напряжение. Разогрев увеличивает начальный ток, растет мощность, которая в свою очередь увеличивает разогрев и т. д. Процесс сравнительно медленный (*сек, мин*) и носит нарастающий характер, если отсутствует баланс между выделяющимся и отводимым теплом.

Тепловой пробой, как было отмечено, характеризуется равенством нулю дифференциального сопротивления коллектора, т. е.

$$r_{\text{к}} = \frac{dU_{\text{к}}}{dI_{\text{к}}} = \frac{dU_{\text{к}}/dT_{\text{п}}^{\circ}}{dI_{\text{к}}/dT_{\text{п}}^{\circ}} = 0. \quad (5.79)$$

Условие теплового баланса

$$I_{\text{к}}U_{\text{к}} = \frac{\Delta T_{\text{п}}^{\circ}}{R_{\text{пс}}}, \quad (5.80)$$

где  $\Delta T_{\text{п}}^{\circ} = T_{\text{п}}^{\circ} - T_{\text{с}}^{\circ}$  — перегрев  $p$ - $n$  перехода по отношению к окружающей среде. Перегрев может быть и по отношению к температуре корпуса прибора; тогда в формулу должно войти сопротивление  $R_{\text{пк}}$ .

Дифференцируя (5.80) по  $T_{\text{п}}$ , получаем

$$r_{\text{к}} = \left( \frac{1}{R_{\text{пс}}} \frac{dI_{\text{к}}}{dT_{\text{п}}} - U_{\text{к}} \right) \frac{1}{I_{\text{к}}} \quad (5.81)$$

или

$$r_{\text{к}} = \frac{\frac{I_{\text{к}}}{dI_{\text{к}}/dT_{\text{п}}^{\circ}} - \Delta T_{\text{п}}^{\circ}}{R_{\text{пс}} I_{\text{к}}^2}. \quad (5.82)$$

Из равенств (5.79) и (5.81) получим общую формулу для напряжения теплового пробоя:

$$U_{\text{к}}^{\text{T}} = \frac{1}{R_{\text{пс}} \frac{dI_{\text{к}}}{dT_{\text{п}}^{\circ}}}, \quad (5.83)$$

а из (5.79) и (5.82) — общее выражение для перегрева  $\Delta T_{\text{п}}^{\text{T}}$ , соответствующее напряжению  $U_{\text{к}}^{\text{T}}$ :

$$\Delta T_{\text{п}}^{\text{T}} = \frac{I_{\text{к}}}{dI_{\text{к}}/dT_{\text{п}}^{\circ}}. \quad (5.84)$$

Ток коллектора и его производная зависят от способа подключения источника питания к транзистору (схема

с ОБ или ОЭ), области работы (отсечка или усиление), условий на входе (сопротивление  $R_b$ , источник смещения) и от наличия и знака обратных связей в схеме с транзистором (коэффициент неустойчивости  $S$ ).

Рассмотрим процессы в обеих областях работы, указанных в табл. 5.8.

**Область отсечки.** Определим напряжения пробоя и перегрев для трех случаев в ОБ при отсутствии тока утечки и при наличии утечки с ионным и «канальным» механизмами поверхностной проводимости.

Первый случай:  $I_K = I_{K60}$ ;  $I_{yT} = 0$ .

В соответствии с формулами (5.70), (5.83) и (5.84):

$$U_{K60}^T = \frac{1}{KI_{K60}R_{nc}} \quad \text{и} \quad \Delta T_{nc}^T = \frac{1}{K}. \quad (5.85)$$

Второй случай:  $I_K = I_{K60} + I_{yT} = I_{K60} + \frac{U_{K60}}{r_{yT}}$ ;

$$\frac{dI_K}{dT_{nc}^o} = KI_{K60} + \frac{1}{r_{yT}} \cdot \frac{dU_{K60}}{dT_{nc}^o}.$$

В соответствии с (5.70) и (5.79) и на основании (5.83) и (5.84) получим

$$U_{K60}^T = \frac{1}{KI_{K60}R_{nc}} \quad \text{и} \quad \Delta T_{nc}^T = \frac{1}{K} \left( 1 + \frac{I_{yT}}{I_{K60}} \right). \quad (5.86)$$

Третий случай:  $I_K = I_{K60} + I_{yT}$ ;

$$I_{yT} = I_{K60} l = \sqrt{cI_{K60} \ln(U_{K60}/U_0)},$$

где  $l$  — длина «канала»;  $c$  — постоянная,  $1/\text{мкА}$ , зависящая от влажности,  $U_0 \approx 0,5$  в;  $I_{K60}$  — ток на единицу длины канала [54],

$$\frac{dI_K}{dT_{nc}^o} = KI_{K60} + \frac{K}{2} \sqrt{cI_{K60} \ln 2U_{K60}} = K \left( I_{K60} + \frac{1}{2} I_{yT} \right).$$

Аналогично предыдущим случаям

$$U_{K60}^T = \frac{1}{KR_{nc}(I_{K60} + I_{yT}/2)}$$

и

$$\Delta T_{nc}^T = \frac{1}{K} \frac{1 + I_{yT}/I_{K60}}{1 + I_{yT}/2I_{K60}}.$$

В двух случаях перегрев  $\Delta T_{nc}$  сравнительно сильно зависит от отношения токов  $I_{yT}/I_{K60}$ , однако по мере роста

с температурой величины  $I_{к60}$  это отношение резко уменьшается и тогда наступают условия, близкие или равные первому случаю, для которого необходимый для наступления теплового пробоя перегрев ( $1/K$ ) составляет  $12-16^\circ\text{C}$  для кремния и  $8-16^\circ\text{C}$  для германия.

Напряжение пробоя  $U_{к60}^T$  во всех случаях определяется произведением  $KI_{к60} R_{пс}$ . В последнем случае появляется зависимость от  $I_{ут}$ , однако его влияние невелико, поскольку даже при влажности 100%  $I_{ут}$  составляет 80 мка на 1 см длины  $l$  [54], величина же  $l = 1 \div 2$  мм.

Уравнение (5.80) для схемы с ОБ и области отсечки примет вид

$$I_{к60} U_{к60} = \frac{\Delta T_{п}^{\circ}}{R_{пс}}.$$

Учитывая (5.67), получаем

$$R_{пс} I_{к60} U_{к60} = \frac{\Delta T_{п}^{\circ}}{e^{K' \Delta T^{\circ}}} = X. \quad (5.88)$$

На рис. 5.16 приведены кривые, построенные по формуле (5.88) при различных температурах окружающей среды ( $T_c^{\circ}$ ). В соответствии с формулами для пробивного напряжения, например (5.85),

$$R_{пс} I_{к60} U_{к60}^T = \frac{1}{K e^{K' \Delta T^{\circ}}} = X_{\text{макс}}.$$

Линии  $X_{\text{макс}}$  для кремния и германия также нанесены на кривые рис. 5.16.

В соответствии с (5.70) и (5.82)

$$r_k = \frac{1 - K \Delta T_{п}^{\circ}}{K R_{пс} I_{к60}^2}. \quad (5.89)$$

При  $\Delta T_{п}^{\circ} > \frac{1}{K}$  и  $r_k < 0$  вольтамперная кривая приобретает характерный для теплового пробоя отрицательный участок. Поскольку температура  $T_{п}^{\circ}$  пропорциональна  $\ln I_{к60}$  (5.65), то ось  $T_{п}^{\circ}$  (рис. 5.16) представляет собой ось токов в логарифмическом масштабе, а величина  $X$  пропорциональна  $U_{к60}$  (5.88), ось  $X$  есть ось напряжений. Тогда зеркальное отображение кривых рис. 5.16, повернутое на  $90^\circ$ , дает топологическую картину вольтамперных характеристик транзистора (перехода) при тепловом пробое.

С помощью этих кривых могут быть построены семейства вольтамперных характеристик при тепловом пробое для германиевых и кремниевых транзисторов в диапазоне температур.

Формулы, полученные для схемы с ОБ, могут быть использованы и для схемы с ОЭ, т. е. при подключении

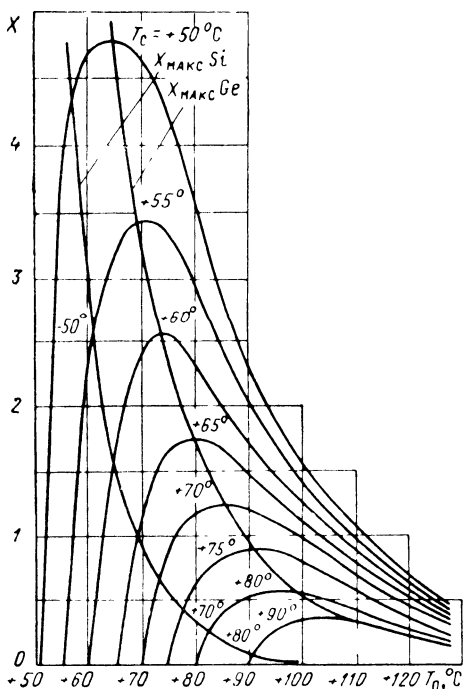


Рис. 5.16. Кривые зависимости  $X = U_{\text{кб}} I'_{\text{кб}0} R_T$  (выходные вольт-амперные характеристики транзистора в полулогарифмическом масштабе при тепловом пробое) и  $X_{\text{макс}} = U_{\text{кб}0}^T I'_{\text{кб}0} R_T$  от температуры перехода  $T_n$  при различных температурах окружающей среды  $T_c$ .

источника питания к выводам коллектор — эмиттер. В этом случае в выражения для пробивного напряжения вместо тока  $I_{\text{кб}0}$  должны быть подставлены значения соответствующих начальных токов, формулы для которых даны в § 5.6. Такие преобразования проделаны в гл. 2 (п. 2.2.2), где даны

формулы для напряжений  $U_{кэ к}^T$  и  $U_{кэ о}^T$ , выраженных через  $U_{кб о}^T$ , и соответствующие начальные токи. Аналогично могут быть получены и формулы для напряжений  $U_{кэ R}^T$  и  $U_{кэ в}^T$  — практически менее важных параметров транзистора.

**Область усиления.** В этой области через коллектор протекает ток  $I_{к} = \alpha I_{э} + I_{кб о}$ . Примем, что  $I_{ут} \ll \alpha_0 I_{э}$ , тогда для схемы с общей базой  $dI_{к}/dT_{п}^{\circ} = KI_{кб о}$  и аналогично предыдущему

$$U_{кб о}^T = \frac{1}{KR_{пс}I_{кб о}} \quad \text{и} \quad \Delta T_{п}^T = \frac{1}{K} \left( 1 + \frac{\alpha_0 I_{э}}{I_{кб о}} \right). \quad (5.90)$$

Отношение  $\alpha_0 I_{э}/I_{кб о}$  может быть сколь угодно большим, поэтому интересно определить границы  $\Delta T_{п}^T$  и соответственно максимальные значения тока ( $\alpha_0 I_{э}$ ), до которых еще возможен тепловой пробой и применима формула (5.90).

Учитывая максимальную температуру перехода  $T_{п}^{\circ \text{ макс}}$ ,  $\Delta T_{п}^{\circ \text{ макс}}$  для германия не может превышать 80—85° С, для кремния 180—190° С. Тогда на основании формул (5.85) и (5.90) получим

$$\begin{aligned} (\alpha_0 I_{э})^T &\leq 9I_{кб о} \quad \text{для германия,} \\ (\alpha_0 I_{э})^T &\leq 14I_{кб о} \quad \text{для кремния.} \end{aligned} \quad (5.91)$$

При токах, больших  $(\alpha_0 I_{э})^T$ , тепловой пробой не может быть реализован, т. е. в схеме с ОБ практически во всем диапазоне токов в области усиления следует считать невозможным достижение условий, приводящих к тепловому пробую.

При токах, меньших  $(\alpha_0 I_{э})^T$ , напряжение теплового пробоя в соответствии с (5.70) и (5.90) будет

$$U_{кб о}^T = \frac{1}{I'_{кб о} R_{пс} K e^{K \Delta T_{п}^T}}, \quad (5.92)$$

т. е. могут создаваться «опасные» условия, когда напряжение  $U_{кб P}^T$  будет значительно меньше, чем  $U_{кб о}^T$ .

В схеме с ОЭ диапазон токов  $(BI_{э})^T$ , в которых реализуются условия теплового пробоя, расширяется за счет больших начальных токов. Для худшего случая, соответственно формулам (5.76) и (5.91), можно записать

$$(BI_{э})_{Gэ}^T \leq 9 \frac{I_{кб о}}{1 - \alpha_0}$$

и

$$(BI_0)_{Si}^T \leq 14 \frac{I_{K60}}{1 - \alpha_0}. \quad (5.93)$$

Как показывает проведенный выше анализ, для определения величины напряжения теплового пробоя в схеме с ОБ для всех областей, режимов и условий работы может быть принята формула

$$U_{K60}^T = \frac{1}{KR_{\Pi c} I_{K60}}, \quad (5.94)$$

которая на основании формулы (5.70) может быть приведена к виду, более удобному для практического использования:

$$U_{K60}^T \approx \frac{1}{KI'_{K60} R_{\Pi c} e}. \quad (5.95)$$

Здесь  $e = 2,718$ , а  $I'_{K60}$  — ток, измеренный при достаточно высокой температуре.

Для схемы с ОЭ, поскольку положительная обратная связь изменяет величину начального термозависимого тока, во все формулы для пробивного напряжения, как было сказано выше, следует подставлять вместо  $I_{K60}$  значения  $I_{K60K}$ ,  $I_{K60Z}$ ,  $I_{K60R}$  и  $I_{K60}$  или в общем случае величину  $SI_{K60}$ . Тогда формулы для всех условий работы транзистора в схеме с ОЭ в соответствии с (5.94) и (5.95) примут вид

$$U_{K60x}^T = \frac{1}{KSR_{\Pi c} I_{K60}} \quad (5.96)$$

и 
$$U_{K60x}^T = \frac{1}{KSI'_{K60} R_{\Pi c} e}$$

или

$$U_{K60x}^T = \frac{U_{K60}^T}{S}. \quad (5.97)$$

Здесь  $S$  — коэффициент температурной нестабильности схемы с транзистором [9,19].

Для установления границ и областей распространения теплового пробоя для большой группы германиевых и кремниевых транзисторов малой, средней и большой мощностей, изготовленных по различной технологии, были измерены величины  $I_{K60}$  при нормальной и повышенной (для германия  $+80^\circ C$ , для кремния  $+130^\circ C$ ) температурах и значения  $R_{\Pi c}$ . В табл. 5.9 внесены данные и включены условия, при

Таблица 5.9

| $P_{к'}$ ,<br>вт | $R_{пс'}$ ,<br>°C/вт | Материал | Схема с ОБ $R \approx \infty$ |                   |                       | Схема с ОЭ          |                   |                    |                    |                 |                    |
|------------------|----------------------|----------|-------------------------------|-------------------|-----------------------|---------------------|-------------------|--------------------|--------------------|-----------------|--------------------|
|                  |                      |          | $I_{к60}$ ,<br>ма             | $U_{к60}^T$ , в   | $(U_0 I_0)^T$ ,<br>ма | $R_6 \approx 0$     |                   |                    | $R_6 \gg 0$        |                 |                    |
|                  |                      |          |                               |                   |                       | $I_{кЭ к'}$ ,<br>ма | $U_{кЭ к'}^T$ , в | $(BI_6)^T$ ,<br>ма | $I_{кЭ0}$ , ма     | $U_{кЭ0}^T$ , в | $(BI_6)^T$ ,<br>ма |
| 0,1              | 500                  | Si       | 0,002                         | $\gg 1000$        | 0,02                  | 0,012               | 100               | 0,125              | 0,70               | 80              | 0,15               |
|                  |                      | Ge       | $\frac{0,15}{0,05}$           | $\frac{80}{240}$  | $\frac{1,0}{0,5}$     | $\frac{0,80}{0,07}$ | $\frac{15}{170}$  | $\frac{8,0}{0,70}$ | $\frac{7,0}{0,32}$ | $\frac{2}{40}$  | $\frac{70}{3,2}$   |
| 10               | 40                   | Si       | 0,09                          | $> 1000$          | 0,9                   | 0,1                 | $> 1000$          | 1,0                | 3,2                | 50              | 32                 |
|                  |                      | Ge       | $\frac{0,7}{0,25}$            | $\frac{210}{590}$ | $\frac{7,0}{2,5}$     | $\frac{7,6}{2,5}$   | $\frac{19}{59}$   | $\frac{76}{25}$    | $\frac{41}{16}$    | $\frac{4}{9}$   | $\frac{410}{160}$  |
| 60               | 30                   | Si       | 0,01                          | $> 1000$          | 0,1                   | 0,16                | $> 1000$          | 1,6                | 0,35               | 590             | 3,5                |
|                  |                      | Ge       | $\frac{60}{3,2}$              | $\frac{33}{6,5}$  | $\frac{60}{32}$       | $\frac{10,6}{3,9}$  | $\frac{20}{50}$   | $\frac{106}{39}$   | $\frac{400}{43}$   | $\frac{0,5}{5}$ | $\frac{4000}{430}$ |

которых наиболее вероятен тепловой пробой: токи при повышенной температуре, отсутствие внешнего теплоотвода, максимальные значения статистического распределения токов; для германиевых транзисторов, в которых вероятность теплового пробоя достаточно велика, даются и минимальные значения токов (знаменатель дроби). Внесены также результаты вычисления по формулам напряжений  $U_{кб}^T > U_{кэ}^T$  и токов  $(\alpha_0 I_э)^T$  и  $(BI_б)^T$ .

При анализе данных таблицы принято следующее очевидное положение: если напряжение электрического (лавинного) пробоя меньше напряжения теплового пробоя, условия теплового пробоя не могут быть реализованы.

Формулы и таблицы этого параграфа дают возможность сделать следующие заключения о тепловом пробое в транзисторах. Явление теплового пробоя следует считать характерным только для германиевых транзисторов, и только для случаев, указанных в табл. 5.10

Таблица 5.10

| Область работы транзистора | Схема с ОБ                | Схема с ОЭ  |
|----------------------------|---------------------------|---|
| Область отсечки            | Только мощные транзисторы | Мощные транзисторы<br>Транзисторы малой и средней мощности только при повышенных температурах |
| Область усиления           | —                         | Все транзисторы, только при повышенной температуре  |

Тепловой пробой исключается:

- для кремниевых транзисторов;
- для германиевых транзисторов, для всех случаев, не указанных в табл. 5.10;
- для всех транзисторов в области усиления, в схеме с ОБ;
- для всех транзисторов средней и малой мощностей, при нормальной температуре окружающей среды.

Процесс развития теплового пробоя требует определенного, достаточно большого времени, поэтому при работе транзистора в импульсном режиме вероятность теплового



пробоя резко падает. Зависимость напряжения теплового пробоя и перегрева от длительности импульсов — вопрос еще недостаточно изученный и может быть предметом специального исследования. Здесь же можно отметить следующее. Поскольку тепловой пробой при самых благоприятных условиях в режиме постоянного тока имеет место лишь в ограниченном числе случаев, в импульсном режиме основным ограничивающим фактором будут процессы, связанные с электрическим (лавинным) пробоем.

Резюмируя все сказанное, можно сделать следующие выводы. Все десять напряжений пробоя, указанные в табл. 5.8, связаны между собой через напряжение  $U_{кб0}^T$  для схемы с ОБ, которое определяется по формуле (5.94) или (5.95); для схемы с ОЭ при различных условиях на входе напряжение пробоя  $U_{кэx}^T$  также определяется через  $U_{кб0}^T$ , через коэффициент неустойчивости схемы  $S$  по формуле (5.97). Формула (5.97) — универсальна: она пригодна и для схемы с ОБ, в которой  $S = 1$ . Однако необходимость ее использования должна быть предварительно определена с помощью табл. 5.10, формулы (5.85) для перегрева  $\Delta T_n$  в области отсечки (5.85) и формул (5.91) и (5.93) в области усиления.

### 5.7.2. Электрический пробой

Физические процессы, происходящие в транзисторе при электрическом пробое, достаточно подробно рассмотрены при определении топологии вольтамперных характеристик в области умножения в гл. 2. Там же получены формулы для напряжений пробоя при наилучших условиях ( $I_b = 0$ ); для схемы с общей базой оно равно  $U_{\max}$  (2.45) и при худших ( $I_b = 0$ ) для схемы с общим эмиттером  $U_\alpha$  (2.85). Ниже будут рассмотрены все остальные напряжения пробоя (см. табл. 5.8), связи между ними, области использования и зависимости от внешних условий.

**Область отсечки.** Как показано в гл. 2, для схемы с ОБ максимальное пробивное напряжение коллектор — база

$$U_{кб0} = U_{\max} \quad (5.98)$$

сохраняется при всех условиях на входе транзистора (сопротивление и обратное напряжение между эмиттером и базой). Здесь  $U_{\max}$  — напряжение пробоя изолированно

го  $p$ - $n$  перехода, определяемое формулой (2.45). Аналогичное выражение можно записать и для напряжения пробоя на эмиттерном переходе

$$U_{\text{эб0}} = U_{\text{макс}} \quad (5.99)$$

Для схемы с ОЭ, в соответствии с табл. 5.8, здесь следует рассмотреть напряжения пробоя  $U_{\text{кэ0}}$ ,  $U_{\text{кэR}}$ ,  $U_{\text{кэК}}$  и  $U_{\text{кэз}}$ . Как было отмечено в гл. 2, напряжение  $U_{\alpha}$  характеризуется положением, когда  $\alpha_0 = \alpha_{\text{макс}}$ ,  $d\alpha_0/dI_{\text{К}} = 0$  и  $M\alpha_0 = 1$ ; из последнего условия на основании формул (2.46) и (5.76)  $U_{\alpha}$  определяется однозначно (2.85). Напряжение  $U_{\text{кэ0}}$  определяется состоянием транзистора, когда  $\alpha_0 < \alpha_{\text{макс}}$ ,  $d\alpha_0/dI_{\text{К}} > 0$ , а  $M\alpha_0 = 1 - I_{\text{КМ}}(d\alpha_0/dI_{\text{К}})$ . Это последнее равенство не дает однозначного ответа о величине  $U_{\text{кэ0}}$ , поскольку производная  $d\alpha_0/dI_{\text{К}}$  зависит от типа и даже от малозаметных изменений данных конкретных образцов транзисторов.

В подавляющем большинстве случаев перегиб вольтамперной характеристики при  $I_{\text{б}} = 0$  ( $R_{\text{б}} = \infty$ ) отсутствует или выражен слабо (рис. 5.17) и разница между  $U_{\text{кэ0}}$  и  $U_{\alpha}$  практически может считаться равной нулю, поэтому можно записать:

$$U_{\text{кэ0}} \approx U_{\alpha} = U_{\text{кб0}} \sqrt[n]{\frac{I_{\text{Кб0}}}{I_{\text{Кэ0}}}} \quad (5.100)$$

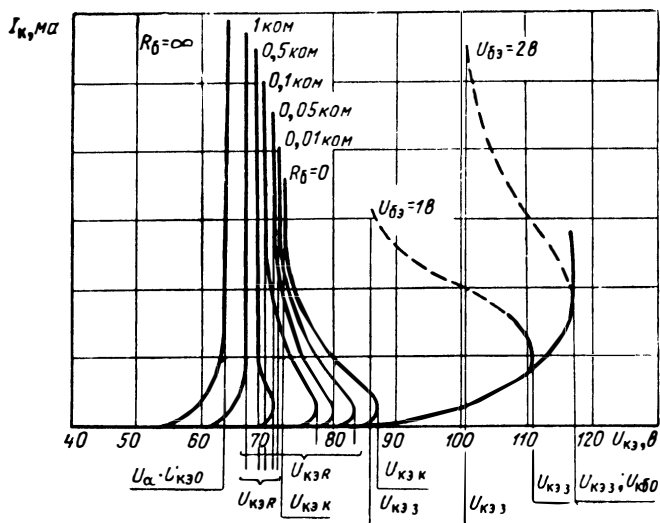
Используя способ, принятый при определении величины  $U_{\alpha}$  и выражения для начальных токов (5.73), (5.77) и (5.78), можно определить величины соответствующих пробивных напряжений  $U_{\text{кэК}}$ ,  $U_{\text{кэR}}$  и  $U_{\text{кэз}}$ , формулы для которых примут вид

$$U_{\text{кэR}} = U_{\text{кб0}} \sqrt[n]{\frac{I_{\text{Кб0}}}{I_{\text{кэR}}}} \quad (5.101)$$

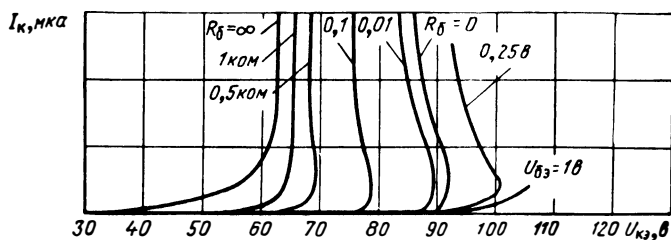
$$U_{\text{кэК}} = U_{\text{кб0}} \sqrt[n]{\frac{I_{\text{Кб0}}}{I_{\text{кэК}}}}$$

$$U_{\text{кэз}} = U_{\text{кб0}} \sqrt[n]{\frac{I_{\text{Кб0}}}{I_{\text{кэз}}}} \quad (5.102)$$

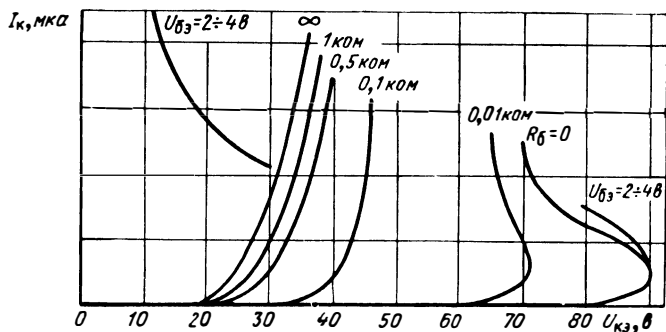
Поскольку эти формулы выведены из условия  $M\alpha_0 = 1$ , напряжения, полученные по ним, соответствуют загибу вольтамперных кривых (рис. 5.17, а, нижняя строка напряжений), а не перегибу (верхняя строка напряжений), т. е. занижены против практически необходимых напряжений.



а)



б)



в)

Рис. 5.17. Участки выходных вольтамперных характеристик в области отсечки для типовых маломощных германиевых (а) и кремниевых (б) и мощных германиевых (в) сплавных транзисторов в схеме с ОЭ.

Отрицательный участок растет с уменьшением сопротивления  $R_b$  (рис. 5.17) и делается максимальным при запирающем напряжении  $U_{бэ}$  на эмиттере, по тому же закону растет и ошибка. Наименьшая ошибка будет в формуле (5.100), затем несколько больше в формулах (5.101) и самая большая — в формуле (5.102), т. е. разница между  $U_{кэб}$

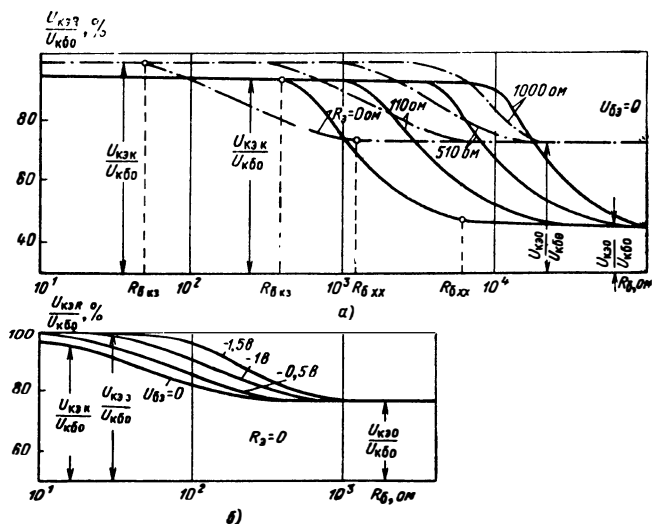


Рис. 5.18. Зависимости пробивного напряжения от сопротивления в цепи базы  $R_b$  при различных сопротивлениях в цепи эмиттера  $R_э$  и запирающих смещениях  $U_{бэ}$ :

— — — мощный кремниевый транзистор, — — — мало мощный германиевый.

и  $U_\alpha$  пренебрежимо мала, между  $U_{кэR}$  загиба и  $U_{кэR}$  перегиба (рис. 5.17, а) по мере уменьшения  $R_b$  растет и наконец при запирании эмиттерного перехода делается максимальной и растет с увеличением запирающего напряжения  $U_{бэ}$ . В этом последнем случае напряжение  $U_{кэв}$  перегиба с меньшей ошибкой может быть принято равным  $U_{кб0}$  (рис. 5.17). Что касается напряжения  $U_{кэк}$  ( $R_b = 0$ ), то его можно принять равным  $0,9U_{кб0}$ . Все эти положения подтверждают рис. 5.18, на котором приведены экспериментально снятые зависимости напряжения пробоя коллектор — эмиттер от сопротивления в цепи базы  $R_b$  при различных запирающих напряжениях  $U_{бэ}$  (а) и сопротивлениях в цепи эмиттера  $R_э$  (б).

Таким образом, уточняются формулы для  $R_6 \gg R_{6 \text{ хх}}$  ( $U_{кв0} \approx U_\alpha$ ), для  $R_{6кз} \gg R_6 \gg 0$ ,  $U_{квк} = 0,9U_{кв0}$  и для запятого транзистора ( $U_{квз} \approx U_{кв0}$ ). Несколько сложнее вопрос с напряжением  $U_{квR}$  при  $R_{6кз} < R_6 < R_{6 \text{ хх}}$ . Рассмотрим его более подробно.

Формула (5.101) для  $U_{квR}$  может быть в соответствии с (5.77) преобразована к виду

$$U_{квR} = U_{кв0} \sqrt[n]{1 - \alpha_0 \frac{\alpha_{0I} + R_6/r_э}{1 + R_6/r_э}}. \quad (5.103)$$

Из формулы следует, что с увеличением  $R_6$  напряжение  $U_{квR}$  падает и при  $R_6 = \infty$  или практически  $R_{6 \text{ хх}}$  делается равным  $U_{кв0}$ ; с уменьшением  $R_6$  до нуля или практически до  $R_{6кз}$  напряжение  $U_{квR}$  становится равным  $U_{квк}$  (рис. 5.18, б, кривые при  $R_э = 0$ ). Для мощных транзисторов, имеющих меньшее  $r_э$ , при прочих равных условиях сопротивление  $R_{6кз}$  должно быть меньше, чем для маломощных, однако для кремниевых по сравнению с германиевыми это положение может быть обратным, поскольку  $r_э$  кремниевых транзисторов (оно соединено последовательно с  $R_6$ ) больше.

Сопротивление  $R_э$  в цепи эмиттера создает отрицательную обратную связь в отличие от  $R_6$ , от которого зависит величина положительной обратной связи в транзисторе. Поскольку падения напряжений на  $R_э$  и  $R_6$  взаимно компенсируют друг друга, то при равенстве этих напряжений условие внутренней положительной обратной связи будет нейтрализовано. Отношение сопротивлений для этого случая.

$$\frac{R_э}{R_6} = \frac{I_б}{I_э} = 1 - \alpha_0. \quad (5.104)$$

Следовательно, с ростом  $R_э$  будет расти и критическое сопротивление  $R_{6кз}$ , что подтверждается кривыми рис. 5.18, б и вообще сопротивление  $R_6$  при условии постоянства напряжения пробоя.

Также в сторону уменьшения внутренней положительной обратной связи будет действовать запирающее напряжение  $U_{бв}$ : чем больше  $U_{бв}$ , тем интенсивнее будут отводиться скапливающиеся в базе неосновные носители, обуславливающие положительную обратную связь и, следовательно, тем большее сопротивление  $R_6$  может быть

включено в цепь базы без опасности снижения пробивного напряжения коллектора (рис. 5.18, а).

Если в формулах (5.100) — (5.102) вместо отношений токов  $I_K/I_{K0}$  взять их приращения или дифференциалы, то можно получить общую формулу для напряжения пробоя в схеме с общим эмиттером  $U_{KЭ x}$  для любых условий на входе:

$$U_{KЭ x} = \frac{U_{KБ0}}{\frac{n}{\sqrt{S}}}, \quad (5.105)$$

$S = dI_K/dI$  — коэффициент нестабильности схемы с транзистором.

С увеличением  $R_б$  растет  $S$  и падает  $U_{KЭ x}$ ; в пределе, при  $R_б = \infty$ ,  $S = 1/(1 - \alpha)$  и  $U_{KЭ x} = U_{KЭ 0}$ . С увеличением  $R_в$  уменьшается  $S$  и растет  $U_{KЭ x}$ . Для схемы с общей базой  $S = 1$  и  $U_{KЭ x} = U_{KБ 0}$ . Все указанные положения, полученные на основании формулы (5.105), подтверждаются и приведенными выше экспериментальными зависимостями (рис. 5.17 и 5.18).

Конечно, следует иметь в виду ошибку, которую дает эта формула для области отсечки, связанную, как это было отмечено, с тем, что она соответствует не перегибу вольт-амперных кривых (верхняя строка данных на оси напряжений рис. 5.17, а), а загибу (нижняя строка). Ошибка уменьшается с ростом  $S$  и увеличивается с его падением. При малых  $S$  напряжения  $U_{KЭ x}$  получаются несколько заниженными.

Если сопротивление  $R_в = 0$ , а  $R_б$  больше  $R_б_{xx}$  или меньше  $R_б_{кз}$ , для определения напряжения пробоя  $U_{KЭ x}$  лучше пользоваться полученными выше упрощенными формулами (табл. 5.11).

Таблица 5.11

| Напряжение<br>база — эмиттер | Сопротивление в базе        |                                |
|------------------------------|-----------------------------|--------------------------------|
|                              | $R_б \geq R_б_{xx}$         | $R_б \leq R_б_{кз}$            |
| $U_{бэ} = 0$                 | $U_{KЭ x} \approx U_\alpha$ | $U_{KЭ x} \approx 0,9 U_{KБ0}$ |
| $U_{бэ} < 0$                 | $U_{KЭ x} \approx U_\alpha$ | $U_{KЭ x} \approx U_{KБ0}$     |

**Область усиления.** Уравнение вольтамперной характеристики в схеме ОБ для области усиления имеет вид (гл. 2)

$$I_K = \alpha I_B + I_{K\beta 0}.$$

При переходе в область умножения

$$I_K = \alpha_0 M I_B + M I_{K\beta 0}. \quad (5.106)$$

Условие пробоя ( $r_K = 0$ ) в этом случае совпадает с условием для области отсечки и напряжение пробоя будет определяться формулой (5.98).

Для схемы с ОЭ уравнение вольтамперной характеристики при заданном токе базы ( $R_b \geq R_{b \text{ xx}}$ ) будет (гл. 2):

$$I_K = \alpha_0 I_B + \frac{I_{K\beta 0}}{1 - \alpha_0}.$$

При переходе в область умножения

$$I_K = \alpha_0 M I_B + \frac{M I_{K\beta 0}}{1 - M \alpha_0}. \quad (5.107)$$

Определим величину сопротивления  $r_K$ . Продифференцировав (5.107) по  $U_{KЭ}$  и опустив промежуточные преобразования, получим

$$\begin{aligned} r_K &= \frac{dU_{KЭ}}{dI_K} = \\ &= \frac{dU_{KЭ}}{dM} \frac{(1 - M \alpha_0) [1 - 2I_K M (d\alpha_0/dI_K)]}{I_{K\beta 0} + 2\alpha_0 I_K (1 - M \alpha_0)}. \end{aligned}$$

Здесь случай, когда  $d\alpha_0/dI_K > 0$  маловероятен, поскольку уже при сравнительно небольшом токе, даже в области отсечки вольтамперные характеристики (рис. 5.17) не имеют отрицательного участка. Если же все-таки при малых токах  $I_B$  это явление будет иметь место, то  $r_K$  будет равно нулю, так же как и в области отсечки, при двух условиях  $M\alpha_0 = 1$  и  $M\alpha_0 < 0$ ; тогда  $d\alpha_0/dI_K = I_K M/2$ .

Основным же режимом транзистора в области усиления следует считать работу на максимальных значениях коэффициента передачи тока ( $\alpha_0 = \alpha_{\text{макс}}$ ) на нисходящей ветви зависимости  $\alpha_0(I_K)$ , т. е. при  $d\alpha_0/dI_K \leq 0$ . В этом случае напряжение пробоя однозначно будет определяться одним условием  $M\alpha_0 = 1$  и формулы (5.101), (5.103) и (5.105), которые для области отсечки давали заниженные значения пробивных напряжений, здесь следует считать более справедливыми и точными, поскольку они выводились именно для этого условия.

Таким образом, формула (5.105) будет основной для определения величины пробивного напряжения коллекторного перехода в области усиления в зависимости от условий на входе транзистора.

Наименьшее напряжение пробоя соответствует режиму постоянного тока базы, т. е.  $R_{б\ x} \leq R_{б} \leq \infty$ . В этом случае  $S = 1/(1 - \alpha_0) \approx B$  [9] и

$$U_{кв\ x} = U_{\alpha} = \frac{U_{кб0}}{\sqrt{B}}. \quad (5.108)$$

Введением отрицательной обратной связи (сопротивления в цепи эмиттера  $R_{э}$  достаточной величины или другие способы [9]) удастся снизить величину  $S$  до 2—4; при меньших величинах схема с ОЭ с одним источником [9] становится неэкономичной и следует применять схему с двумя источниками, т. е. схему с ОБ, в которой  $S = 1$  и, следовательно,  $U_{кв\ x} = U_{кб0}$ .

Понятно, что различные условия наиболее сильно будут влиять на напряжение  $U_{\alpha}$  и их воздействие будет падать при действии отрицательной обратной связи, т. е. с уменьшением коэффициента нестабильности  $S$ .

Как следует из формул (5.100) и (5.108), с ростом тока  $I_{к}$  будет несколько расти  $U_{кв\ x} = U_{\alpha}$  за счет роста напряжения  $U_{кб0}$  (если  $I_{к}$  разогревает переход) и падения  $B$ . Температура же может действовать в сторону как роста  $U_{\alpha}$ , так и его уменьшения. Поскольку  $B$  и  $U_{кб0}$  с ростом температуры растут, скорости их роста могут различаться в обе стороны.

Достаточно широкий эксперимент подтверждает сравнительно слабую, практически пренебрежимую зависимость  $U_{\alpha}$  от тока и температуры, а следовательно, и от длительности импульсов.

Следует отметить одно практически важное обстоятельство. Условие  $I_{б} = 0$  при  $I_{э} > 0$  является необходимым, но недостаточным условием, свидетельствующим о лавинном пробое транзистора, т. е. о напряжении  $U_{\alpha}$ . Компенсация составляющих тока базы, обусловленных рекомбинацией и уходом основных носителей через прямосмещенный эмиттерный переход (для  $p-n-p$  транзистора оба эти тока выходят через базовый вывод) и входящими в базу неосновными носителями (часть тока  $I_{кб0}$ ) через коллекторный переход может иметь место в трех случаях:



— размножения в коллекторе, что соответствует условию  $M\alpha_0 = 1$ , т. е. пробое коллекторного перехода при напряжении  $U\alpha$ ;

— увеличения входящего в базу (для *p-n-p*) тока из-за температуры, а также уменьшения выходящего из базы тока рекомбинации, т. е. роста  $\alpha_0$  и  $I_{KB0}$  с температурой и

— одновременного действия размножения и роста тока с температурой.

Во всех трех случаях ток базы делается равным нулю и затем меняет направление. Обычно говорят, что это соответствует «перевороту фазы» базового тока. Первый случай нами рассмотрен. Третий соответствует комбинации первого и второго, поэтому несколько подробнее рассмотрим второй случай. Он имеет место в транзисторах, в которых достаточно малы составляющие рекомбинации тока базы и электронная (для *p-n-p*) составляющая тока эмиттера и достаточно велика компенсирующая часть тока  $I_{KB0}$ . Таким свойством обладают транзисторы с сильно легированной областью эмиттера (с большой эффективностью эмиттера), с малой рекомбинацией (с большим коэффициентом переноса через базу), т. е. с тонкой базой, и с сравнительно слабо легированной областью коллектора (например, германиевые диффузионно-сплавные).

Поскольку величина компенсирующей коллекторной составляющей растет с температурой, переворот фазы может наступить при некоторой достаточно высокой температуре и при отсутствии размножения в коллекторе. Кроме того, компенсируемые составляющие также зависят от температуры и поэтому одновременно с ростом компенсирующего тока падает компенсируемый. Таким образом, явление переворота фазы сильно зависит от температуры и тока (разогревающего) что и дает возможность дифференцировать его от явления пробоя, практически независимого от температуры.

Явление переворота фазы не представляет опасности для транзистора, но может нарушить работу схемы. Пробой же представляет опасность и для транзистора и для схемы.

Процесс образования и развития лавины при электрическом пробое занимает сотые доли наносекунд, поэтому практически при самых малых длительностях импульсов напряжение пробоя в принципе должно оставаться равным постоянному напряжению пробоя.

Некоторое влияние будет оказывать температура перехода, которая зависит от длительности, формы и скважности импульсов. При этом напряжение в схеме с ОБ ( $U_{кб0}$ ) с укорочением импульса будет понижаться, поскольку температура перехода будет падать, рассеяние электронов будет уменьшаться, длина их свободного пробега увеличиваться и вероятность образования лавины будет возрастать. Практически это снижение можно не принимать во внимание: во-первых, оно незначительно и, во-вторых, оно может быть учтено коэффициентом запаса (§ 5.8). Что касается напряжений в схеме с ОЭ, то импульсы напряжения могут отличаться от постоянных также за счет разогрева и роста в связи с этим коэффициента  $\beta$  или  $B$  транзистора. Худший случай, когда сопротивление в цепи базы  $R_b \geq R_{б хх}(U_\alpha)$ : с укорочением импульсов будет уменьшаться температура, падать  $\beta$  и расти напряжение пробоя. Однако, как отмечено выше, этот рост незначителен, а для некоторых образцов транзисторов отмечается и падение, поэтому следует все напряжения пробоя в схеме с ОЭ считать неизменными для импульсного и для постоянного режимов; некоторые колебания величин этих напряжений могут быть учтены коэффициентом запаса при определении предельно допустимых напряжений.

В заключение необходимо отметить следующее. Напряжение  $U_{кб0}$  как максимальное напряжение, которое выдерживает транзистор и как напряжение, определяющее качество транзистора и величины других его пробивных напряжений, является основным, важнейшим параметром транзистора. Аналогичное напряжение  $U_{вб0}$  имеет несколько меньшую значимость, но также характеризует качество транзистора и является в ряде случаев параметром, необходимым для расчета схем. Напряжение  $U_\alpha$  как пробивное напряжение для наихудших условий работы транзистора в любой области работы (отсечка, усиление) транзистора также является основным, важнейшим параметром транзистора.

Желательным параметром является сопротивление  $R_{бкз}$ , при котором начинается снижение напряжения пробоя по отношению к  $U_{квк}$  и  $R_{б хх}$ , при котором пробивное напряжение становится равным  $U_\alpha$ . В этом смысле следует измерять и  $U_{квк}$  для области отсечки (напряжение перегиба выходной вольтамперной характеристики). Величины  $R_{бкз}$ ,  $R_{б хх}$ ,  $U_{квк}$  и  $U_\alpha$  определяют все характерные точки зави-

симости пробивного напряжения ( $r_k = 0$ ) коллектор — эмиттер  $U_{кэ R}$  от величины сопротивления между базой и эмиттером  $R_б$ .

Все остальные напряжения:  $U_{кэ в}$ ,  $U_{кэ R}$ ,  $U_{кэ 0}$  для области отсечки,  $U_{кэ к}$  и  $U_{кэ R}$  для области усиления — лежат в области между  $U_α$  и  $U_{кб 0}$  (или,  $U_{кв к}$ ), определяются через эти напряжения по формулам, приведенным выше, и поэтому не имеют самостоятельного значения как независимые, основные параметры транзистора.

### 5.7.3. Смыкание коллекторного и эмиттерного переходов

Явление смыкания достаточно широко освещено в литературе [46]. При малых значениях ширины базы  $W$  и сравнительно больших напряжениях на коллекторе области объемных зарядов эмиттера и коллектора, расширяясь, могут сомкнуться, что эквивалентно короткому замыканию между этими электродами. Это явление получило название «прокола» базы. Даже если в схеме имеются ограничивающие сопротивления, прокол может привести к выходу транзистора из строя, так как смыкание произойдет в одной точке, там где ширина базы минимальна; в этом случае весь ток сосредоточится в одном месте, на малой площади будет выделяться большая мощность, произойдет разогрев и соответственно необратимые изменения в структуре транзистора.

Напряжение «прокола» базы или смыкания  $U_{кэ с}$  можно определить по формулам, полученным на основании известных формул, связывающих ширину перехода с напряжением, приложенным к нему [9, 46]:

$$U_{кэ с} = \frac{W_{мин}^2}{2\epsilon\epsilon_0\mu_0\rho_б} \quad (5.109)$$

или

$$U_{кэ с} = \frac{2}{3} \frac{qN_2}{\epsilon\epsilon_0} W_{мин}^2 \quad (5.110)$$

В этих формулах:  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума;  $W_{мин}$  — наименьшая ширина базы транзистора;  $N_2$  — градиент концентрации примеси в базе.

Формула (5.109) справедлива для транзисторов с резким переходом (например, сплавных), где прокол наиболее

вероятен, а (5.110) — для транзисторов с плавным распределением примеси. Следует иметь в виду, что значение  $W_{ср}$ , которое может быть определено из измерений граничной частоты  $f_{\alpha}$ , будет превышать  $W_{мин}$ . Величина этого превышения зависит в основном от метода изготовления транзистора и качества технологии. Наибольшее отличие наблюдается у мощных сплавных транзисторов с большими площадями переходов ( $W_{ср}/W_{мин} = 3 \div 6$ ), у маломощных сплавных транзисторов  $W_{ср}/W_{мин} = 1,5 \div 3,5$ .

Явление смыкания зависит еще и от соотношения удельных сопротивлений базы и коллектора  $\rho_b$  и  $\rho_k$ . При  $\rho_b > \rho_k$  область объемного заряда коллекторного перехода больше распространяется в базу, при  $\rho_b < \rho_k$  — в коллектор. Поэтому часто в сплавных транзисторах, несмотря на большую толщину базы  $W$ , смыкание является причиной, ограничивающей напряжение на коллекторе. Таким образом, явление смыкания характерно для сплавных и тянутых транзисторов, у которых обычно  $\rho_b > \rho_k$ . В сплавно-диффузионных, планарных и других типах транзисторов, имеющих тонкую базу, выполняется условие  $\rho_b < \rho_k$  и  $U_{кэс}$  будет больше, чем напряжения лавинного или термического пробоя.

## 5.8. МАКСИМАЛЬНО ДОПУСТИМЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ

Статистическое распределение максимальных данных, а также необходимость введения коэффициента запаса  $\xi_2$  меньшего единицы, обеспечивающего надежную работу всей совокупности транзисторов с большими напряжениями, требует вместо «опасных» максимальных, установления максимально допустимых данных.

Прежде всего следует еще раз отметить, что в справочники и технические условия на транзисторы нет необходимости вносить все напряжения (см. табл. 5.8), поскольку часть из них мало отличается друг от друга (например,  $U_{\alpha}$  и  $U_{кэо}$ ,  $U_{кэз}$  и  $U_{кбо}$ ), часть — одинаковы ( $U_{кбк}$  и  $U_{кэк}$  и др.), часть должна быть просто учтена при измерениях и наборе статистики для определения соответствующего им параметра ( $U_{кэс}$ ,  $U_{кбо}^T$  и др.), а часть может быть легко вычислена с помощью приведенных формул.

В соответствии с этим в табл. 5.12 приведены необходимые для полной характеристики транзистора максимально допустимые напряжения и пробивные (максимальные)

Таблица 5.12

| Предельно допустимый параметр | Величины, на основании которых устанавливается предельно допустимый параметр |                                 |
|-------------------------------|--|---------------------------------|
|                               | Статистика   | Проверка                        |
| $U_{кб0}$ доп                 | $U_{кб0}$  | $U_{кб0}^T, U_{кэ с}$           |
| $U_{эб0}$ доп                 | $U_{эб0}$  | —                               |
| $U_{\alpha}$ доп              | $U_{\alpha}$   | $U_{кэ0}, U_{кэ х}^T, U_{кэ с}$ |
| $U_{кэ к}$ доп                | $U_{кэ к}$   | —                               |
| $R_{кэ}; R_{б хх}$            | $U_{кэ R} (R_{б})$   | —                               |

напряжения, на основании проверки и измерения которых устанавливается минимальная для данного статистического распределения величина и затем через коэффициент запаса  $\xi$  определяется максимально допустимый параметр.

Кратко методика заключается в следующем. Все напряжения, указанные в графе «статистика», определяются по соответствующим вольтамперным характеристикам, снятым на достаточно коротких импульсах, исключающих разогрев переходов.

Напряжения  $U_{кб0}$ ,  $U_{эб0}$  и  $U_{\alpha}$  определяются по загибу характеристики, при заданном токе коллектора, например при  $I_{к} = (30 \div 50) I_{кэ0}$ , напряжения  $U_{кэ к}$  и  $U_{кэ R}$  — по перегибу характеристики, при  $r_{к} = 0$ . Допустимая величина параметра определяется путем умножения на коэффициент запаса минимальной для данного статистического распределения величины параметра. Минимальная величина параметра определяется заводом-изготовителем транзисторов на основании технологических разбросов и процента выхода годных приборов.

Коэффициент  $\xi$  зависит от назначения и типа транзистора, статистического распределения максимального параметра, дисперсии, математического ожидания и окончательно устанавливается путем проведения дополнительных

стендовых испытаний (срок службы) при выбранной величине максимально допустимого напряжения.

При определении  $U_{кб о}$  и  $U_{\alpha}$  их величины сравниваются с параметрами, указанными в графе «проверка» табл. 5.12, по которым один раз, при освоении в производстве, также набирается статистика. В случае если эти параметры будут ограничивать напряжение пробоя, по ним будет определяться максимально допустимый параметр.

Сопротивления  $R_{бк в}$  и  $R_{б хх}$  определяются на основании установления средней кривой зависимости  $U_{кэ R}$  от  $R_{б}$ , соответствующей кривой наибольшей вероятности статистически снятого семейства, нанесенного на один общий график.

На основании изложенного можно записать соотношения, связывающие максимальные и максимально допустимые напряжения:

$$\begin{aligned} U_{кб0 \text{ доп}} &= \xi_2 U_{кб0}, & U_{\alpha0 \text{ доп}} &= \xi_2 U_{\alpha0}, \\ U_{\alpha \text{ доп}} &= \xi_2 U_{\alpha}, & U_{кэ к \text{ доп}} &= \xi_2 U_{кэ к}. \end{aligned} \quad (5.111)$$

#### 5.9. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ФОРМУЛ, ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК И ЗАВИСИМОСТЕЙ ПРЕДЕЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ РАСЧЕТА СХЕМ И РЕЖИМОВ ИХ НАДЕЖНОЙ РАБОТЫ

Расчет и определение режимов надежной работы схемы при использовании транзистора на предельно допустимых токах и напряжениях и максимально допустимых мощностях относятся к наиболее трудным и вместе с тем наиболее важным разделам расчета схем аппаратуры на полупроводниковых приборах.

Ряд положений, рассмотренных в настоящей главе, формул и выводов не может быть использован при расчетах схем без дополнительного обобщающего материала. Так, например, для определения безопасного, надежного режима работы оказывается недостаточным знать предельно допустимые значения мощностей, напряжений и токов. Все они должны быть рассмотрены в совокупности с определением границ действия каждого максимального (или минимального) параметра на всем поле выходных вольтамперных характеристик. Поэтому ниже будет уделено специальное внимание *областям* безопасной работы транзистора.

Знание областей безопасной работы само по себе еще не дает возможности рассчитать надежный режим работы транзистора при различных нагрузках в цепи его коллектора. Для этого потребуются умение найти форму и особенности динамических характеристик в зависимости от вида нагрузки и нанести эту характеристику на поле статических характеристик. Поэтому значительную часть настоящего параграфа составляет материал, посвященный динамическим характеристикам и особенно характеристикам при комплексной нагрузке в коллекторе, по которым сведений в отечественной литературе еще недостаточно.

Наконец, никакие расчеты не приведут к желаемым результатам, если отвод тепла от транзистора будет недостаточным, если тепловые контактные сопротивления будут велики, а теплоотводы не будут рассеивать в окружающую среду необходимые мощности. В последнем случае возрастает вероятность возникновения теплового пробоя, который резко снижает надежность аппаратуры и с трудом поддается учету. Несмотря на то, что вопрос о теплоотводах широко освещен в литературе, специфическим сторонам его в настоящем параграфе также уделяется внимание.

### 5.9.1. Области безопасной работы и надежность

Для определения областей безопасной работы на семейство выходных вольтамперных характеристик наносятся границы, положение которых определяется с помощью формул настоящей главы и частично по формулам, приведенным в предыдущих главах.

На рис. 5.19 показано семейство вольтамперных характеристик мощного германиевого транзистора с нанесенными на него границами области безопасной работы. Для наглядности на осях и характеристиках даются реальные примерные величины токов и напряжений.

Левая граница определяется линией насыщения или сопротивлением насыщения. Нижняя граница в зависимости от условий на входе транзистора проходит по линиям  $I_{кэ 0}$ ,  $I_{кэ к}$ ,  $I_{кэ з}$  или  $I_{кб 0}$ .

Верхняя граница определяется величинами  $I_{км доп}$ ,  $I_{кtn доп}$ ,  $I_{кт доп}$ ,  $P_M доп$  и  $P_m доп$ , т. е. меняет положение в зависимости от режимов работы:  $P_m$  и  $I_{к m}$  соответствует стационарному режиму и работе в области усиления,  $P_m$  и  $I_{кm н}$  — стационарному режиму в области насыщения;

$\dot{P}_M$  и  $\dot{I}_{KM}$  — импульсному режиму (в данном случае  $t_{и1} = 50$  мсек). В зависимости от схемы включения граница проходит либо по линиям  $P_M$  и  $P_m$  (схема с общей базой), либо опускается, приближаясь к нижней границе (схема с общим эмиттером).

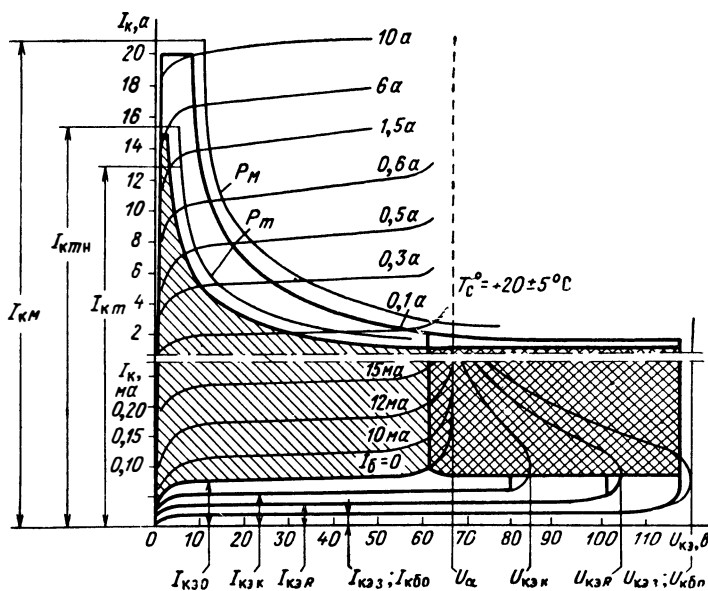


Рис. 5.19. Области безопасной работы (заштрихованы) мощного германиевого транзистора для схем с ОБ и ОЭ (без области, заштрихованной в клетку).

Положение границ (жирные линии) зависит от рода работы (стационарный или импульсный режимы) и условий на входе транзистора.

Правая граница определяется соответствующим максимально допустимым напряжением коллектора и передвигается в зависимости от условий на входе.

Таким образом, область безопасной работы будет больше: в схеме с ОБ (добавляется заштрихованная в клетку область); при снижении сопротивления между базой и эмиттером  $R_б$  (отодвигается вправо правая граница и опускается нижняя); при импульсной работе (поднимается линия мощности и тока); в режиме насыщения (поднимается линия тока); при более низкой температуре окружающей среды



$T^{\circ}$  и перехода  $T_{п}^{\circ}$  поднимаются линии мощности и токов.

При работе транзистора на токах, напряжениях и мощностях, близких к максимально допустимым, становится заметной связь надежности транзистора с режимом его работы. Практическая значимость этого вопроса чрезвычайно велика, поэтому рассмотрим несколько подробнее причины, определяющие влияние режима на надежность транзистора, а следовательно, на надежность всей аппаратуры в целом.

Реальный транзистор обязательно будет иметь различные несовершенства структуры, в результате которых при определенных невыгодных режимах работы он либо немедленно выходит из строя, либо будет постепенно ухудшать свои параметры. В первом случае говорят о катастрофических отказах ( $\lambda$ ), во втором — о деградационных.

Рассмотрим несколько примеров, связанных с катастрофическими отказами. Обычно длина диаметра проволоки, соединяющей электроды транзистора с выводами, не постоянна. При малой толщине этой проволоки участки с уменьшенным диаметром имеют заметно большее сопротивление, могут разогреваться, а при определенных, достаточно больших величинах токов, будут перегорать.

При охлаждении транзисторов между его областями возникают механические напряжения и могут появиться неоднородности структуры, трещины и т. д., увеличивающие начальные токи  $I_{кб о}$  или  $I_{об о}$ . Особенно заметно это явление на сплавных мощных транзисторах с большими площадями переходов. Как было показано выше, увеличение токов ведет к снижению пробивных напряжений. Если режим выбран с недостаточными запасами, транзистор будет пробит и выведен из строя.

Выше было отмечено, что неравномерности в структуре транзистора приводят к кумуляции тока, особенно при работе в импульсных режимах. В областях повышенной плотности тока, например при индиевом сплаве эмиттера, последний может расплавиться и начинается процесс растворения германия в сплаве индий — германий. Фронт жидкой фазы продвигается вдоль области повышенной плотности тока через область базы к коллектору. После продвижения жидкой фазы в базе остается проводящий мостик, закорачивающий эмиттер с коллектором. Транзистор выходит из строя. Этого явления можно избежать, увеличив запас

по току, изменив форму импульсов тока и т. д., т. е. опять-таки правильно выбрав режим работы \*)

Катастрофические отказы транзисторов составляют значительный процент от общего числа отказов [107].

Большое число отказов аппаратуры составляют деградационные отказы, связанные в основном с изменением состояния поверхности полупроводника, при воздействии напряжений, токов и особенно температуры (мощности).

Состояние потенциального рельефа поверхности обуславливает величину скорости поверхностной рекомбинации и, следовательно, величины коэффициента передачи тока, начальных токов и в конечном итоге может привести и к снижению пробивного напряжения и к катастрофическому отказу. Материалы, приведенные в работе [107], показывают характерную зависимость числа отказов  $\lambda$  от режима: установлено, что при приближении мощности или температуры к максимальным значениям  $\lambda$  резко возрастает, для более низких значений этих параметров надежность практически не меняется.

Отсюда может быть сделан следующий вывод. Чтобы повысить надежность работы транзистора, область безопасной работы (рис. 5.19) желательно еще уменьшить, снизив на 15—20% [107] токи, напряжения и мощности по сравнению с максимально допустимыми (верхняя и правая границы области).

Все случаи, встречающиеся в практике, трудно учесть, однако можно сформулировать одно общее положение: динамическая характеристика во всем рабочем диапазоне токов и напряжений нигде не должна пересекать границы (жирные линии на рис. 5.19) области безопасной работы.

Остается вопрос, связанный с формой динамической характеристики и со способом ее определения. Из огромного разнообразия практических случаев можно выделить четыре основных: активная нагрузка в коллекторе, активно-индуктивная, активно-индуктивно-емкостная и активно-емкостная. Поскольку первый случай рассмотрен в литературе достаточно полно, ниже будут проанализированы только три последних случая.

---

\*) Более подробно эти явления рассмотрены в работах [92, 99, 143, 144].

### 5.9.2. Динамические характеристики

Здесь будет рассмотрена схема ключа, в которой транзистор используется в наиболее широком диапазоне токов и напряжений, при включении транзистора по схеме с ОЭ, поскольку другие схемы — нерациональны (гл. 2).

Рядом авторов [52, 108—110] рассмотрена работа транзистора как идеального источника тока на комплексную нагрузку при прямоугольной форме импульсов, поступающих в базу, малых постоянных времени нарастания и спада тока коллектора и большой индуктивности нагрузки, достаточной для достижения напряжения лавинного пробоя коллекторного перехода. При таких условиях теоретическая динамическая характеристика  $I_K = f(U_{KB})$  транзистора довольно сильно отличается от реальной. Ниже будет рассмотрен метод расчета динамической вольтамперной характеристики транзисторного ключа с комплексной нагрузкой в коллекторе для реальных условий работы транзистора в областях отсечки, усиления и умножения.

**LR-нагрузка.** На рис. 5.20 приведены принципиальная (а) и эквивалентная (б) схемы для этого случая и семейство вольтамперных кривых для конкретного типового высокочастотного кремниевого транзистора большой мощности.

В запертом состоянии (ток базы равен нулю) через транзистор протекает ток  $I_{KB0}$  и напряжение  $U_{KB}$  близко к величине напряжения источника питания  $E$  (точка А, рис. 5.20). При подаче в базу транзистора отпирающего прямоугольного импульса ток базы будет нарастать по закону

$$i_b = I_b (1 - e^{-t/\tau_{BX1}}),$$

где  $\tau_{BX1}$  — постоянная времени входной цепи, определяющая нарастание тока базы, и рабочая точка из точки А перемещается по вольтамперной характеристике  $I_K(U_{KB})_{i_b=0}$  в точку В — пересечения этой характеристики с характеристикой  $I_K(U_{KB})_{i_b=I_b}$ . Базовый ток изменится от нуля до  $I_b$  за время фронта входного импульса  $t_\phi = (3 \div 5) \tau_{BX}$ , ток коллектора, если это время достаточно мало, а индуктивность велика, практически остается постоянным. Если оно велико или мала индуктивность или действуют и тот и другой фактор вместе, то ток коллектора может измениться и рабочая точка из точки А переместится в любую точку на линии насыщения при токе  $I_b$ , вплоть до точки В. Величина тока коллектора в этой точке соответствует зна-

чению, до которого возрастает ток в индуктивности за время действия импульса  $t_n$ .

Нарастание тока коллектора в области усиления будет происходить по закону

$$I_K \approx \frac{E}{r_L + R_H + r_H} (1 - e^{-t/\tau_{\text{эКВ}}}) = I_0 (1 - e^{-t/\tau_{\text{эКВ}}}). \quad (5.112)$$

Здесь  $\tau_{\text{эКВ}}$  — постоянная времени коллекторной цепи, определяющая процесс нарастания тока коллектора, зависящая

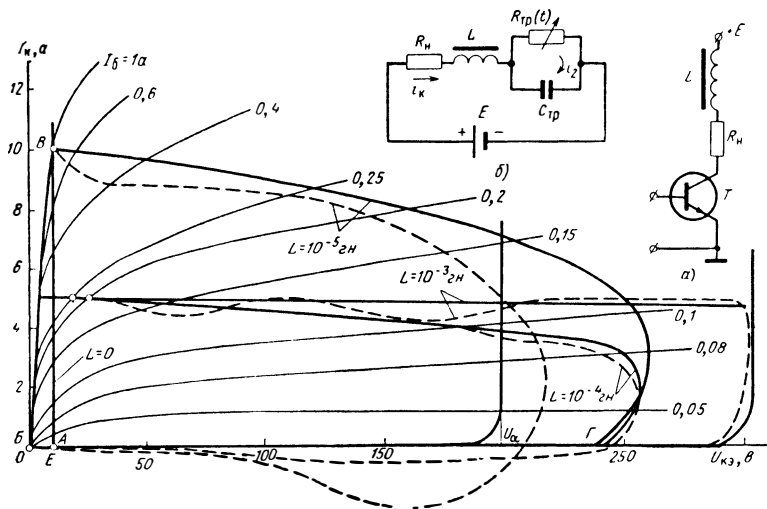


Рис. 5.20. Статические и динамические вольтамперные характеристики, полученные расчетным путем (—) и снятые экспериментально (---) для транзистора в схеме ключа с  $LR$ -нагрузкой: а — принципиальная схема ключа; б — эквивалентная схема ключа.

от постоянных времени: транзистора  $\tau_B$ , цепи нагрузки  $\tau_{\text{нагр}}$  и входной цепи  $\tau_{\text{вх1}}$ .

Выражение (5.112) может быть преобразовано при помощи интеграла Дюамеля [112]:

$$I_K = I_0 \left[ 1 + e^{-t/\tau_B} \frac{\tau_B^2}{(\tau_B - \tau_{\text{вх1}})(\tau_{\text{нагр}} - \tau_B)} - e^{-t/\tau_{\text{вх1}}} \frac{\tau_{\text{вх1}}^2}{(\tau_{\text{нагр}} - \tau_{\text{вх1}})(\tau_B - \tau_{\text{вх1}})} - e^{-t/\tau_{\text{нагр}}} \frac{\tau_{\text{нагр}}^2}{(\tau_{\text{нагр}} - \tau_B)(\tau_{\text{нагр}} - \tau_{\text{вх1}})} \right]. \quad (5.113)$$

На спаде импульса ток базы будет изменяться от  $I_0$  до  $I_{кэ0}$  (точка  $\Gamma$  рис. 5.20) по закону

$$i_{c\downarrow} = I_0 e^{-t/\tau_{вх2}}, \quad (5.114)$$

где  $\tau_{вх2}$  — постоянная времени входной цепи, определяющая спад тока базы.

Для построения динамической характеристики может быть использована эквивалентная схема (рис. 5.20), на которой  $C_{тр}$  и  $R_{тр}(t)$  — эквивалентная емкость и выходное сопротивление транзистора. Можно предположить, что емкость  $C_{тр}$  представляет последовательное соединение емкостей коллекторного и эмиттерного переходов, состоящих каждая из зарядной и диффузионной составляющих. Методы определения этих емкостей подробно рассмотрены в [45], где также показано, что искажения фронта и спада выходного импульса, обусловленные снижением эффективности инжекции из-за действия зарядной емкости эмиттера  $C_в$ , характеризуются постоянными времени  $\tau_а$  и  $\tau_в$ . Таким образом, в последующем наиболее существенное действие емкости  $C_в$  учитывается автоматически. Особенно заметно влияние  $C_в$ , когда переходный процесс в течение сравнительно длительного времени протекает в области отсечки, что имеет место при отпирании нормально закрытого (гл. 4) транзистора медленно нарастающим импульсом тока. Если же переключение транзистора производится мощными импульсами с крутыми перепадами, то время, в течение которого переходный процесс протекает в области отсечки, мало и влияние емкости эмиттерного перехода можно не учитывать.

Емкость коллекторного перехода, например для мощного высокочастотного кремниевого транзистора в схеме с ОЭ, как показывают измерения, колеблется в пределах от 4000 до 10 000  $n\phi$ ; суммарная емкость эмиттерного перехода почти на порядок больше, и ее действием можно пренебречь.

Тогда для токов коллектора  $I_к = 3$  и 10  $a$  эквивалентная емкость транзистора составляет 6000—6400  $n\phi$ .

Выходное сопротивление транзистора в схеме с ОЭ равно отношению  $R_{тр}(t) = U_{кв}(t)/I_к(t)$ . Значение  $R_{тр}(t)$  лежит в пределах от величины сопротивления насыщения (точка  $B$ , рис. 5.20) до величины сопротивления отсечки (точка  $A$ ).

Для эквивалентной схемы рис. 5.20 можно составить систему дифференциальных уравнений:

$$L \frac{di_K}{dt} + i_K R_H + i_2 R_{TP}(t) = E, \quad (5.115)$$

$$L \frac{di_K}{dt} + i_K R_H + \frac{1}{C_{TP}} \int (i_2 - i_K) dt = E. \quad (5.116)$$

Подставляя ток  $i_2$  из (5.116) в (5.115), получим дифференциальные уравнения относительно тока коллектора  $i_K$  и напряжения коллектор — эмиттер  $U_{кэ}$ :

$$L \frac{d^2 i_K}{dt^2} + \left[ R_H + \frac{L}{C_{TP} R_{TP}(t)} \right] \frac{di_K}{dt} + \frac{R_H + R_{TP}(t)}{C_{TP} R_{TP}(t)} i_K = \frac{E}{C_{TP} R_{TP}(t)}, \quad (5.117)$$

$$u_{кэ} = E - L \frac{di_K}{dt} - i_K R_H. \quad (5.118)$$

Значение  $R_{TP}(t)$  определяется как отношение  $U_{кэ}(t)/I_K(t)$  в соответствии с графиком экспериментальных зависимостей (вольтамперных характеристик) в зависимости от времени. Поскольку значение  $R_{TP}(t)$  в каждой точке различно, уравнения (5.117) и (5.118) решаются методом Рунге — Кутта [113] с помощью вычислительной машины. По найденным зависимостям  $i_K(t)$  и  $U_{кэ}(t)$  строятся динамические вольтамперные характеристики  $i_K(U_{кэ})$ .

Характеристики рис. 5.20 получены для значений  $L = 10^{-5}$ ,  $10^{-4}$  и  $10^{-3}$  гн, что соответствует  $\tau_{вх 2} = 2,5 \cdot 10^{-7}$ ,  $15 \cdot 10^{-7}$  и  $25 \cdot 10^{-7}$  сек, напряжения питания  $E = 15$  в и токов коллектора  $I_K = 5$  и  $10$  а. Соответственно трем указанным величинам индуктивности  $L$  максимальные значения напряжения коллектор — эмиттер равны 220, 260 и 300 в.

Несмотря на то, что транзистор работает в схеме с ОЭ, условия на его входе ввиду малого выходного сопротивления (предыдущий каскад) таковы, что максимально допустимое напряжение коллектор — эмиттер близко к напряжению лавинного умножения  $U_{кб 0}$  коллекторного перехода, равного 300 в. Поэтому при построении динамических характеристик в нашем случае следует пользоваться выходными статическими вольтамперными характеристиками транзистора в схеме с ОЭ, экстраполированными прямыми до значения  $U_{кб 0}$ , т. е. как для схемы с ОБ.

При больших индуктивностях ток коллектора почти не спадает, а напряжение коллектор — эмиттер достигает

величины  $U_{кб о}$ . Эквивалентная емкость  $C_{тп}$ , шунтирующая индуктивность, в этом случае оказывает очень слабое влияние на величину напряжения коллектор — эмиттер и форму динамической характеристики.

При малых индуктивностях ток меняет свое направление, достигая определенной величины, а затем спадает до значения  $I_{кв о}$ ; напряжение коллектор — эмиттер при этом уменьшается до величины  $E$ . Максимальное значение инверсного тока зависит от максимального тока коллектора  $I_0$ , индуктивности нагрузки, времени спада импульса и условий во входной цепи. При больших индуктивностях ( $L = = 10^{-3}$  гн) ток в коллекторе не меняет своего направления и после достижения рабочей точкой напряжения  $U_{кб о}$  уменьшается до значения  $I_{кв о}$ . Ток коллектора и напряжение коллектор — эмиттер при индуктивной нагрузке могут достигать больших величин. В этом случае, если транзистор будет «застрывать на фронте» [92], он может быть выведен из строя, и с бóльшей вероятностью, когда напряжение на транзисторе лежит в пределах от  $U_{\alpha}$  до  $U_{кб о}$ . Известно также [101], что при больших токах транзистор может выходить из строя и в результате вторичного пробоя.

Для повышения надежности работы транзистора при  $RL$ -нагрузке максимальный ток следует ограничить: он должен быть меньше тока вторичного пробоя. Если это условие не выполнимо, следует работать с такими длительностями спада, которые были бы меньше времени развития вторичного пробоя (гл. 4).

**$LCR$ -нагрузка.** Принципиальная и эквивалентная схемы и вольтамперные характеристики транзистора с  $LCR$ -нагрузкой приведены на рис. 5.21. При подаче в базу отпирающего импульса рабочая точка из точки  $A$  перемещается в точку  $B$ . Поскольку реактивное сопротивление контура носит индуктивный характер, то траектория рабочей точки будет располагаться в области  $ABB$ .

Для построения динамической характеристики с момента начала спада импульса с использованием эквивалентной схемы рис. 5.21, б составляются дифференциальные уравнения, и находятся выражения для тока коллектора и напряжения коллектор — эмиттер. Эти выражения примут вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{C_{н}} \int i_1 dt + L \frac{di_1}{dt} - \frac{1}{C_{тп}} \int i_{к} dt &= 0, \\ \frac{1}{C_{тп}} \int i_2 dt + R_{тп}(t) i_2 - \frac{1}{C_{тп}} \int i_{к} dt &= 0, \end{aligned} \quad (5.119)$$

$$i_k R_H + \frac{1}{C_{ТР}} \int i_k dt + \frac{1}{C_H} \int i_k dt - \\ - \frac{1}{C_{ТР}} \int i_2 dt - \frac{1}{C_H} \int i_1 dt = E.$$

Аналогично предыдущему, решая эту систему методом Рунге — Кутта на счетной машине, получаем расчетные динамические характеристики. Зависимости рис. 5.21 получены при емкости  $C = 0,1 \text{ мкф}$ , напряжении питания  $E = 15 \text{ в}$  и токах коллектора  $I_K = 5$  и  $10 \text{ а}$ . Подтверждается

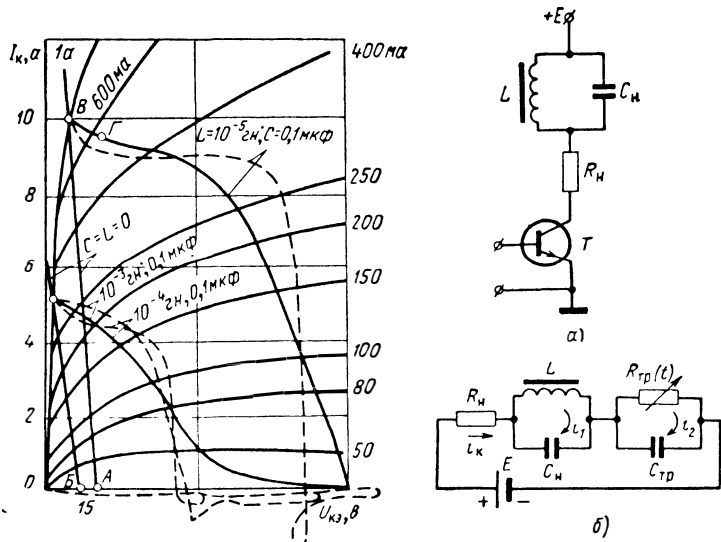


Рис. 5.21. Статические и динамические вольтамперные характеристики, полученные расчетным путем (—) и снятые экспериментально (---) для транзистора в схеме ключа с LCR-нагрузкой:  
 а — принципиальная схема ключа; б — эквивалентная схема ключа.

известное положение: чем больше величина емкости контура, тем меньше максимальное значение напряжения коллектор — эмиттер.

**RC-нагрузка.** На рис. 5.22 приведены принципиальная и эквивалентная схемы транзисторного ключа и его выходные вольтамперные статические и динамические характеристики.

При подаче в базу отпирающего импульса следует рассматривать три случая: 1)  $I_0 B > E/R_H$ , 2)  $I_0 B = E/R_H$ , 3)  $I_0 B < E/R_H$ . В первом случае рабочая точка из точки А переместится в ток В (область насыщения), во втором —



в точку Д (граница областей насыщения и активной), в третьем — в точку Ж (активная область).

В первом случае ток в коллекторе  $I_{CB}$  больше максимального тока в режиме насыщения. В момент поступления отпирающего импульса в базу транзистора источником напряжения для него является конденсатор, который был заряжен до величины  $E$ . Напряжение коллектор — эмиттер по экспоненте спадает до значения остаточного напряжения

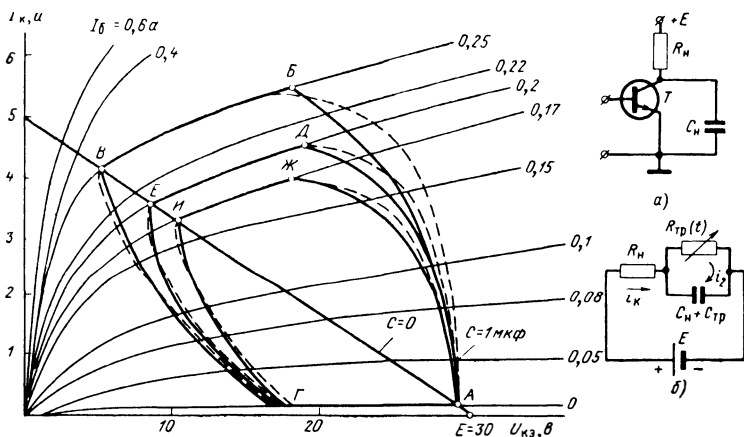


Рис. 5.22. Статические и динамические вольтамперные характеристики, полученные расчетным путем (—) и снятые экспериментально (— — —) для транзистора в схеме ключа с  $RC$ -нагрузкой:

а — принципиальная схема ключа; б — эквивалентная схема ключа.

$U_{кэ}$  н, а ток коллектора сначала увеличивается от значения  $I_{кэ0}$  до  $I_{CB}$ , а затем уменьшается до значения  $I_{кн} \approx E/R_{кн}$  (точка В).

За время фронта импульса рабочая точка переместится из точки А в точку В. Для построения динамической характеристики на участке АВ воспользуемся эквивалентной схемой (рис. 5.22, б), которая остается справедливой и для построения динамической характеристики на участке ВГ. Напряжение коллектор — эмиттер и ток коллектора можно определить из выражений

$$U_{кэ} = E \exp \left[ -\frac{t}{(C_{н} + C_{тр}) R_{экв}} \right],$$

$$i_{к} = \frac{E}{R_{тр}(t)} \exp \left[ -\frac{t}{(C_{н} + C_{тр}) R_{экв}} \right], \quad (5.120)$$

где

$$R_{\text{экв}} = \frac{R_{\text{тр}}(t) R_{\text{н}}}{R_{\text{тр}}(t) + R_{\text{н}}}.$$

Решения этих уравнений находятся также методом Рунге—Кутта с использованием вычислительной машины. Затем рабочая точка из точки *Б* перемещается в точку *В* по вольтамперной характеристике  $I_{\text{к}}(U_{\text{кэ}})_{i_{\text{б}}=I_{\text{б}}}$ . Для построения динамической характеристики на участке *ВГ* составим следующие уравнения:

$$U_{\text{кэ}} = (E - U_{\text{кэ н}}) \left\{ 1 - \exp \left[ - \frac{t}{(C_{\text{н}} + C_{\text{тр}}) R_{\text{экв}}} \right] \right\} + U_{\text{кэ н}}, \quad (5.121)$$

$$i_{\text{к}} = \frac{U_{\text{кэ}}}{R_{\text{тр}}(t)},$$

$U_{\text{кэ н}}$  — напряжение в точке *В*.

Процессы на спаде импульса во втором и третьем случаях аналогичны, за исключением того, что величину  $U_{\text{кэ н}}$  во втором случае надо брать для точки *Е*, а в третьем — для точки *И*. Из точки *Г* рабочая точка перемещается в точку *А* по вольтамперной характеристике  $I_{\text{к}}(U_{\text{кэ}})_{i_{\text{б}}=0}$ , т. е. конденсатор заряжается от источника питания *Е* с постоянной времени  $C_{\text{н}}R_{\text{н}}$ .

Таким образом, имея выходные статические вольт-амперные характеристики транзистора с нанесенными на них областями безопасной и надежной работы и зная параметры схемы ( $L, C, R$ ), можно построить расчетную динамическую характеристику и определить, работает ли транзистор в области безопасной и надежной работы.

Если динамическая характеристика пересекает где-либо границы области безопасной работы, следует так изменить параметры схемы (уменьшить  $L$  или  $I_0$ , увеличить  $C$  или  $\tau_{\text{вх}2}$ ), чтобы вся характеристика укладывалась в безопасную область работы (см. рис. 5.19).

### 5.9.3. Теплоотводы для охлаждения транзисторов

Как отмечалось, надежность работы транзистора в основном определяется температурой *p-n* перехода, с ростом которой растут изменения электрических характеристик, неуправляемые токи и в конечном итоге увеличивается вероятность возникновения пробоя и последующего выхода из строя транзистора. Температура перехода будет тем ниже, чем выше эффективность теплоотвода, т. е.

чем меньше его тепловое сопротивление  $R_{Tc}$  (см. рис. 5.5) по отношению к окружающей среде.

Многообразие конструкций теплоотвода, сложность и многообразные условия эксплуатации затрудняют получение общих, достаточно точных для определения  $R_{Tc}$  формул. Поэтому ниже будет приведен расчет двух наиболее распространенных типов теплоотводов — одиночной пластины и ребристого одностороннего теплоотвода.

Для расчета необходимо задать исходные условия: тип прибора и его мощность рассеяния, максимальную температуру перехода, тепловое сопротивление переход — корпус и температуру окружающей среды. Тепловое сопротивление теплоотвода  $R_{Tc}$  определяется формулой

$$R_{Tc} = \frac{1}{\sigma_T A_T}, \quad (5.122)$$

где  $\sigma_T$  — коэффициент теплоотдачи нагретой поверхности,  $вт/м^2 \cdot ^\circ C$ ;  $A_T$  — поверхность теплоотвода,  $м^2$ .

Температура теплоотвода не равномерна по его площади из-за конечной величины теплового сопротивления материала, из которого выполнен теплоотвод. Поэтому во всех расчетах под температурой  $T_T^\circ$  следует понимать среднеповерхностную температуру

$$T_T^\circ = g [T_{II}^\circ - P_K (R_{PK} + R_{KT})], \quad (5.123)$$

где  $g \leq 1$  — коэффициент, учитывающий неравномерность температурного поля;  $T_{II}^\circ$  — температура коллекторного перехода,  $^\circ C$ ;  $P_K$  — мощность, выделяемая на коллекторном переходе,  $вт$ ;  $R_{PK}$  и  $R_{KT}$ ,  $^\circ C/вт$ .

**Теплоотвод-пластина.** Для расчета используются формулы (5.122) и (5.123). Коэффициент  $\sigma_T$  определяется как сумма конвективного и лучистого  $\sigma_L$  коэффициентов [50, 56]:

$$\sigma_T = \sigma_K + \sigma_L. \quad (5.124)$$

Конвективный коэффициент

$$\sigma_K = C_1 \left( \frac{\Delta T^\circ}{l} \right)^{1/4}, \quad \frac{вт}{м^2 \cdot ^\circ C} \text{ при свободной конвекции,} \quad (5.125)$$

$$\sigma_K = C_2 \left( \frac{v}{l} \right)^{1/2}, \quad \frac{вт}{м^2 \cdot ^\circ C} \text{ при обдуве,} \quad (5.126)$$

перегрев

$$\Delta T = T_T^\circ - T_{c.} \quad (5.127)$$

Здесь  $C_1$  и  $C_2$  — постоянные. В диапазоне перегрева  $\Delta T$  от 20 до  $300^\circ C$   $C_1$  плавно падает от значения 1,4 до 1,245, а  $C_2$  — растет от 2,9 до 3,4;

$l$  — определяющий размер,  $м$ : высота — для вертикальной пластины или наименьшая длина для горизонтальной пластины при естественной конвекции и длина стороны пластины по направлению движения воздуха при обдуве;

$v$  — скорость обдува,  $м/сек$ .

Значение  $\sigma_K$ , полученное из формулы (5.125) для горизонтальной пластины, обращенной нагретой стороной вверх, следует

увеличить на 30%, а при нагретой стороне, обращенной вниз, — уменьшить на 30%.

При наилучших условиях величина  $\sigma_R$  достигает 16—17  $\text{вт}/\text{м}^2 \times \text{°C}$  при естественной конвекции и 80—90  $\text{вт}/\text{м}^2 \cdot \text{°C}$  при обдуве. Лучистый коэффициент

$$\sigma_{\text{л}} = 5,67 \frac{\epsilon_{\text{T}}}{\Delta T} \left[ \left( \frac{T_{\text{T}} + 273}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{\text{с}} + 273}{100} \right)^4 \right] \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{°C}}, \quad (5.128)$$

где  $\epsilon_{\text{T}}$  — степень черноты тепловода; определяется для различных материалов, в зависимости от состояния поверхности по таблицам [50].

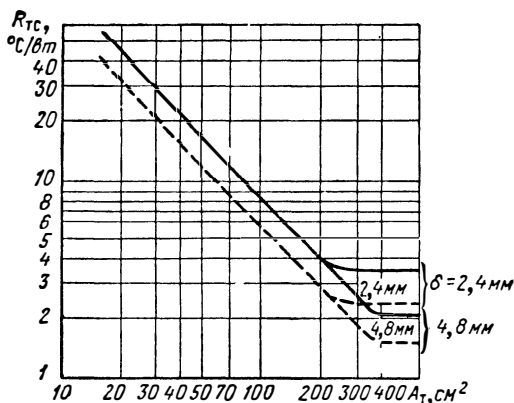


Рис. 5.23. Зависимость теплового сопротивления вертикально расположенной пластины из алюминия от площади, толщины и способа обработки поверхности:

—— — без специальной обработки, — — — отпескоструенная и зачерненная пластина.

При наилучших условиях  $\sigma_{\text{л}}$  не превышает 8—10  $\text{вт}/\text{м}^2 \cdot \text{°C}$ .

Для быстрого определения  $R_{\text{Tc}}$  и ориентации можно воспользоваться графиком рис. 5.23 или табл. 5.13, составленной для пластины площадью около 100  $\text{см}^2$  и толщиной 2,5 мм.

Из приведенных формул, графиков и таблицы следует, что эффективность тепловода резко меняется в зависимости от материала, геометрических размеров пластины и обработки ее поверхности. Площадь пластины имеет предел, после которого  $R_{\text{Tc}}$  не снижается (рис. 5.23).

Определив из формул (5.23) величину  $R_{\text{Tc}}$ , необходимую для рассеяния заданной мощности, из формулы (5.122) получим поверхность тепловода  $A_{\text{T}}$ . Если обе стороны тепловода участвуют в теплоотдаче в окружающую среду, то площадь пластины будет

равна  $\frac{1}{2} A_{\text{T}}$ .

Таблица 5.13

| Материал | Поверхность                         | $R_{Tc}, \text{ } ^\circ\text{C}/\text{см}$ |
|----------|-------------------------------------|---|
| Алюминий | Без специальной обработки           | 7,7   |
| Сталь    | Кадмированная                       | 7,7   |
| Медь     | Без специальной обработки           | 5,8   |
| Медь     | Пескоструйная обработка             | 5,3   |
| Алюминий | Пескоструйная обработка и матировка | 4,8   |
| Медь     | Пескоструйная обработка и чернение  | 4,6   |

*Ребристый теплоотвод.* Целесообразность применения ребристых теплоотводов определяется величиной критерия Био или неравенством

$$\frac{1}{2} \sigma_T \rho_T \delta < 1, \quad (5.129)$$

где  $\rho_T$  — удельное тепловое сопротивление материала;  $\delta$  — толщина ребра, мм.

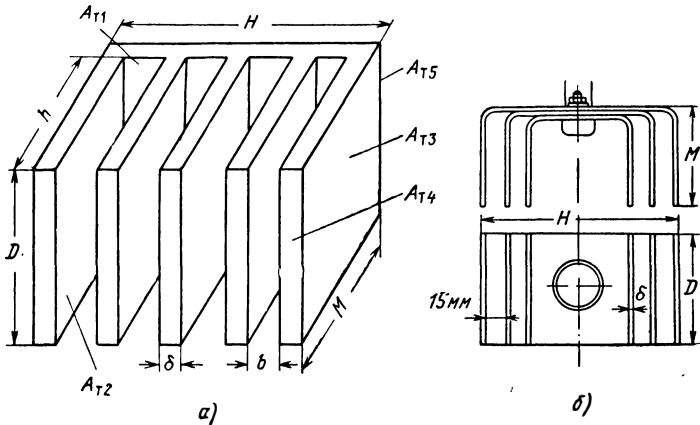


Рис. 5.24. Ребристый теплоотвод:

а — к вопросу о расчете; б — одна из практических конструкций (данные — в табл. 5.16).

Если это неравенство соблюдено, то ребристый теплоотвод будет эффективнее пластины. Поскольку коэффициенты теплоотдачи  $\sigma_T$  различных поверхностей теплоотвода различны, его разбивают на ряд поверхностей [50]. Для одностороннего теплоотвода

(рис. 5.24), имеющего  $n$  ребер,

$$\begin{aligned} A_{T1} &= (n-1) bD; \quad A_{T2} = 2(n-1) hD; \\ A_{T3} &= 2MD, \quad A_{T4} = n\delta(D+2h) + 2(M-h)H; \\ A_{T5} &= DH. \end{aligned} \quad (5.130)$$

Общая площадь теплоотвода будет равна сумме всех этих площадей. Поскольку перегрев  $\Delta T$  всех поверхностей по отношению к окружающей среде будет теперь различен, его следует определить для каждой из поверхностей отдельно.

Для внешних поверхностей  $A_{T3}$ ,  $A_{T4}$  и  $A_{T5}$   $\Delta T$  определяется формулой (5.127). Для внутренних — перегрев будет меньше:

$$\Delta T_i^\circ = T_T^\circ - T_{ic}^\circ = L\Delta T^\circ, \quad (5.131)$$

где  $L$  — безразмерный коэффициент, учитывающий превышение температуры среды между ребрами  $T_{ic}^\circ$  над температурой внешней среды  $T_c^\circ$ ;  $L$  — определяется по таблицам, через величину  $\eta$  по формуле [50]

$$\eta = C_3 b \left( \frac{\Delta T}{D} \right)^{1/4}, \quad (5.132)$$

$b$  и  $D$  — в мм (рис. 5.24).

Значения  $C_3$  и  $L$  даются табл. 5.14 и 5.15 (для воздуха)

Таблица 5.14

|                                  |       |       |       |       |       |       |
|----------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $\Delta T^\circ, ^\circ\text{C}$ | 0     | 20    | 40    | 60    | 80    | 100   |
| $C_3$                            | 0,395 | 0,375 | 0,360 | 0,350 | 0,335 | 0,325 |
| $\Delta T^\circ, ^\circ\text{C}$ | 120   | 140   | 160   | 200   | 240   | 280   |
| $C_3$                            | 0,315 | 0,303 | 0,293 | 0,280 | 0,260 | 0,250 |

Таблица 5.15

|        |   |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
|--------|---|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $\eta$ | 0 | 0,2   | 0,5   | 0,8   | 1,0   | 1,5   | 2,0   | 2,5   | 3,0   | 3,5   | 4,0   |
| $L$    | 0 | 0,095 | 0,245 | 0,390 | 0,480 | 0,680 | 0,815 | 0,895 | 0,935 | 0,960 | 0,980 |

Для внешних поверхностей  $A_{T3}$ ,  $A_{T4}$  и  $A_{T5}$  коэффициенты теплопередачи  $\sigma_K$  и  $\sigma_L$  будут определяться формулами (5.125) и (5.128).

Для внутренних поверхностей  $A_{T1}$  и  $A_{T2}$

$$\sigma_{Ki} = \sigma_K L \quad (5.133)$$

в

$$\sigma_{ли} = \sigma_{л\Phi}, \quad (5.134)$$

$$\Phi = \frac{b}{b + 2M}, \quad (5.135)$$

$\Phi$  — безразмерный коэффициент, учитывающий взаимный подогрев внутренних поверхностей ребер.

Суммарная теплоотдача внутренних частей теплоотвода:

$$\sigma_{Ti} = \sigma_{Ki} + \sigma_{ли}. \quad (5.136)$$

На основании формулы (5.122) можем записать

$$\frac{1}{R_{Tc}} = \sigma_T (A_{T3} + A_{T4} + A_{T5}) + \sigma_{Ti} (A_{T1} + A_{T2}). \quad (5.137)$$

Как и в предыдущем случае, определив из формулы (5.23) величину  $R_{Tc}$ , из формул (5.124), (5.125), (5.128), (5.133) — (5.136) коэффициенты теплоотдачи внутренних и внешних частей теплоотвода  $\sigma_{Ti}$  и  $\sigma_T$  по формулам (5.130) и (5.137), предварительно задавшись некоторыми величинами, найдем остальные геометрические данные теплоотвода. Достаточно эффективная и простая конструкция ребристого теплоотвода показана на рис. 5.24, б, а его данные в табл. 5.16.

Таблица 5.16

| Число пластин | Примерные размеры, мм |     |     |          | Тепловое сопротивление $R_{Tc}$ , °C/вт |
|---------------|-----------------------|-----|-----|----------|---|
|               | $H$                   | $D$ | $M$ | $\delta$ |   |
| 2             | 65                    | 80  | 40  | 2,5      | 4,0                                     |
| 3             | 90                    | 90  | 40  | 2,5      | 3,0                                     |
| 3             | 90                    | 100 | 50  | 2,5      | 2,0                                     |
| 3             | 100                   | 100 | 80  | 3,0      | 1,5                                     |
| 3             | 100                   | 150 | 80  | 3,6      | 1,0                                     |

Могут быть рекомендованы следующие величины:  $D = 30$ — $50$  мм,  $\delta = 0,5$ — $0,8$  мм для меди,  $1,0$ — $1,6$  мм для алюминия и  $b = 10$  мм. Величина теплового сопротивления  $R_{K T}$  — корпус — теплоотвод настолько сильно влияет на надежность, что этот вопрос заслуживает специального внимания.

Крепление транзистора к теплоотводу должно обеспечить надежный тепловой контакт; недопустимы перекосы, плохо притертая поверхность, заусенцы, царапины и грязь в тепловом контакте, недостаточно плотное соединение. Перепад температур здесь может колебаться от 1 до  $40^\circ\text{C}$ .

Таблица 5.17

| Тепловой контакт корпус — теплоотвод     | Тепловое сопротивление, $^{\circ}\text{C}/\text{вт}$ |
|--|--|
| Без прокладки                            | $R_{\text{Кс}}$                                      |
| То же с заполнителем                     | $R_{\text{Кс}} - 0,2$                                |
| С прокладкой из оксидированного алюминия | $R_{\text{Кс}} + 1,4$                                |
| То же с заполнителем                     | $R_{\text{Кс}}$                                      |
| С прокладкой из слюды толщиной 40 мкм    | $R_{\text{Кс}} + 2,5$                                |
| То же с заполнителем                     | $R_{\text{Кс}} + 0,5$                                |

Примечание. Цифры соответствуют величине  $R_{\text{Кт}}$ .

Еще лучшие результаты можно получить, не применяя прокладок при электрической изоляции самого теплоотвода от корпуса аппаратуры.

Тепловой контакт транзистора и теплоотвода ( $R_{\text{Кт}}$ , рис. 5.5) улучшает пленка из невысыхающего масла (табл. 5.17) или тонкая фольга из мягкого металла. Можно припаять транзистор к теплоотводящей поверхности при помощи сплавов, имеющих низкую температуру плавления ( $60-30^{\circ}\text{C}$ ). Пайка должна быть по всей теплоотводящей поверхности корпуса транзистора.

Не допускается сверление отверстия в радиаторе, общего для всех выводов транзистора, так как это увеличивает  $R_{\text{Кт}}$ . Необходимо сверлить отверстия самого малого диаметра, допустимого с точки зрения отсутствия замыкания между выводами, причем под каждый вывод отдельно. Не допускается раззенковка отверстий со стороны теплового контакта. Обязательно крепление транзистора при помощи всех винтов. Не допускается крепление двумя или тремя винтами, если транзистор сконструирован с креплением под четыре винта.

Необходимость хорошего теплового контакта между корпусом транзистора и теплоотводом видна из следующего примера. Если в место соединения попала пыль с фракциями 2—4 мкм или при недостаточном тщательном креплении образовалась щель таких размеров, то вследствие низкой теплопроводности воздуха (она в 10—15 раз выше, чем у слюды) сопротивление  $R_{\text{Кт}}$  (щель, наполненная воздухом) составит  $0,5-0,7^{\circ}\text{C}/\text{вт}$ . При тепловом сопротивлении теплоотвода ( $R_{\text{Тс}} = 1,5^{\circ}\text{C}/\text{вт}$ ) его величина возрастает примерно на 30%; на столько же снизится максимально допустимая мощность



рассеяния. Транзистор, обладающий высокими качествами, из-за плохого крепления к теплоотводу выйдет из строя. Щель может быть и больше, а теплоотвод может иметь  $R_{тс}$  меньше  $1,5^\circ C/cm$ , тогда параметры транзистора ухудшатся еще больше. Чем лучше теплоотвод, тем больше внимания должно быть уделено тепловому контакту.

При необходимости изолировать транзистор от корпуса применяют прокладки из слюды, полихлорвиниловой пленки, бакелитового лака, оксидированного алюминия и др. Слюду тоньше 15—20 *мкм* применять не рекомендуется, так как она может быть повреждена при затягивании крепящих болтов. Прокладки увеличивают тепловое сопротивление  $R_{кт}$  на величину теплового сопротивления  $R_{пр}$ .

Для снижения теплового сопротивления  $R_{пр}$  прокладки следует увеличивать ее площадь. В этом случае транзистор крепится к медной массивной шайбе (с малым  $R_{т}$ ) с диаметром, большим чем основание корпуса транзистора, при соблюдении всех условий хорошего теплового контакта (малое  $R_{кт}$ ). Изолирующая прокладка устанавливается между шайбой и теплоотводом.

В табл. 5.17 приведены ориентировочные данные по прокладкам  $R_{кс}$  и  $R_{кт}$  с заполнителем (силиконовое масло повышенной вязкости) и без него.

## Глава 6

### ПАРАМЕТРЫ МИКРОРЕЖИМА

В настоящее время вопрос о снижении потребляемых мощностей становится все более актуальным. Низкий уровень потребляемой мощности позволяет свести к минимуму рассеивание тепла в схемах. Следовательно, появляется возможность получить большую плотность размещения элементов. Кроме того, применение устройств, работающих при пониженных потребляемых мощностях, значительно снижает габариты и вес источников питания, а также повышает надежность и экономичность.

Использование транзисторов в микромощных схемах вызывает ряд трудностей, прежде всего связанных с ухудшением при переходе из номинального режима работы в микрорежим ряда эксплуатационных параметров. Так, при снижении рабочих токов резко уменьшается коэффициент усиления, возрастает влияние обратных токов переходов, увеличивается входное сопротивление, снижается быстродействие и т. д. Однако микрорежим в транзисторах, помимо перечисленных выше основных преимуществ, обладает и другими положительными свойствами: уменьшение коэффициента шума, уменьшение разброса некоторых параметров, меньшая зависимость основных параметров от напряжения на коллекторе.

Для качественного использования транзисторов в микрорежиме, естественно, необходимо знать параметры и их зависимости, свойственные микрорежиму в транзисторах.

Специфика работы транзистора в микрорежиме во многом определяется особенностями работы эмиттерного перехода при малых положительных смещениях, которые влияют на большинство эксплуатационных параметров тран-

зистора. В связи с этим естественно проанализировать процессы в  $p$ - $n$  переходе, что позволит приступить к рассмотрению параметров и свойств транзистора в микрорежиме.

### 6.1. ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Интерес, проявляемый рядом исследователей за последние годы к физическим особенностям работы  $p$ - $n$  перехода для малых положительных смещений, в основном, обуславливается необходимостью создания активного полупроводникового элемента, призванного работать на малых уровнях потребляемых мощностей. Одна из основных причин этого резкое падение коэффициента усиления транзистора при переходе рабочей точки в микроамперный диапазон токов.

Теоретическая картина процессов в  $p$ - $n$  переходе для описываемого режима впервые была представлена в работе [58]. Изложенная там теория соответствует статистике рекомбинации и генерации носителей зарядов в полупроводниках. Тепловая генерация и рекомбинация неравновесных носителей заряда в области пространственного заряда  $p$ - $n$  перехода создают рекомбинационный и генерационный \*) токи в переходе, которые вместе с диффузионным током (идеальная составляющая) и токами утечки по поверхности кристалла составляют общий ток  $p$ - $n$  перехода.

Для определения рекомбинационной и генерационной составляющих тока удобно использовать теорию статистики рекомбинации и генерации Шокли—Рида—Холла [59—61], где скорость генерации и рекомбинации определяется как

$$s = \frac{pn - n_i^2}{(n + n_1) \tau_{p0} + (p + p_1) \tau_{n0}}. \quad (6.1)$$

В формулу (6.1) входят следующие соотношения:

$$\begin{aligned} p_1 &= n_i \exp \frac{E_i + E_t}{kT}, \\ n_1 &= n_i \exp \frac{E_t - E_i}{kT}, \\ p &= n_i \exp \frac{\Phi_p - \Psi}{kT}, \\ n &= n_i \exp \frac{\Psi - \Phi_n}{kT}, \end{aligned} \quad (6.2)$$

\*) Какой из токов будет протекать — рекомбинационный или генерационный — определяется в зависимости от того, какой процесс преобладает в переходе: рекомбинация или генерация.

где  $\tau_{p0}$ ,  $\tau_{n0}$  — время жизни электронно-дырочных пар в полупроводнике резко выраженного  $p$ - и  $n$ -типа соответственно;  $E_i$  — энергия уровня Ферми в собственном полупроводнике;  $E_t$  — энергия уровней ловушек;  $\Phi_p$ ,  $\Phi_n$  — квазиуровни Ферми для дырок и электронов;  $\psi$  — энергия уровня Ферми для примесного полупроводника;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура по Кельвину;  $n_i$  — концентрация электронов в собственном полупроводнике;  $q$  — заряд электрона.

Знак «плюс» в правой части (6.1) указывает на то, что в полупроводнике преобладает рекомбинация, знак «минус» — генерация электронно-дырочных пар.

При приложении к  $p$ - $n$  переходу положительного напряжения в запирающем слое преобладает процесс рекомбинации, поскольку возрастает концентрация электронов и дырок [38, 62]:

$$np = n_i^2 \exp \frac{\Phi_p - \Phi_n}{kT}. \quad (6.3)$$

В установившемся режиме место прорекомбинировавших электронно-дырочных пар занимают электроны и дырки, прибывающие соответственно из  $n$ - и  $p$ -областей. В замкнутой внешней цепи протекает ток, являющийся током основных носителей.

Общий ток рекомбинации в переходе можно найти, проинтегрировав выражение для скорости рекомбинации по всему объему пространственного заряда:

$$I_p = q \int_V s \, dx \, dy \, dz. \quad (6.4)$$

Однако, поскольку определить функциональную зависимость величин, входящих в (6.1), крайне трудно, обычно ограничиваются решением задачи для одномерной модели  $p$ - $n$  перехода. При малых и средних значениях положительного напряжения на переходе плотность рекомбинационного тока можно представить в виде

$$j_p = j_{p0} \exp \frac{\Phi_p - \Phi_n}{NkT}, \quad (6.5)$$

где  $N = 2$ .

Поскольку рекомбинационный ток в  $p$ - $n$  переходе является током основных носителей, удобно представить его как ток, текущий через нелинейное сопротивление

утечки, которое включено параллельно идеальному переходу. Учитывая таким образом рекомбинационный ток, можно представить коэффициент инжекции  $p$ - $n$  перехода как

$$\gamma = 1 - \frac{I_{p \text{ диф}} + I_p}{I_{p \text{ диф}} + I_{n \text{ диф}} + I_p}, \quad (6.6)$$

где  $I_{p \text{ диф}}$ ,  $I_{n \text{ диф}}$  — дырочная и электронная составляющие диффузионного тока соответственно.

Сопоставление величин рекомбинационной и диффузионной составляющих тока в германиевых и кремниевых  $p$ - $n$  переходах показывает, что при отрицательных и малых положительных смещениях рекомбинационный ток для  $p$ - $n$  переходов из германия значительно меньше (не менее чем на три порядка), чем диффузионный, а для переходов из кремния наоборот: рекомбинационный ток при тех же условиях является основным.

Вольтамперную характеристику  $p$ - $n$  перехода при малых положительных смещениях удобно исследовать, используя транзисторную структуру. В этом случае предметом исследования является эмиттерный переход, а коллекторный переход, являющийся экстрагирующим для неосновных носителей, разделяет диффузионную составляющую тока от рекомбинационной. Для микрорежима рекомбинацией в базе для диффузионных транзисторов в первом приближении можно пренебречь.

Германиевые транзисторы нельзя использовать для работы в микрорежиме из-за больших значений обратных токов переходов транзистора. Из кремниевых транзисторов, серийно выпускаемых отечественной промышленностью, лучшими параметрами и характеристиками для работы в микроамперном диапазоне токов обладают приборы, изготовленные по планарной технологии методом двойной диффузии. Такие транзисторы обладают малыми обратными токами (единицы и десятые доли наноампера) и тонкой базой (1—2  $\mu\text{м}$ ). При хорошей герметизации приборов защитная пленка  $\text{SiO}_2$  позволяет получить от маломощных планарных структур обратные токи менее 1  $\text{нА}$ .

На рис. 6.1, а приведены зависимости токов коллектора и базы от напряжения база — эмиттер для кремниевого планарного транзистора типа КТ312. В исследуемом образце обратные токи переходов при напряжении 1  $\text{В}$  имели значения менее 1  $\text{нА}$ . Ход зависимостей на рис. 6.1, а свидетельствует о малых величинах токов утечки. Это следует,

во-первых, из линейности зависимости  $I_K$  (масштаб зависимостей по оси ординат — логарифмический) и, во-вторых, из того, что величина, обратная наклону  $I_K$ , равна  $\varphi_T = kT/q$  [66]. Линейный характер зависимости  $I_K = f(U_{бэ})$  дает возможность заключить, что в микрорежиме коэффициент усиления транзистора практически не зависит от величины коэффициента переноса неосновных носителей через базу.

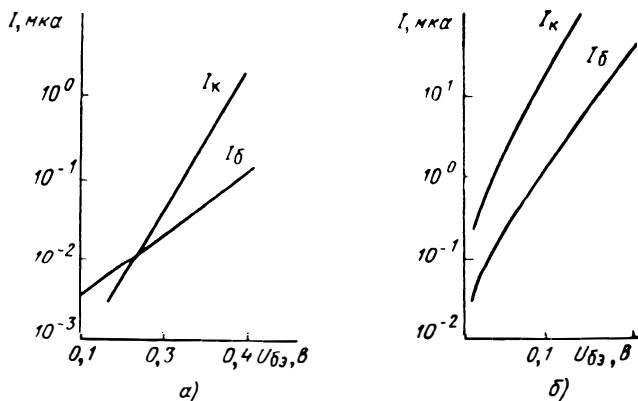


Рис. 6.1. Зависимости  $I_K$  и  $I_б = f(U_{бэ})$  для транзисторов типа КТ312 (а) и ГТ109 (б).

Учитывая, что коллекторный переход экстрагирует из базы только избыточные неосновные носители, можно записать для токов коллектора и базы:

$$\begin{aligned}
 I_K &= I_{n \text{ диф}} = I_{n0} \exp \frac{U_{бэ}}{\varphi_T}, \\
 I_б &= I_{p \text{ диф}} + I_p = \\
 &= I_{n0} \exp \frac{U_{бэ}}{\varphi_T} + I_{p0} \exp \frac{U_{бэ}}{N\varphi_T}.
 \end{aligned} \tag{6.7}$$

Поскольку зависимость  $I_б = f(U_{бэ})$  на рис. 6.1, а носит линейный характер (по оси ординат логарифмический масштаб) и наклон этой зависимости меньше  $\varphi_T$ , можно сделать вывод, что в данном случае рекомбинационная составляющая тока базы значительно превосходит по величине диффузионную составляющую. Наклон зависимости  $I_б$  в приведенных на рис. 6.1, а масштабах опреде-

ляется коэффициентом  $N$ , который в рассматриваемом диапазоне токов практически постоянен для каждого конкретного образца.

Из рис. 6.1, б видно, что обе зависимости имеют близкий по величине наклон, равный  $\varphi_T$ , что подтверждает преобладающую роль диффузионной составляющей для германиевых транзисторов.

Анализ выражения скорости рекомбинации электронно-дырочных пар (6.1) показывает, что величина коэффициента  $N$  не может быть меньше 2, причем  $N = 2$  лишь при  $\delta n = \delta p$  ( $\delta n$ ,  $\delta p$  — избыточная концентрация электронов и дырок соответственно).

Однако для реальных структур величины коэффициента  $N$ , как правило, оказываются меньше 2. Так, для маломощных кремниевых транзисторов типовые значения величин коэффициента  $N$  лежат в пределах 1,3—1,9. Для случая  $\delta n = \delta p$  время жизни электронно-дырочных пар по теории Шокли — Рида [59] равно

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1 + \delta n}{n_0 + \rho_0 + \delta n} + \tau_{n0} \frac{\rho_0 + p_1 + \delta n}{n_0 + \rho_0 + \delta n}, \quad (6.8)$$

где  $n_0$ ,  $\rho_0$  — равновесная концентрация электронов и дырок соответственно.

Если  $\delta n \rightarrow \infty$ , то  $\tau \rightarrow \tau_{p0} + \tau_{n0}$ .

При положительном смещении на переходе более 0,3 в (для транзистора типа КТ312 этому напряжению соответствует ток эмиттера порядка десятков наноампер) избыточная концентрация  $\delta n$  внутри перехода более чем в  $10^3$  раз превышает значение  $\rho_0$ ,  $n_0$ ,  $n_1$  и  $p_1$ . В связи с этим можно считать, что в  $p$ - $n$  переходе выполняется условие

$$\tau = \tau_{p0} + \tau_{n0}. \quad (6.9)$$

Поскольку по определению [59]  $s = \delta n / \tau$ , то для рассматриваемого случая скорость рекомбинации электронно-дырочных пар можно определить как

$$s = \frac{\delta n}{\tau_{p0} + \tau_{n0}}. \quad (6.10)$$

Так как  $n = \delta n + n_0$  и  $\delta n \gg n_0$ , то  $\delta n \approx n$ ; тогда

$$s \approx \frac{n}{\tau_{p0} + \tau_{n0}}. \quad (6.11)$$

Принимая во внимание (6.3) и полагая, что  $n \approx p$ , формула (6.11) может быть представлена в виде

$$s = \frac{n_i}{\tau_{p0} + \tau_{n0}} \exp \frac{U_{6a}}{2\varphi_T}. \quad (6.12)$$

Из (6.12) следует, что ток рекомбинации пропорционален  $\exp(U_{6a}/2\varphi_T)$ , т. е.  $N = 2$ . В действительности же, как было показано выше, величина  $N$  обычно меньше 2.

Одной из вероятных причин отличия значений  $N$  от двух могут явиться допущения, сделанные при выводе формулы для определения скорости рекомбинации [59]. Так, при анализе скорости рекомбинации не учитывалось время «закрепления» электрона в ловушке после его захвата. При переходе электрона из зоны проводимости на свободную ловушку проходит некоторое время, прежде чем он «опустится» в основное состояние. При условии, что электрон находится в возбужденном состоянии, способность ловушки отдавать электрон или захватывать дырку отличается от условий, принятых в рассмотренной теории.

Если допустить, что с возрастанием степени отклонения системы от состояния термодинамического равновесия вследствие увеличения термодинамического давления неравновесных электронов, время «закрепления» электрона в ловушке уменьшается, то время жизни должно также уменьшиться. Полагая, что уменьшение  $\tau$  в переходе пропорционально  $(\delta n/n_i)^b$ , где  $b \geq 0$ , можно записать для времени жизни при смещении на переходе более 0,3 в:

$$\tau = (\tau_{n0} + \tau_{p0}) \left( \frac{\delta n}{n_i} \right)^{-b}. \quad (6.13)$$

С учетом (6.3) и приведенных выше допущений формула (6.13) может быть представлена в виде

$$\tau \approx (\tau_{n0} + \tau_{p0}) \exp \left( -b \frac{U_{6a}}{2\varphi_T} \right), \quad (6.14)$$

откуда скорость рекомбинации электронно-дырочных пар в переходе равна

$$s = \frac{n_i}{\tau_{p0} + \tau_{n0}} \exp \frac{U_{6a}}{\varphi_T} \frac{(1+b)}{2}. \quad (6.15)$$

В первом приближении, полагая  $b = \text{const}$  в любой точке области пространственного заряда, подставив (6.15) в (6.4), получим выражение для плотности тока рекомби-



нации:

$$j_p = j_{p0} \exp \frac{U_{ба}}{\Phi_T} \frac{1+b}{2}, \quad (6.16)$$

где  $\frac{2}{1+b} = N \leq 2$ , поскольку  $b \geq 0$ .

Плотность тока рекомбинации в основном зависит от времени жизни электронно-дырочных пар и от ширины запирающего слоя. Однако плотность тока рекомбинации, в общем случае, не одинакова в различных точках перехода, поскольку на практике имеют место неравномерности по толщине запирающего слоя и по распределению концентрации ловушек в кристалле. Так на поверхности кристалла из-за несовершенства кристаллической структуры, наличия большого количества дефектов и атомов загрязняющей примеси время жизни оказывается значительно меньше, чем в объеме кристалла.

При окислении поверхности кремния может иметь место так называемый «*n*-сдвиг» [68, 69]. У поверхности *n*-области образуется аккумулярованный слой, а у поверхности *p*-области истощенный или инверсный слой. Образование «*n*-сдвига» объясняется наличием положительного заряда в двуокиси кремния, создаваемого вакансиями ионов кислорода. Естественно, что изменение поверхности потенциала наиболее существенно сказывается для высокоомных областей.

При определенных условиях в базе *n-p-n* кремниевых транзисторов может возникнуть обедненный приповерхностный слой, в результате чего эмиттерный переход на границе с поверхностью расширится. Примером тому могут явиться отдельные образцы тянутых кремниевых транзисторов *n-p-n* типа, у которых наблюдается сквозной ток коллектор — эмиттер, что является следствием наличия проводящих каналов на поверхности базы. Образование токопроводящих каналов вызвано описанной выше инверсией проводимости. По тем же причинам в транзисторах *p-n-p* типа имеют место большие обратные токи переходов. Таким образом, можно заключить, что в кремниевых транзисторах ток поверхностной рекомбинации значительно больше тока объемной рекомбинации.

Ток рекомбинации, как правило, при анализе разделяют на две составляющие [64, 65]. Поскольку поверхностная составляющая тока рекомбинации является основной, одной из первостепенных задач микромощной элек-

троники является нахождение путей ее уменьшения. Одним из таких путей может явиться отжиг кристаллов в различных газовых средах. Проводя отжиг, можно изменять поверхностное состояние кристалла, которое оказывает непосредственное влияние на величину тока рекомбинации [66]. При отжиге приборов в атмосфере водорода наблюдается уменьшение, а при отжиге в атмосфере кислорода может наблюдаться увеличение тока рекомбинации.

Улучшения соотношения рекомбинационного и диффузионного токов в  $p-n$  переходе можно достичь не только путем улучшения состояния поверхности кристалла. Другим методом могут явиться конструктивные решения. В связи с этим появляются определенные требования к конструкции транзисторов, предназначенных для работы в микрорежиме. Поскольку с увеличением плотности тока диффузионная составляющая возрастает значительно быстрее рекомбинационной, целесообразно максимально уменьшать площадь эмиттера. Кроме того, для снижения поверхностной составляющей рекомбинационного тока следует максимально уменьшать периметр эмиттерного перехода, а для получения максимального коэффициента инжекции — провести оптимальное распределение легирующих примесей. Так, для предотвращения расширения запирающего слоя эмиттера у поверхности кристалла следует увеличивать поверхностную концентрацию базы. Что касается активной области базы, то ее следует изготавливать, по возможности, более высокоомной, чтобы уменьшить дырочную составляющую диффузионного тока ( $n-p-n$  транзистор), которая определяет собой величину коэффициента инжекции.

Несколько выше было отмечено, что при работе транзистора в микрорежиме существенную роль могут играть токи утечки. С учетом  $I_{ут}$  токи базы и эмиттера можно представить в виде

$$I_{\text{б}} \approx I_{\text{р}} + I_{\text{ут}}, \quad (6.17)$$

$$I_{\text{э}} \approx I_{\text{р}} + I_{\text{ут}} + I_{\text{n диф}}.$$

Для практического использования могут быть предложены следующие формулы, описывающие вольтамперную характеристику эмиттерного перехода:

$$I_{\text{б}} = I_{0\text{б}} \exp \frac{U_{\text{бэ}}}{N_{\text{ФТ}}}, \quad (6.18\text{а})$$

$$I_{\text{э}} = I_{0\text{э}} \exp \frac{U_{\text{бэ}}}{M_{\text{ФТ}}}. \quad (6.18\text{б})$$

В формулах (6.18) члены  $I_{06}$  и  $I_{09}$  являются начальными токами, в которых учтены все составляющие выражений (6.17). Формула (6.18а) удобна для анализа параметров транзистора, включенного по схеме с ОЭ, а формула (6.18б) [63] — по схеме с ОБ.

Значения коэффициента  $M$  обычно лежат в пределах от 1 до 2; он несколько больше изменяет свое значение в рабочем диапазоне токов, чем коэффициент  $N$ .

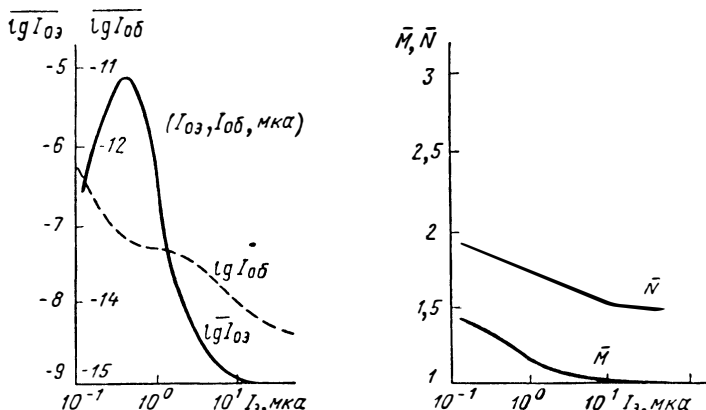


Рис. 6.2. Усредненные зависимости физических параметров эмиттерного перехода от тока эмиттера для 150 образцов транзистора типа КТ312.

Наличие нескольких взаимозависящих составляющих токов базы и эмиттера обуславливает значительный разброс параметров  $p-n$  перехода в микрорежиме. С изменением составляющих токов  $I_6$  и  $I_9$  в значительной степени будут меняться и величины  $I_{06}$ ,  $I_{09}$ ,  $N$  и  $M$ .

На рис. 6.2 приведены усредненные зависимости параметров, входящих в формулы (6.18), для 150 образцов транзистора типа КТ312, а на рис. 6.3 — зависимости дисперсии тех же параметров от тока эмиттера.

Из рис. 6.3 следует, что дисперсия значений  $\lg I_{09}$  остается практически постоянной в диапазоне токов 10—100  $\mu\text{A}$ , дисперсия значений  $\lg I_{06}$  и коэффициента  $N$  имеет минимальное значение при токах 1—10  $\mu\text{A}$ , дисперсия коэффициента  $M$  резко уменьшается с возрастанием тока и при  $I_9 > 1$   $\mu\text{A}$  имеет весьма малые значения. Коэф-

коэффициент  $N$  до токов порядка  $10 \text{ мкА}$  характерен меньшим разбросом, а с превышением тока  $10 \text{ мкА}$  — большим разбросом, чем коэффициент  $M$ .

Для оценки влияния температуры окружающей среды на вольтамперную характеристику  $p$ - $n$  перехода следует определить зависимости диффузионного и рекомбинационного токов от температуры. Зависимость диффузионного тока  $p$ - $n$  перехода от температуры можно представить в виде [71]

$$I_{n \text{ диф}} = \Psi T^3 \exp \times \left( -\frac{\Delta \mathcal{E}}{kT} \right) \exp \frac{U_{\text{бэ}}}{\Phi_T}, \quad (6.19)$$

где  $\Psi$  — постоянная, не зависящая от температуры;  $\Delta \mathcal{E}$  — ширина запрещенной зоны.

Температурную зависимость рекомбинационного тока можно определить, подставив (6.15) в (6.4); тогда с учетом температурной зависимости  $n_i$  [10] имеем

$$I_p = \frac{2A_0 q d_0}{\tau_{n0} + \tau_{p0}} \exp \frac{U_{\text{бэ}}}{N \Phi_T} \times \left( \frac{2\pi m k T}{h^{1/2}} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{\Delta \mathcal{E}}{2kT} \right), \quad (6.20)$$

где  $A_0$  — площадь перехода;  $m$  — эффективная масса электрона;  $h$  — постоянная Планка;  $d_0$  — ширина перехода.

Полагая  $\tau_{n0}$  и  $\tau_{p0}$  малочувствительными к температурным изменениям [60, 61], (6.20) можно представить в виде

$$I_p \approx \Gamma \left[ T^3 \exp \left( -\frac{\Delta \mathcal{E}}{kT} \right) \right]^{1/2} \exp \frac{U_{\text{бэ}}}{N \Phi_T}, \quad (6.21)$$

где  $\Gamma$  — постоянная, не зависящая от температуры.

При использовании (6.21) для практических расчетов зависимостью члена  $T^3$  можно пренебречь, поскольку его влияние на величину  $I_p$  значительно слабее влияния экспоненты [70]. Из рис. 6.4, а видно, что зависимости  $I_{p0}$  и  $I_{n0}$  от  $t$  носят почти экспоненциальный характер (линейность

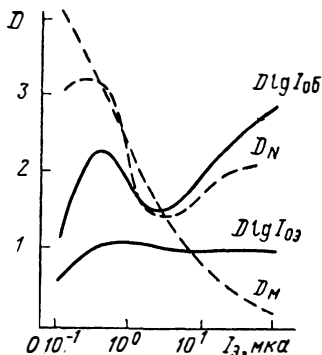


Рис. 6.3. Зависимости дисперсии величин физических параметров эмиттерного перехода от тока эмиттера для 150 образцов транзистора типа КТ312.

характеристик), причем наклон зависимости  $I_{p0}$  почти в два раза меньше  $I_{n0}$ . Этот факт свидетельствует о том, что с уменьшением температуры диффузионный ток уменьшается быстрее, чем рекомбинационный.

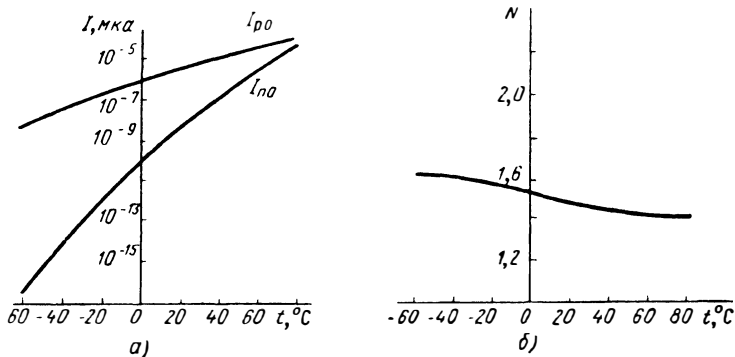


Рис. 6.4. Зависимости физических параметров эмиттерного перехода от температуры для транзистора типа КТ312.

Приведенная на рис. 6.4, б экспериментальная зависимость  $N = f(t, C)$  для транзистора типа КТ312 свидетельствует об уменьшении величины коэффициента  $N$  с ростом температуры.

## 6.2. УСИЛИТЕЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

### 6.2.1. Коэффициент усиления

Использование транзисторов в микромощных схемах при рабочих токах менее 100 мка часто оказывается затруднительным в связи с резким уменьшением коэффициента усиления. Коэффициент усиления можно представить как произведение трех величин: коэффициента инжекции  $\gamma$ , коэффициента переноса неосновных носителей через базу  $\kappa$  и коэффициента лавинного размножения  $\alpha^*$ .

Коэффициент инжекции  $\gamma$  (эффективность эмиттера) характеризуется способностью эмиттера инжектировать в область базы неосновные носители. Для транзистора  $n-p-n$  типа  $\gamma$  определяется отношением электронной составляющей к полному току эмиттера.

Коэффициент переноса  $\kappa$  характеризует потери неосновных носителей в базе при их движении от эмиттера к кол-

лектору. С уменьшением плотности тока в бездрейфовых и дрейфовых транзисторах, включенных инверсно, коэффициент переноса может значительно уменьшиться из-за возрастающей роли рекомбинации неосновных носителей заряда на поверхности базы.

Для большинства маломощных планарных транзисторов, выполненных методом двойной диффузии, вследствие неравномерного распределения примеси в базе возникает электрическое поле, которое значительно ослабляет влияние поверхности на коэффициент  $\kappa$ . В номинальных режимах работы транзистора коэффициент усиления, в основном, определяется величиной  $\kappa$ , т. е. рекомбинацией носителей в базе, что ставит его величину в обратную зависимость от ширины базы  $W$ .

Поскольку в микрорежиме доля тока объемной рекомбинации в общем токе базы незначительна, ширина базы с уменьшением рабочего тока оказывает меньшее влияние на величину коэффициента усиления, чем в номинальных режимах работы транзистора.

Для оценки влияния ширины базы на величину коэффициента усиления в микрорежиме удобно проанализировать зависимость  $B = f(W)$ , где  $B$  — коэффициент усиления для схемы с ОЭ. Поскольку при уменьшении тока коллектора до единиц микроампер  $B$  уменьшается весьма значительно, причем это уменьшение определяется возрастающей ролью тока рекомбинации вне объема базы, то, сравнивая величины коэффициентов усиления при номинальном режиме  $B_H$  и в микрорежиме  $B_M$ , можно определить зависимость коэффициента усиления в микроамперном диапазоне токов от напряжения  $U_{кб}$ . Для этого удобно воспользоваться следующей эмпирической формулой:

$$\frac{B_M}{B_{M \max}} (U_{кб}) \approx \frac{B_{H \max} - B_{M \max}}{B_{H \max}} + \frac{B_{M \max}}{B_{H \max}} \frac{B_H}{B_{H \max}} (U_{кб}), \quad (6.22)$$

где  $B_{H \max}$ ,  $B_{M \max}$  — коэффициенты усиления при определенном максимальном напряжении, относительно которого определяется их изменение.

Из рис. 6.5 следует, что с уменьшением тока зависимость коэффициента усиления от напряжения на коллекторном переходе вырождается.

Слабая зависимость  $B_M = f(U_{КБ})$  позволяет сделать предположение, что ширина базы при работе транзистора в микроамперном диапазоне токов почти не оказывает влияния на его усилительные свойства. Для проверки этого положения необходимо определить изменение ширины

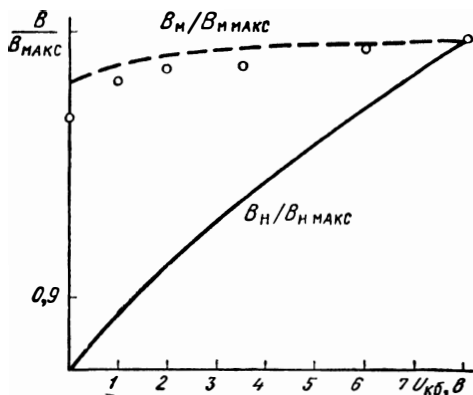


Рис. 6.5. Экспериментальная (—) зависимость  $(B_H/B_{H макс}) U_{КБ}$  при  $I_B = 10 \text{ ма}$ , расчетная (---) зависимость  $(B_M/B_{M макс}) U_{КБ}$  и результаты ее экспериментальной проверки при  $I_B = 10 \text{ мка}$  транзистора типа КТ312.

базы  $\Delta W$  в зависимости от  $U_{КБ}$ . Для этой цели можно воспользоваться зависимостью емкости коллекторного перехода  $C_K$  от  $U_{КБ}$ . Зная  $C_K = f(U_{КБ})$ , нетрудно определить зависимость ширины коллекторного перехода  $d_K$  от  $U_{КБ}$  как

$$d_K = \frac{A_K \epsilon \epsilon_0}{C_K}, \quad (6.23)$$

где  $A_K$  — площадь коллектора;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость кремния.

Если в первом приближении положить, что при увеличении  $U_{КБ}$  коллекторный переход расширяется в сторону базы и в сторону коллектора одинаково, тогда изменение ширины базы определится как

$$\Delta W \approx \frac{d_K - d_{K0}}{2}, \quad (6.24)$$

где  $d_{K0}$  — ширина запорного слоя коллекторного перехода при  $U_{КБ} = 0$ .

Подставляя (6.23) в (6.24), запишем  $\Delta W = f(U_{кб})$  как

$$\Delta W = \frac{A_{к\epsilon\epsilon_0} [C_{к0} - C_{к}(U_{кб})]}{2C_{к}(U_{кб}) C_{к0}}, \quad (6.25)$$

где  $C_{к0}$  — емкость коллекторного перехода при  $U_{кб} = 0$ . Однако нас интересует не столько величина  $\Delta W$ , сколько ее относительное изменение в зависимости от  $U_{кб}$ . Для этого необходимо определить истинную ширину базы транзистора при  $U_{кб} = 0$ . При определении  $W$  удобно использовать метод «косого шлифа» [76]. Этим методом определялась глубина залегания эмиттерного и коллекторного переходов, а затем определялась  $W$ .

В табл. 6.1 приведены значения абсолютного  $\Delta W$  и относительного  $\Delta W/W$  изменения ширины базы для различных  $U_{кб}$  относительно  $U_{кб} = 0$ .

Таблица 6.1

| $U_{кб} \cdot \sigma$ | $\Delta W, \text{ мкм}$ | $\frac{\Delta W}{W} \cdot 100\%$ |
|-----------------------|-------------------------|----------------------------------|
| 1                     | 0,11                    | 6                                |
| 2                     | 0,17                    | 9,5                              |
| 3                     | 0,21                    | 11,8                             |
| 5                     | 0,27                    | 15,2                             |

Таким образом, можно заключить, что изменение ширины базы на 10—15% не вызывает сколько-нибудь заметных изменений величины  $B$  при работе планарных транзисторов в микроамперном диапазоне токов. Следствие этого: во-первых, усилительные свойства транзисторов в микроамперном диапазоне токов практически не зависят от напряжения на коллекторном переходе — это облегчает расчет и конструирование микромощных транзисторных схем, и, во-вторых, технологический разброс величин ширины базы мало влияет на параметры транзистора в микрорежиме — это позволяет увеличить процент выхода годных транзисторов, в процессе их производства, если они предназначены для использования в микрорежиме.

При использовании транзисторов напряжение на коллекторном переходе, как правило, меньше величины пробивного напряжения, т. е. лавинное размножение носителей в коллекторе отсутствует ( $\alpha^* = 1$ ).



Изложенное выше позволяет сделать вывод, что коэффициент усиления транзистора в микрорежиме определяется лишь коэффициентом инжекции. В этом случае коэффициент усиления  $B$  будет равен

$$B = \frac{I_{n \text{ диф}} - I_{к60}}{I_{p \text{ диф}} + I_p + I_{к60}}. \quad (6.26)$$

Поскольку в микрорежиме для планарных транзисторов обычно выполняется  $I_{к60}, I_{p \text{ диф}} \ll I_{n \text{ диф}}, I_p$ , формулу (6.26) с учетом (6.7) можно представить в виде

$$B \approx \frac{I_{n0} \exp(U_{6a}/\varphi_T)}{I_{p0} \exp(U_{6a}/N\varphi_T)}. \quad (6.27)$$

После проведения соответствующих преобразований формулу (6.27) перепишем в виде [73]

$$B = KI_{к}^m, \quad (6.28)$$

где

$$K = \frac{(I_{n0})^{1/N}}{I_{p0}} [mka]^{-m}; \quad m = 1 - \frac{1}{N}.$$

Путем двух измерений  $B$  при фиксированных токах нетрудно определить коэффициенты  $K$  и  $m$ , которые численно равны

$$K = B_1 [mka]^{-m}, \quad m = \lg \frac{B_{10}}{B_1}, \quad (6.29)$$

где  $B_1, B_{10}$  — коэффициенты усиления транзистора, измеренные при токах коллектора 1 и 10  $мкА$  соответственно. Ток  $I_{к}$  в формуле (6.28) должен быть выражен в микроамперах.

Расчетные и экспериментальные зависимости  $B$  от  $I_{к}$  (рис. 6.6) указывают на то, что приведенными выше соотношениями с достаточной для инженерных расчетов точностью можно пользоваться при определении коэффициента усиления транзистора в микрорежиме.

Динамический коэффициент усиления  $\beta$  нетрудно найти, зная статический коэффициент  $B$ . Поскольку

$$\beta = \frac{\partial I_{к}}{\partial U_{6a}} \frac{\partial U_{6a}}{\partial I_{б}}, \quad (6.30)$$

его величину можно определить, раскрыв значения  $I_{к}$  и  $I_{б}$ . Проведя преобразования, получаем

$$\beta = NB. \quad (6.31)$$

Простое соотношение (6.31) позволяет определить  $\beta$ , зная  $B$ . При этом следует отметить, что в микрорежиме динамический коэффициент усиления оказывается всегда большим, чем статический.

Зависимость коэффициента усиления от температуры для микрорежима можно получить используя выражения для температурных зависимостей диффузионной (6.19)

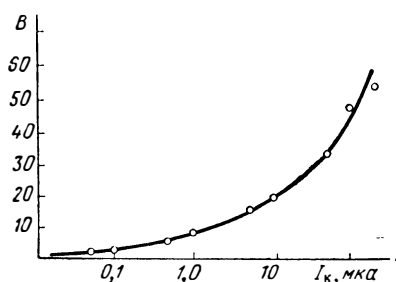


Рис. 6.6. Расчетная зависимость  $B = f(I_K)$  и результаты эксперимента для маломощного планарного кремниевого транзистора.

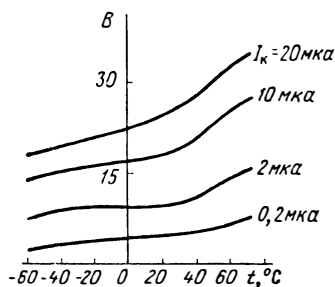


Рис. 6.7. Экспериментальные зависимости  $B = f(t, ^\circ\text{C})$  для маломощного планарного кремниевого транзистора.

и рекомбинационной (6.21) составляющих тока эмиттера. Проведя несложные преобразования, получим

$$B = \frac{\Psi}{\Gamma} \left[ T^3 \exp \left( -\frac{\Delta \mathcal{E}}{kT} \right) \right]^{1/2} \exp \frac{U_{об}}{\Phi_T} \left( 1 - \frac{1}{N} \right). \quad (6.32)$$

Приравняв  $I_K$  диффузионной составляющей тока эмиттера, после подстановки (6.19) в (6.32) получим

$$B = \frac{\Psi^{1/N}}{\Gamma} \left[ T^3 \exp \left( -\frac{\Delta \mathcal{E}}{kT} \right) \right]^{\frac{1}{N} - \frac{1}{2}} I_K^{1 - \frac{1}{N}}. \quad (6.33)$$

Из (6.33) следует, что при  $N=2$  коэффициент усиления практически не зависит от температуры, т. е. он равен

$$B = \frac{\Psi^2}{\Gamma} I_K^{1/2}. \quad (6.34)$$

Однако это условие вряд ли выполнимо, поскольку на практике коэффициент  $N$  не только не равен 2, но и изменяется в диапазоне температур (рис. 6.4, б). Эту зависимость можно аппроксимировать прямой линией

$$N \approx a + bT. \quad (6.35)$$

Коэффициенты  $a$  и  $b$  нетрудно найти, измерив отношение  $B_1/B_{10}$  для двух температур, поскольку эти коэффициенты связаны с  $B_1/B_{10}$  следующим образом:

$$a + bT = \left( \lg \frac{10B_1}{B_{10}} \right)^{-1}. \quad (6.36)$$

Величины  $\Psi$  и  $\Gamma$  определяются из формул (6.19) и (6.21).

На рис. 6.7 приведены экспериментальные зависимости  $B = f(I_3)$  для маломощного планарного транзистора. Поскольку с уменьшением рабочего тока коэффициент усиления транзистора резко падает, это обстоятельство оказывается решающим для изменения абсолютной дисперсии коэффициента  $B$  от тока. Так, например, дисперсия для транзистора типа КТ312 резко уменьшается начиная с  $I_3 = 10$  мка. Однако относительная дисперсия коэффициента  $B$  с уменьшением тока возрастает, причем при токах  $I_3 \ll 10$  мка ее изменение незначительно.

### 6.2.2. Входное сопротивление

Характерной особенностью микрорежима является резкое увеличение входного сопротивления транзистора с уменьшением рабочего тока. Большие величины входного сопротивления ухудшают частотные свойства транзистора. Кроме того, эта специфика работы транзистора в микрорежиме предъявляет особые требования к расчету мощных схем.

Динамическое входное сопротивление транзистора в микроамперном диапазоне токов для схемы с ОБ ( $r_{вх \bar{b}}$ ) может быть определено по следующей формуле [63]:

$$r_{вх \bar{b}} = r_{\bar{b}}(1 - \alpha) + \frac{M\varphi_T}{I_3}, \quad (6.37)$$

где  $r_{\bar{b}}$  — сопротивление базы.

Поскольку в микрорежиме  $r_{\bar{b}} \ll M\varphi_T/I_3$ , формулу (6.37) можно представить в виде

$$r_{вх \bar{b}} \approx \frac{M\varphi_T}{I_3}. \quad (6.38)$$

На рис. 6.8 приведена расчетная зависимость  $r_{вх \bar{b}} = f(I_3)$  и результаты эксперимента (точки) для маломощного планарного транзистора. Некоторое превышение экспе-

риментальных значений над расчетными объясняется, как показал А. И. Сетюков, влиянием тормозящего поля в приэмиттерной области базы.

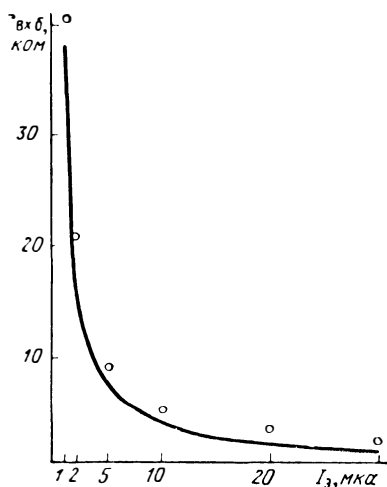


Рис. 6.8. Расчетная зависимость  $r_{вх б} = f(I_3)$  и результаты эксперимента для маломощного планарного кремниевго транзистора.

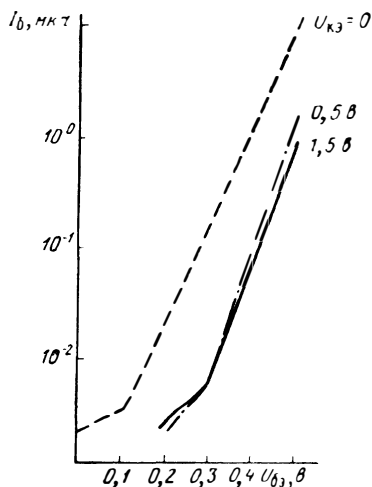


Рис. 6.9. Входные характеристики маломощного эпитланарного транзистора.

Динамическое входное сопротивление транзистора в микро-режиме для схемы с ОЭ можно определить по следующей формуле:

$$r_{вх э} = \frac{M\varphi_T}{I_э} (B + 1). \quad (6.39)$$

Поскольку  $(B + 1)/I_э \approx 1/I_б$ , (6.39) можно переписать в виде:

$$r_{вх э} = \frac{M\varphi_T}{I_б}. \quad (6.40)$$

На основании анализа, проведенного в начале данного параграфа, более строго формулу (6.40) представим в следующем виде:

$$r_{вх э} = \frac{N\varphi_T}{I_б}. \quad (6.41)$$

На основании формулы (6.41) определим статическое входное сопротивление транзистора для схемы с ОЭ:

$$R_{вх \text{ э}} = \frac{N\varphi_T \int_{I_{кб0}}^{I_б} \frac{dI}{I}}{I_б - I_{кб0}},$$

откуда для планарного транзистора в микроамперном диапазоне токов можно записать:

$$R_{вх \text{ э}} = \frac{N\varphi_T}{I_б} \ln \frac{I_б}{I_{кб0}}. \quad (6.42)$$

Поскольку для микроамперного диапазона токов при расчете входного сопротивления вполне допустимо пренебрежение величиной сопротивления базы, можно полагать, что эффект модуляции ширины базы не оказывает существенного влияния на величину входного сопротивления. Таким образом, можно заключить, что для микрорежима должна быть характерна слабая зависимость  $R_{вх \text{ э}} = f(U_{кэ})$ . Из рис. 6.9 видно, что увеличение напряжения  $U_{кэ}$  начиная с 0,5 в практически не влияет на ход входной характеристики, или, что то же самое, на величину входного сопротивления. При  $U_{кэ} = 0$  входная характеристика значительно смещается влево ( $R_{вх \text{ э}}$  уменьшается). Это объясняется тем, что при  $U_{кэ} = 0$  оба перехода смещены в прямом направлении, т. е. входное сопротивление представляет собой параллельно включенные входные сопротивления в прямом  $R_{вх \text{ э}N}$  и в инверсном  $R_{вх \text{ э}I}$  включении транзистора (при  $U_{кэ} \gg 0$ ,  $R_{вх \text{ э}} \approx R_{вх \text{ э}N}$ ).

Поскольку [74]

$$R_{вх \text{ э}I} \approx R_{вх \text{ э}N} \frac{\alpha(1-\alpha)}{\alpha_I(1-\alpha_I)}, \quad (6.43)$$

где  $\alpha_I$  — инверсный коэффициент передачи тока для схемы с ОБ, можно определить  $R_{вх \text{ э}}$  как  $R_{вх \text{ э}N} \parallel R_{вх \text{ э}I}$ . Тогда

$$R_{вх \text{ э}} \approx 2R_{вх \text{ э}N} \frac{\alpha(1-\alpha)}{\alpha(1-\alpha) + \alpha_I(1-\alpha_I)}. \quad (6.44)$$

Использование формулы (6.44) для практического расчета затруднительно в связи с тем, что величины коэффициентов  $\alpha$  и  $\alpha_I$  для нужного режима довольно трудно определить. Однако на основании (6.44) можно заметить, что при переходе к режиму  $U_{кэ} = 0$  входное сопротивление

уменьшается в большей степени у транзистора с большими  $\alpha$  и  $\alpha_I$  (для реальных значений  $\alpha$  и  $\alpha_I$  в микрорежиме) \*).

Входное сопротивление в микрорежиме, как и многие другие параметры транзистора, может значительно менять свою величину под влиянием температуры. Анализируя (6.42), можно предположить, что из параметров, входящих

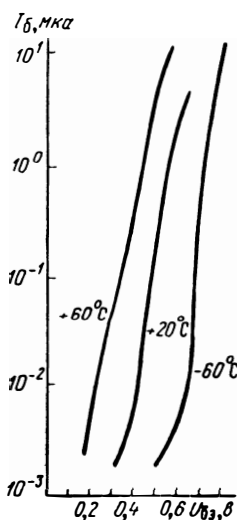


Рис. 6.10. Входные характеристики маломощного эппланарного кремниевого транзистора при температуре  $-60$ ,  $+20$ ,  $+60^\circ\text{C}$  и  $U_{кэ} = 1,5$  в.

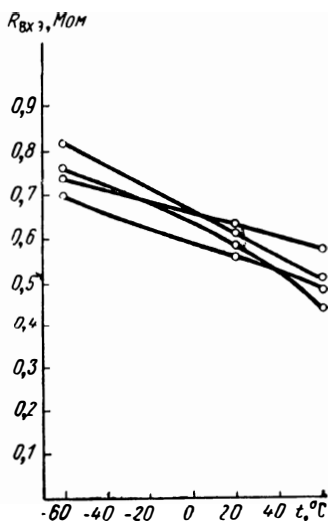


Рис. 6.11. Экспериментальные зависимости  $R_{вхэ} = f(t^\circ\text{C})$  для маломощных планарных кремниевых транзисторов.

в (6.42), наиболее зависимыми от температуры являются обратный ток и температурный потенциал. Проведенные расчеты и результаты экспериментов подтверждают это положение.

Из рис. 6.10 видно, что с увеличением температуры характеристика сдвигается влево,  $R_{вх}$  уменьшается. Характерной особенностью этих зависимостей является то, что с изменением температуры входное сопротивление меняется по закону, близкому к линейному.

\*) Для планарных маломощных транзисторов  $\alpha_I = 0,05 \div 0,1$  при  $I_b = 1$   $\mu\text{A}$ .

Приведенные на рис. 6.11 экспериментальные зависимости  $R_{вх\ э} = f(t, \text{ }^\circ\text{C})$  для маломощных планарных транзисторов практически можно считать линейными, что может

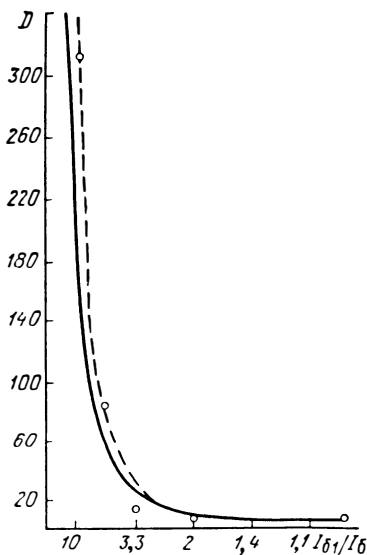


Рис. 6.12. Расчетные зависимости дисперсии величин входного сопротивления  $D = f(I_{б1}/I_б)$  — по формуле (6.46), — — — по формуле (6.47) и результаты эксперимента для партии маломощных планарных кремниевых транзисторов.

для тока базы  $I_б$ , зная  $D_1$  — дисперсию  $R_{вх\ э1}$  для  $I_{б1}$ :

$$D = D_1 \left( \frac{I_{б1}}{I_б} \right)^2, \quad (6.46)$$

если  $N$  — достоверное событие;

$$D = D_1 \left( \frac{I_{б1}}{I_б} \right)^2 + D_N \left( \frac{\varphi_T}{I_б} \ln \frac{I_б}{I_{б1}} \right)^2, \quad (6.47)$$

если  $N$  — вероятностная величина.

Из рис. 6.12 видно, что при уменьшении рабочих токов статическое входное сопротивление транзистора увеличи-

облегчить расчет радиоэлектронных схем для микроамперного диапазона токов.

Для расчета и конструирования схем без предварительной отбраковки транзисторов необходимо знать разброс их параметров. В связи с этим могут представлять интерес статистические данные относительно величин  $R_{вх\ э}$ . Входное сопротивление  $R_{вх\ э}$  при произвольном токе базы  $I_б$  может быть найдено, если известно  $R_{вх\ э1}$  при фиксированном токе базы  $I_{б1}$  по формуле, которая получена на основании (6.42) [75]:

$$R_{вх\ э} = R_{вх\ э1} \frac{I_{б1}}{I_б} + \frac{N\varphi_T}{I_б} \ln \frac{I_б}{I_{б1}}. \quad (6.45)$$

Используя (6.45), можно определить дисперсию  $R_{вх\ э}^*$

\*) Дисперсия вычислялась при пересчете на шаг гистограммы, построенной для  $D_1$ , при  $I_{б1} = 10$  мка.

вает свой не только абсолютный, но и относительный разброс. Это обстоятельство налагает особые требования на схемы, рассчитанные без отбраковки транзисторов, при их работе в микрорежиме.

Таким образом, на основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы: 1) входное сопротивление при микротоках с уменьшением рабочего тока резко возрастает; 2) напряжение на коллекторном переходе планарного транзистора начиная с  $U_{кз} = 0,5$  в практически не влияет на величину входного сопротивления; 3) изменение входного сопротивления от температуры в микрорежиме носит характер, близкий к линейному; 4) с уменьшением рабочего тока разброс величин статического входного сопротивления возрастает.

### 6.3. ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Характерной особенностью микрорежима является ухудшение частотных свойств транзистора при уменьшении рабочего тока. При работе транзистора в широком диапазоне токов на частотные свойства влияют три составляющие: во-первых, постоянная времени входной цепи, определяемая емкостью и сопротивлением эмиттерного перехода, во-вторых, постоянная времени пролета носителей через базу от эмиттера к коллектору и, в-третьих, постоянная времени выходной цепи, определяемая, в основном, емкостью коллекторного перехода и сопротивлением нагрузки.

#### 6.3.1. Граничная частота усиления

Время пролета носителей через базу практически не оказывает влияния на  $f_{\alpha}$  при работе транзистора в микроамперном диапазоне токов; при малых коллекторных нагрузках основное влияние оказывает входная цепь. В этом случае, поскольку в микрорежиме емкость эмиттерного перехода практически не зависит от тока (см. ниже), зависимость  $f_{\alpha} = F(I_{\beta})$  определяется, в основном, изменением величины входного сопротивления. Отсюда следует, что с уменьшением рабочего тока граничная частота должна уменьшаться по линейному закону. Для практических расчетов удобно использовать следующую формулу:

$$f_{\alpha} = f_{\alpha 1} \frac{I_{\beta}}{I_{\beta 1}}, \quad (6.48)$$

где  $f_{\alpha 1}$  — граничная частота усиления при  $I_{\beta 1}$ .



Для маломощных планарных кремниевых транзисторов при  $I_a = 10 \text{ мкА}$  и  $U_{кб} = 1,5 \text{ в}$  граничная частота  $f_a = 1,3 \div 2,5 \text{ МГц}$ . Одна из специфических особенностей микрорежима заключается в том, что с уменьшением рабочих токов граничная частота усиления существенно зависит от величины и направления поля в базе. При малых токах лучшими частотными свойствами в отличие от обычных транзисторов с ускоряющим полем обладает транзистор с тормозящим полем в базе [77]. Однако тормозящее поле в базе значительно усложняет решение задачи об увеличении коэффициента усиления транзистора в микрорежиме, который даже в отсутствие тормозящего поля является достаточно сложной технологической задачей. Таким образом, можно заключить, что для получения высоких граничных частот у транзистора, работающего в микро- и наноамперном диапазоне тока, следует изготавливать базу с тормозящим полем, а для получения высоких коэффициентов усиления — с ускоряющим полем.

Компромиссным и вполне приемлемым решением этого противоречия может явиться транзистор с однородной базой. Поскольку приемлемыми обратными токами для работы в микроамперном диапазоне токов обладают лишь маломощные планарные кремниевые транзисторы, однородную базу следует изготавливать на той же технологической основе с применением эпитаксиальных пленок. Экспериментальные исследования, проведенные на лабораторных образцах эпитланарных транзисторов, подтвердили вышеизложенное.

Из рис. 6.13 видно, что при плотностях тока эмиттера, меньших  $j_a = 0,1 \text{ а/см}^2$ , транзистор с однородной базой имеет большую граничную частоту, чем транзистор с ускоряющим полем \*). Коэффициент усиления у обоих типов транзисторов примерно одинаков в широком диапазоне токов. Транзистор с тормозящим полем в базе практически не обладает усилительными свойствами ( $\alpha < 0,5$ ).

Таким образом, на основании вышеизложенного можно сделать вывод, что для работы в микроамперном диапазоне токов транзистор с однородной базой (эпитланарный) имеет существенное преимущество перед обычными транзисто-

---

\*) У исследованных образцов планарных и эпитланарных транзисторов ширина базы  $W \approx 2 \text{ мкм}$ .

рами (планарными) с ускоряющим полем в базе, а также перед транзистором с тормозящим полем.

Для определения разброса значений величины  $f_\alpha$  мало-мощных планарных кремниевых транзисторов в зависимости от тока эмиттера воспользуемся формулой (6.48). Тогда

$$D = D_1 \left( \frac{I_\beta}{I_{\beta 1}} \right)^2, \quad (6.49)$$

где  $D$ ,  $D_1$  — дисперсии распределения величин  $f_\alpha$  при токах  $I_\beta$  и  $I_{\beta 1}$  соответственно.

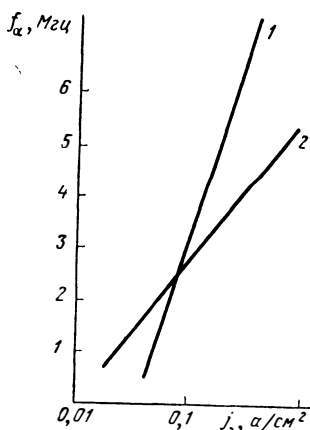


Рис. 6.13. Экспериментальные зависимости  $f_\alpha = F(j_\beta)$  для транзистора с ускоряющим полем в базе (1) и для транзистора с однородной базой (2).

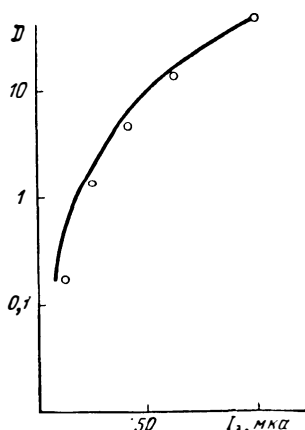


Рис. 6.14. Расчетная зависимость дисперсии величины граничной частоты  $D = f(I_\beta)$  и результаты эксперимента для 100 образцов мало-мощных планарных кремниевых транзисторов.

Характерной особенностью зависимости  $D$  от  $I_\beta$  (рис. 6.14) является то, что не только абсолютный, но и относительный разброс величин  $f_\alpha$  с уменьшением тока падает.

### 6.3.2. Емкость эмиттера

Поскольку, как показано выше, основное влияние на частотные свойства транзистора в микрорежиме оказывают емкости переходов, их рассмотрение должно представлять интерес. Емкость коллекторного перехода носит

барьерный характер и может быть определена по формулам, принятым для режима номинальных токов. Однако для емкости эмиттерного перехода в микрорежиме проявляется определенная специфичность.

Емкость  $p-n$  перехода принято разделять на две составляющие — зарядную и диффузионную. Поскольку каждая из этих составляющих отражает различные физические процессы, то имеет смысл рассмотреть их отдельно.

Зарядная емкость эмиттерного перехода  $C_{бэ}$  отражает перераспределение зарядов в переходе и при небольших положительных смещениях выражается формулой

$$C_{бэ} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 A_э}{d_э} \sqrt{\frac{\Delta\varphi}{\Delta\varphi - U_{бэ}}}, \quad (6.50)$$

где  $\Delta\varphi$  — контактная разность потенциалов.

Для проведения анализа формулу (6.18б) преобразуем к виду

$$U_{бэ} = M\varphi_T \ln \frac{I_э}{I_{0э}}. \quad (6.51)$$

Подставляя (6.51) в (6.50), получаем

$$C_{бэ} = C_{б0} \sqrt{\frac{\Delta\varphi}{\Delta\varphi - M\varphi_T \ln \frac{I_э}{I_{0э}}}}, \quad (6.52)$$

где  $C_{б0} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 A_э}{d_э}$  — емкость эмиттерного перехода при  $U_{бэ} = 0$ .

Эксперименты, проведенные на маломощных планарных кремниевых транзисторах, показали, что в микроамперном диапазоне токов величина  $M\varphi_T \ln(I_э/I_{0э})$  практически постоянна и приблизительно равна 0,35 в.

Учитывая это и полагая для кремния  $\Delta\varphi = 0,7$  в, в формулу (6.52) можно записать в следующем виде

$$C_{бэ} \approx C_{б0} \cdot 1,4. \quad (6.53)$$

Величина диффузионной емкости  $C_{дэ}$  в микрорежиме определяется зарядом неосновных носителей, инжектированных в базу, и рекомбинацией в области базы и перехода. Нетрудно показать, что в микрорежиме  $C_{дэ}$  может быть рассчитана по следующей формуле:

$$C_{дэ} = \frac{I_э \tau_\alpha}{M\varphi_T}, \quad (6.54)$$

где  $\tau_\alpha = W/2D$ ;  $W$  — толщина базы;  $D$  — коэффициент диффузии неосновных носителей в базе.

Поскольку диффузионная емкость уменьшается с падением тока, а барьерная емкость практически сохраняет свою величину, то интересно определить ток  $I_{\text{э гр}}$ , начиная с которого можно пренебречь влиянием диффузионной емкости на суммарную емкость перехода.

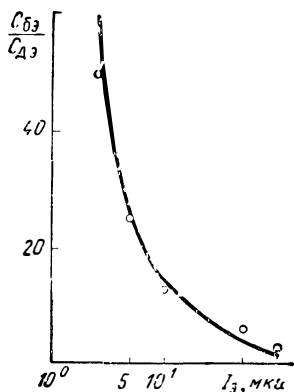


Рис. 6.15. Расчетная зависимость  $C_{бэ}/C_{дэ} = f(I_{\text{э гр}})$  и результаты эксперимента для маломощного кремниевого планарного транзистора.

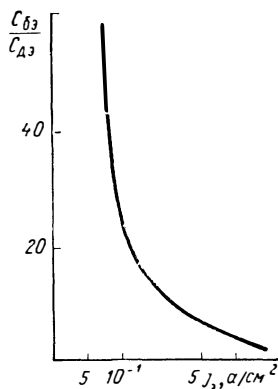


Рис. 6.16. Типовая зависимость  $C_{бэ}/C_{дэ} = f(j_{\text{э}})$  для маломощных кремниевых планарных транзисторов.

Для определения  $I_{\text{э гр}}$  положим, что должно выполняться следующее соотношение:

$$\frac{C_{бэ}}{C_{дэ}} = 10. \quad (6.55)$$

Раскрывая значения  $C_{бэ}$  и  $C_{дэ}$ , из формул (6.53) и (6.54) после проведения преобразований будем иметь

$$I_{\text{э гр}} = \frac{0,14 M \Phi_T C_{б0}}{\tau_\alpha}. \quad (6.56)$$

На рис. 6.15 приведена расчетная зависимость  $C_{бэ}/C_{дэ} = f(I_{\text{э гр}})$  и результаты эксперимента (точки) для маломощного кремниевого планарного транзистора с параметрами  $\tau_\alpha = 0,11 \cdot 10^{-2}$  сек,  $C_{б0} = 5,5$  пф. В табл. 6.2 приведены значения  $I_{\text{э гр}}$  для восьми случайно выбранных из четырех партий маломощных кремниевых планарных транзисторов.

Таблица 6.2

|                 |    |    |    |    |    |    |    |    |
|-----------------|----|----|----|----|----|----|----|----|
| Номер образца   | 13 | 21 | 31 | 33 | 52 | 74 | 88 | 92 |
| $I_{э гр}, мка$ | 30 | 15 | 40 | 22 | 37 | 14 | 18 | 24 |

Поскольку транзисторы разных типов обычно имеют различные площади эмиттерного перехода \*), то для общей наглядности имеет смысл определить граничную плотность тока эмиттера  $j_{э гр}$ , при которой, а также при меньших плотностях можно пренебречь влиянием диффузионной составляющей емкости эмиттера.

Величину  $j_{э гр}$  можно определить по формуле, которую нетрудно получить из (6.56):

$$j_{э гр} = \frac{0,14 M \varphi_T \epsilon \epsilon_0}{d_э \tau_э} . \quad (6.57)$$

На рис. 6.16 приведена типовая зависимость  $C_{бэ}/C_{дэ} = f(j_{э})$ , из которой следует, что  $j_{э гр}$  примерно равна  $0,3 а/см^2$ .

На основании вышеизложенного можно сделать вывод, что при работе маломощных планарных кремниевых транзисторов в микрорежиме, во-первых, зарядная емкость эмиттера практически не зависит от тока эмиттера и, во-вторых, влиянием диффузионной емкости на суммарную емкость эмиттера можно пренебречь при токах, меньших 15—40 мка.

### 6.3.3. Переходная характеристика

Одной из причин, ограничивающих использование транзисторов в микрорежиме, является уменьшение их быстродействия. Уменьшение рабочего тока приводит к значительному увеличению длительностей фронтов сформированных импульсов, что не только снижает логические возможности схем, но, в свою очередь, увеличивает потребляемую и рассеиваемую ими мощность. В связи с этим возникает необходимость определить переходную характеристику транзисторного ключа в микрорежиме.

\*) Для маломощных планарных кремниевых транзисторов обычно  $A_э = 10 \div 100 \cdot 10^{-6} см^2$ .

Как было показано в § 6.2, при работе транзистора в микрорежиме значительно увеличивается его входное сопротивление. В связи с этим также значительно возрастает влияние эмиттерной цепи на переходные процессы в транзисторе, что является одним из существенных отличий микрорежима от номинальных режимов работы.

Для схемы с ОБ влияние эмиттерной цепи может быть представлено следующим образом. При подаче в эмиттер

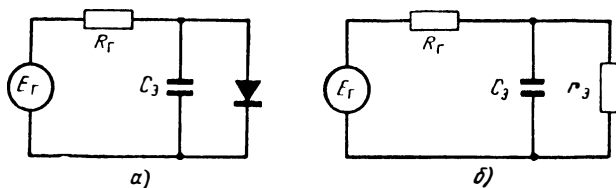


Рис. 6.17. Эквивалентная схема входной цепи транзистора при запертом (а) и при открытом (б) эмиттерном переходе.

отпирающего импульса начинается перезарядка эмиттерной емкости с постоянной времени  $R_r C_3$ . При запертом эмиттерном переходе этот процесс может быть проиллюстрирован эквивалентной схемой, представленной на рис. 6.17, а.

В момент, когда напряжение на емкости проходит через нуль, отпирается эмиттерный переход. Теперь  $C_3$  заряжается эмиттерным током с постоянной времени  $(R_r || r_3) C_3$  (рис. 6.17, б), а оставшаяся доля эмиттерного тока идет через базу. Таким образом, коэффициент инжекции  $\gamma$ , характеризующий долю тока эмиттера, ответвляющегося в коллектор, является комплексной величиной и может быть выражен как

$$\gamma(S) = \frac{I_{n\alpha}(S)}{I_3(S)}, \quad (6.58)$$

где  $I_{n\alpha}(S)$  — ток, ответвляющийся в коллектор;  $I_3(S)$  — общий ток эмиттера.

Коэффициент переноса неосновных носителей через базу в номинальном режиме работы транзистора может быть представлен в виде [18]

$$\kappa(S) = \frac{\alpha}{1 + S\tau_\alpha}. \quad (6.59)$$

Учитывая (6.58) и (6.59), коэффициент передачи тока  $\alpha(S)$  можно записать как

$$\alpha(S) = \kappa(S) \gamma(S) = \frac{\alpha}{1 + S\tau_\alpha} \frac{i}{1 + S\tau_\alpha}. \quad (6.60)$$

Поскольку для микрорежима  $\tau_\alpha \ll \tau_\beta$ , можно записать

$$\alpha(S) \approx \frac{\alpha}{1 + S\tau_\alpha}. \quad (6.61)$$

Нетрудно показать, что для схемы с ОЭ при работе транзистора в микрорежиме сохраняются те же соотношения между  $B(S)$ ,  $r_k(S)$  и  $C_k(S)$  и соответствующими

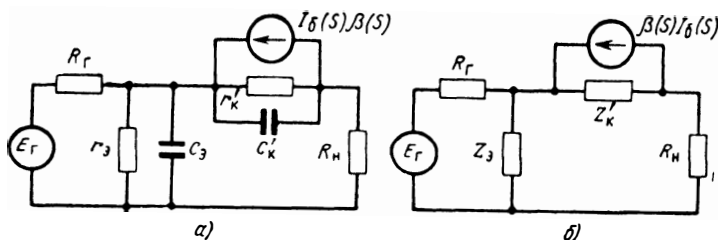


Рис. 6.18. Эквивалентные схемы транзистора.

параметрами для схемы с ОБ, что и в номинальном режиме работы, с той лишь разницей, что  $\tau_\alpha$  следует заменить на  $\tau_\beta$ .

При определении переходной характеристики транзистора для схемы с ОЭ можно использовать эквивалентную схему, изображенную на рис. 6.18, а [78]. Данную схему нетрудно преобразовать в схему рис. 6.18, б, параметры которой связаны с параметрами первой схемы следующими соотношениями:

$$Z_3 = \frac{r_3}{1 + S\tau_\beta}, \quad (6.62)$$

$$Z'_k = \frac{r'_k \left( 1 + \frac{S\tau_\beta}{1 - \alpha} \right)}{(1 + S\tau_\beta)(1 + S\tau_k)}, \quad (6.63)$$

где

$$r'_k = r_k(1 - \alpha); \quad \tau_k = r_k C_k.$$

При подаче в базу транзистора отпирающей ступеньки напряжения  $E_G$  для схемы на рис. 6.18, б можно записать

систему уравнений, составленную по методу контурных токов:

$$I_6(S)(R_\Gamma + Z_3) + I_K(S)Z_3 = E_\Gamma(S), \quad (6.64)$$

$$I_K(S)(R_{II} + Z'_K + Z_3) + I_6(S)Z_3 = I_6(S)B(S)Z'_K.$$

Решая систему уравнений относительно тока коллектора, получаем

$$I_K(S) = \frac{E_\Gamma(S)[B(S)Z_K - Z_3]}{(R_\Gamma + Z_3)(R_{II} + Z'_K + Z_3) + [B(S)Z'_K - Z_3]Z_3}. \quad (6.65)$$

Подстановка выражений (6.62) и (6.63) в уравнение (6.65) после некоторых преобразований приводит к уравнению вида

$$I_K(S) = \frac{E(S)[\alpha r_K - r_3(1 + S\tau_K)]}{aS^2 + bS + c}, \quad (6.66)$$

где

$$a = R_\Gamma R_{II} \tau_3 \tau_K;$$

$$b = R_\Gamma R_{II} (\tau_3 + \tau_K) + r_K \tau_3 R_\Gamma + r_3 (R_{II} + R_\Gamma) \tau_K;$$

$$c = R_\Gamma R_{II} + r'_K R_\Gamma + r_3 (R_{II} + R_\Gamma) + r_3 r_K.$$

Определим корни уравнения  $S_1$  и  $S_2$ :

$$aS^2 + bS + c = 0. \quad (6.67)$$

Если

$$b^2 \gg ac, \quad (6.68)$$

то

$$S_1 \approx -\frac{b}{a} + \frac{c}{b}; \quad S_2 \approx -\frac{a}{b}.$$

Можно показать, что условие (6.68) выполняется, если сопротивление коллекторного перехода  $r_K$  очень велико, а произведение  $r_3(1 - \alpha)$  соизмеримо с  $R_\Gamma \neq 0$ . После соответствующих упрощений корни уравнения (6.67) будут иметь вид

$$S_1 \approx -\frac{m\tau_K + \tau_3}{\tau_3 r_K}, \quad (6.69)$$

$$S_2 \approx -\frac{R_\Gamma(1 - \alpha) + r_3}{R_\Gamma(\tau_K m + \tau_3)}, \quad (6.70)$$

где  $m = 1 + \frac{r_3}{R_\Gamma} + \frac{r_3}{R_{II}}$ ;  $\tau'_K = R_{II} C_K$ .



Выполняя обратное преобразование Лапласа для (6.66), получаем

$$I_K(t) = \frac{E_{\Gamma}(\alpha r_K - r_{\Theta})}{R_{\Gamma} R_{\Pi} \tau_{\Theta} \tau_K S_1 S_2} + \frac{E_{\Gamma}[\alpha r_K - r_{\Theta}(1 + S_1 \tau_K)] e^{S_1 t}}{R_{\Gamma} R_{\Pi} \tau_{\Theta} \tau_K S_1 (S_1 - S_2)} + \\ + \frac{E_{\Gamma}[\alpha r_K - r_{\Theta}(1 + S_2 \tau_K)] e^{S_2 t}}{R_{\Gamma} R_{\Pi} \tau_{\Theta} \tau_K S_2 (S_2 - S_1)}. \quad (6.71)$$

Ввиду того, что  $S_1 \gg S_2$ , вторым членом выражения (6.71) можно пренебречь. Тогда, используя условие (6.68), запишем

$$I_K(t) = \frac{E_{\Gamma} \alpha}{R_{\Gamma} \tau_{\Theta} \tau_K' S_1 S_2} - \frac{E_{\Gamma} \alpha}{R_{\Gamma} \tau_{\Theta} \tau_K' S_1 S_2} e^{S_2 t} - \frac{E_{\Gamma} r_{\Theta} C_K}{R_{\Gamma} (m \tau_K' + \tau_{\Theta})} e^{S_2 t}. \quad (6.72)$$

После подстановки в (6.72) выражений (6.69) и (6.70) переходная характеристика приобретает вид

$$I_K(t) = \frac{E_{\Gamma} B}{R_{\Gamma} + r_{\Theta} (B + 1)} - \frac{E_{\Gamma} B}{R_{\Gamma} + r_{\Theta} (B + 1)} \times \\ \times \exp \left\{ - \frac{t [R_{\Gamma} + r_{\Theta} (B + 1)]}{R_{\Gamma} (\tau_K' m + \tau_{\Theta})} \right\} - \\ - \frac{E_{\Gamma} r_{\Theta} C_K}{R_{\Gamma} (m \tau_K' + \tau_{\Theta})} \exp \left\{ - \frac{t [R_{\Gamma} + r_{\Theta} (B + 1)]}{R_{\Gamma} (\tau_K' m + \tau_{\Theta})} \right\}. \quad (6.73)$$

При условии, что  $r_{\Theta} C_K \ll (m \tau_K' + \tau_{\Theta})$ , получаем

$$I_K(t) = \frac{E_{\Gamma} B}{R_{\Gamma} + r_{\Theta} (B + 1)} (1 - e^{-t/\tau_{\Phi}}), \quad (6.74)$$

где

$$\tau_{\Phi} = \frac{R_{\Gamma} (\tau_K' m + \tau_{\Theta}) (B + 1)}{R_{\Gamma} + r_{\Theta} (B + 1)}. \quad (6.75)$$

Отсюда можно найти длительность фронта выходного импульса транзистора при большом сигнале:

$$t_{\Phi} = \tau_{\Phi} \ln \frac{\frac{E_{\Gamma}}{R_{\Gamma} + r_{\Theta} (B + 1)}}{\frac{E_{\Gamma}}{R_{\Gamma} + r_{\Theta} (B + 1)} - \frac{E_K}{R_{\Pi} B}}. \quad (6.76)$$

Величина  $\tau_{\Phi}$  является постоянной времени фронта выходного импульса. Из формул (6.75) и (6.76) можно сделать вывод, что длительность фронта выходного импульса возрастает с увеличением  $R_{\Gamma}$  и с уменьшением рабочего тока. В табл. 6.3 приведены расчетные и эксперименталь-

Таблица 6.3

| $\tau_{\Phi}$ , мксек | Номер транзистора |      |      |      |      |      |
|-----------------------|-------------------|------|------|------|------|------|
|                       | 3                 | 15   | 31   | 33   | 41   | 58   |
| Расчет                | 19,2              | 21,6 | 19,3 | 20,6 | 23,7 | 20,4 |
| Эксперимент           | 21,8              | 22,0 | 20,7 | 23,0 | 24,5 | 21,4 |

ные значения  $\tau_{\Phi}$  для переднего фронта у маломощных планарных транзисторов при  $R_{\Gamma} = 47 \text{ ком}$ ,  $I_{\text{К}} = 1 \text{ мка}$ .

На рис. 6.19 приведена расчетная зависимость  $\tau_{\Phi} = f(I_{\text{К}})$ . Приведенные расчетные и экспериментальные

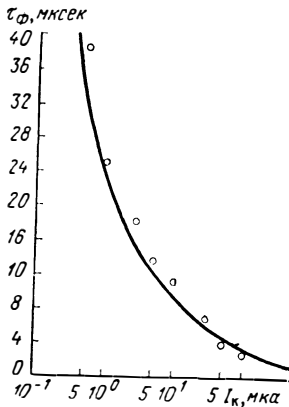


Рис. 6.19. Расчетная зависимость  $\tau_{\Phi} = f(I_{\text{К}})$  и результаты эксперимента для маломощного планарного кремниевого транзистора при  $R_{\Gamma} = 47 \text{ ком}$ .

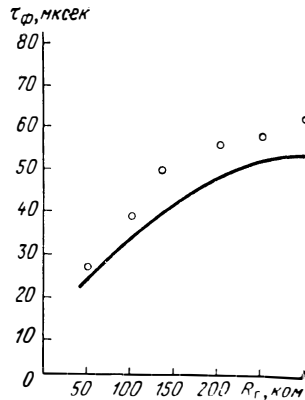


Рис. 6.20. Расчетная зависимость  $\tau_{\Phi} = f(R_{\Gamma})$  и результаты эксперимента для маломощного планарного кремниевого транзистора при  $I_{\text{К}} = 1 \text{ мка}$ .

данные показывают, что быстродействие транзисторных ключей в микрорежиме может быть значительно ухудшено за счет больших длительностей фронта выходного импульса. Анализ формул (6.75) и (6.76) также показывает, что в микрорежиме длительность фронта выходного импульса зависит от  $R_{\Gamma}$ , причем увеличение  $R_{\Gamma}$  приводит к возрастанию  $\tau_{\Phi}$  и  $t_{\Phi}$ .

Из рис. 6.20 видно, что с уменьшением рабочего тока меньше  $1 \text{ мка}$  зависимость  $\tau_{\Phi} = f(R_{\Gamma})$  становится еще

более резкой, а с уменьшением тока — вырождается. Так, даже при  $I_K = 10 \text{ мкА}$  и  $R_K = 50 \text{ ком}$  для практических расчетов ее можно не учитывать.

Все вышеизложенное справедливо для переднего фронта выходного импульса. При анализе заднего фронта, хотя все приведенные соотношения качественно сохраняются, количественная оценка весьма затруднена. При формировании заднего фронта в активном режиме это вызвано значительной нелинейностью ряда парамет-

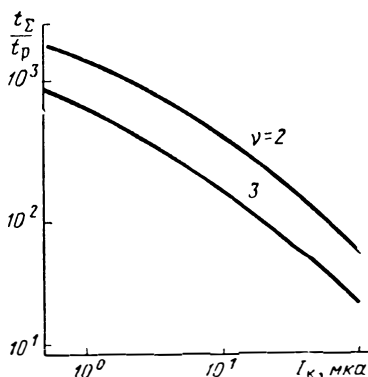


Рис. 6.21. Экспериментальные зависимости  $t_\Sigma/t_p = f(I_K)$  для мало-мощного планарного кремниевого транзистора.

ров транзисторов во время переходного процесса при запирации [18]. При формировании заднего фронта в режиме отсечки, что обычно имеет место в микрорежимных ключах, время спада, в основном, определяется разрядом паразитных емкостей через сопротивление в цепи коллектора  $R_K$ . Поскольку в микрорежиме  $R_K$  имеет большие величины (сотни килоом или мегаомы), постоянная времени заднего фронта обычно много больше постоянной времени переднего фронта.

При работе транзисторных ключей в номинальных режимах одним из основных факторов, определяющих их быстродействие, является время рассасывания избыточных носителей. При уменьшении рабочего тока, как было показано выше, увеличиваются фронты выходного импульса, а время рассасывания  $t_p$  практически сохраняет свою величину, поэтому начиная с определенного тока, когда сумма времен переднего и заднего фронта  $t_\Sigma$  становится много больше  $t_p$ , можно не учитывать влияния  $t_p$  на быстродействие транзисторного ключа.

На рис. 6.21 видно, что во всем микроамперном диапазоне токов при определении времени переключения транзистора с точностью, достаточной для инженерных расчетов, можно не учитывать  $t_p$ . Так для  $I_K = 1 \text{ мкА}$  время рассасывания при  $\nu = 2$  на три порядка меньше  $t_\Sigma$ .

Таблица 6.4

| Номер транзистора        | 3    | 15   | 31   | 33   | 41   | 58   |
|--------------------------|------|------|------|------|------|------|
| $\frac{t_{\Sigma}}{t_p}$ | 1140 | 1180 | 1090 | 1200 | 1150 | 1180 |

В табл. 6.4 приведены отношения  $t_{\Sigma}/t_p$  при  $I_K = 1$  мкА и  $\nu = 2$  для маломощных планарных транзисторов.

Таким образом, транзисторные ключи, являющиеся быстродействующими при номинальных токах и выполненные на транзисторах с малым  $t_p$ , не проявляют своего преимущества в сравнениях с ключами, выполненными на транзисторах с большим  $t_p$  при работе в микроамперном диапазоне токов.

Поскольку для уменьшения времени рассасывания в транзисторах используется диффузия золота, а для микрорежима параметр  $t_p$  не является существенным, при изготовлении микромощных транзисторов этот способ увеличения быстродействия не является приемлемым. Тем более, что присутствие золота сопряжено с рядом побочных эффектов, ухудшающих параметры транзистора в микрорежиме [79]: уменьшение коэффициента усиления, увеличение напряжения «пятки» на входной характеристике и т. д.

На основании вышеизложенного можно сделать вывод, что при работе транзисторного ключа в микрорежиме, во-первых, с уменьшением рабочего тока значительно возрастает время переключения; во-вторых, с уменьшением сопротивления генератора повышается быстродействие и, в-третьих, величина времени рассасывания и соответственно степень насыщения практически не влияют на время переключения.

#### 6.4. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТРАНЗИСТОРОВ В МИКРОРЕЖИМЕ

Материал, приведенный в предыдущих параграфах данной главы, дает возможность заключить, что одной из основных причин, значительно ограничивающих использование транзисторов в микрорежиме, является малая величина коэффициента усиления. Другой, не менее важной причиной является резкое уменьшение быстродействия транзисторных схем с падением рабочего тока.

Из современных типов транзисторов наиболее перспективными для работы в микрорежиме являются планарные транзисторы, имеющие большие коэффициенты усиления в сравнении с другими типами, и обратные токи порядка единиц и даже десятых долей наноампер. Однако исследования, проведенные на серийных и опытных образцах планарных транзисторов, показали, что их приемлемая работоспособность сохраняется лишь до токов коллектора порядка 10—15 *мка*, при  $I_K = 1$  *мка* лишь 10—15% из них имели  $B \geq 10$ .

Для решения задачи об уменьшении потребляемой и рассеиваемой мощности можно идти тремя путями: во-первых, улучшать эксплуатационные параметры транзисторов в микро- и наноамперном диапазоне токов путем совершенствования технологии и конструкции транзисторов, во-вторых, использовать существующие транзисторы в иных режимах, которые позволят, уменьшая потребляемые и рассеиваемые мощности, сохранить работоспособность этих транзисторов при токах коллектора, меньших 10 *мка*, и, в-третьих, осуществить снижение мощностей путем схемных решений.

#### **6.4.1. Работа в режиме пробоя**

Одним из возможных путей второго направления, на наш взгляд, может явиться использование режима лавинного пробоя коллекторного перехода транзистора [80]. Впервые идея использования режима лавинного умножения носителей заряда при номинальных токах была применена для получения наносекундных импульсов. Ряд авторов в своих работах [81, 82] исследовали процессы лавинного пробоя для получения импульсов большей мощности и малой длительности. Однако такие важные преимущества транзисторов, работающих в режиме лавинного пробоя коллекторного перехода, как малое время срабатывания, большое усиление по мощности, слабая зависимость от температуры, высокая чувствительность, возможность получения больших импульсов тока и простота схем, не смогли получить должного применения в радиоэлектронике. Причиной тому явилась возможность внезапного выхода транзистора из строя за счет попадания во вторичный пробой.

Вторичный пробой наступает при относительно высоких значениях коллекторного тока транзистора, работающего

в режиме лавинного пробоя коллекторного перехода. При этих условиях ток коллектора как бы «стягивается в шнур», образуя большие локальные плотности тока, следствием чего является локальный перегрев коллектора и проплавление базы.

Для определения тока коллектора  $I_{кп}$ , при котором маломощные планарные транзисторы входят во вторичный пробой, было проведено экспериментальное исследование.

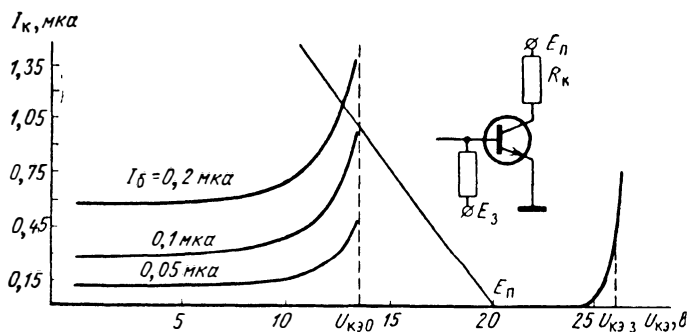


Рис. 6.22. Типовые выходные характеристики маломощного планарного кремниевого транзистора, нагрузочная прямая и исследуемая схема.

Результаты показывают, что типовое значение  $I_{кп}$  лежит в пределах 100—400 *ма*, наименьшее значение  $I_{кп} = 10$  *ма*.

Таким образом, при работе планарного транзистора в режиме лавинного пробоя коллекторного перехода при  $I_{кп} = 1$  *мкма* коэффициент запаса по току составляет 10 000 по наимудшему случаю, а при уменьшении рабочего тока коллектора коэффициент запаса еще больше возрастает. Изложенное выше позволяет заключить, что поскольку вероятность попадания транзистора во вторичный пробой при лавинном пробое коллекторного перехода значительно уменьшается в микрорежиме, надежность его работы может быть очень высока [82].

На рис. 6.22 приведены типовые входные характеристики маломощного планарного транзистора, нагрузочная прямая и исследуемая схема. Напряжение источника коллекторного питания  $E_{кп}$  выбирается с тем условием, чтобы при запирающем смещении на базе транзистор находился в режиме отсечки, а при подаче отпирающего импульса

в базу — в режиме лавинного умножения. Данная схема исследовалась в диапазоне токов коллектора  $I_K = 0,5 \div 10 \text{ мка}$  при отпирающем токе базы  $I_B = 0,05 \div 0,1 \text{ мка}$ . При  $I_K = 1 \text{ мка}$  имели место коэффициенты усиления по току  $K_i = 200$ , по напряжению  $K_u = 10 \div 30$ , по мощности  $K_p = 2000 \div 6000$ , т. е. они значительно превышали усилительные характеристики этих транзисторов при использовании их в обычных режимах при  $I_K = 1 \text{ мка}$ . Потребляемая от источника мощность при данных экспериментах не превышала 15—30 мвт.

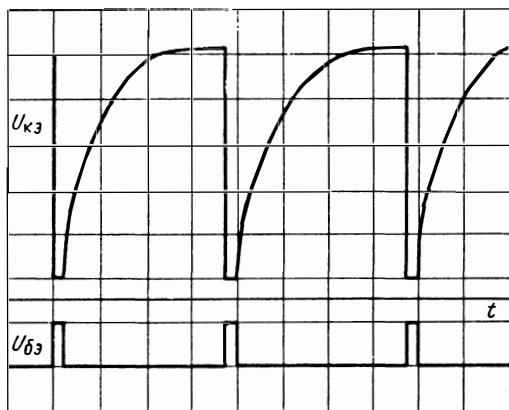


Рис. 6.23. Осциллограммы напряжений на коллекторе и на базе малоомощного планарного кремниевого транзистора, работающего в микрорежиме при лавинном пробое коллекторного перехода.

На рис. 6.23 приведены типовые осциллограммы напряжений на коллекторе и на базе при работе малоомощного планарного транзистора в исследуемом режиме. Время включения (передний фронт) при  $I_K = 1 \text{ мка}$  и  $I_B = 0,05 \text{ мка}$  составляло десятки и даже единицы наносекунд. Однако время выключения (задний фронт)  $t_3$  составляло 100—150 мксек. Время  $t_3$ , в основном, определяется разрядом паразитных емкостей через сопротивление в цепи коллектора. При этом величина запирающего напряжения на базе не оказывает сколько-нибудь заметного влияния на величину  $t_3$  для микроамперного диапазона тока коллектора. Время выключения может быть сокращено лишь за счет уменьшения сопротивления нагрузки  $R_{н1}$ , которое опре-

деляет собой ток коллектора при выбранном напряжении питания.

На рис. 6.24 приведена типовая зависимость  $t_3 = f(I_K)$  для маломощного планарного транзистора. Большая величина  $t_3$  является отрицательным фактором исследуемого режима. Однако  $t_3$  может быть значительно уменьшено за счет снижения величины сопротивления нагрузки после окончания действия управляющего импульса в базе.

Следует отметить, что при использовании режима лавинного пробоя коллекторного перехода могут быть рекомендованы транзисторы с малым пробивным напряжением при отпирающем токе базы  $U_{КЭ0}$ , поскольку малая величина  $U_{КЭ0}$  позволяет сохранять высокие коэффициенты усиления, снижать напряжение источника питания и тем самым уменьшать потребляемую мощность.

Большое статическое усиление, высокая чувствительность и крутой передний фронт выходного импульса открывают возможности применения маломощных планарных транзисторов, работающих в режиме лавинного пробоя коллекторного перехода в микромощных импульсных схемах радиоэлектронной аппаратуры.

Использование лавинного режима в приведенной на рис. 6.22 схеме для формирования импульсов запуска, не ограничивает область его применения. Так, в этом же режиме работают и генератор пилообразного напряжения с коэффициентом нелинейности порядка единиц процентов (рис. 6.25, а) и генератор наносекундных импульсов (рис. 6.25, б).

Для построения микромощных усилителей можно использовать маломощные планарные транзисторы при работе в предпробойной области, т. е. при напряжениях, близких к напряжению лавинного пробоя коллекторного перехода.

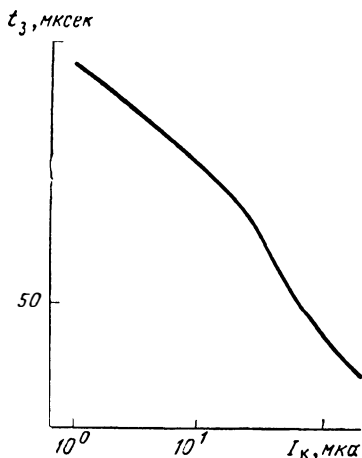


Рис. 6.24. Типовая зависимость  $t_3 = f(I_K)$  для маломощного планарного кремниевого транзистора.



В этой области за счет лавинного размножения части носителей коэффициент усиления может значительно увеличиваться.

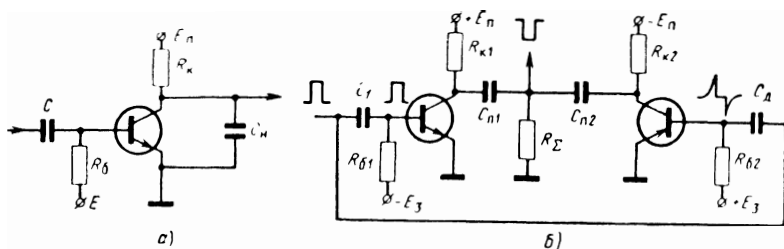


Рис. 6.25. Схемы генераторов пилообразного напряжения (а) и наносекундных импульсов (б).

Использование транзистора в микро- и наноамперном диапазоне токов в режиме, близком к лавинному пробую

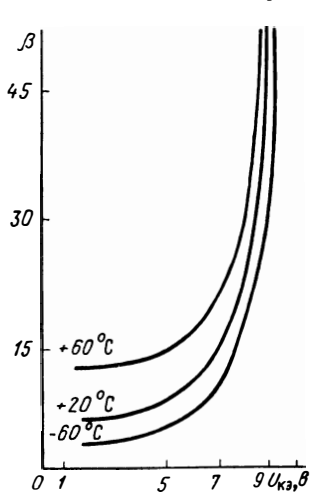


Рис. 6.26. Типовые зависимости  $\beta = f(U_{кз})$  при температуре  $-60, +20, +60^\circ\text{C}$  и  $I_{б} = 50 \text{ на}$  для маломощного планарного кремниевом транзистора.

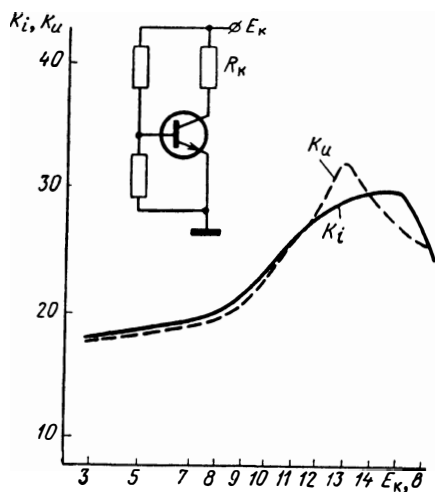


Рис. 6.27. Зависимости  $K_i$  и  $K_u = f(U_{кз})$  при  $R_{н} = 1 \text{ Мом}$ ,  $I_{б} = 50 \text{ на}$  и исследуемая схема на маломощном планарном кремниевом транзисторе.

коллекторного перехода, не является опасным ввиду большого запаса по предельным мощностям и токам (см. выше). В связи с этим появляется возможность, обеспечивая надеж-  
280

ную работу транзистора, получить большие малосигнальные коэффициенты усиления  $\beta$  в микро- и наноамперном диапазоне тока.

Из рис. 6.26 видно, что в предпробойной области (при больших  $U_{кэ}$ ) коэффициент усиления  $\beta$  значительно возрастает. Температура окружающей среды оказывает, по крайней мере, не большее влияние на величину  $\beta$ , чем при номинальных  $U_{кэ}$ . Таким образом, выбирая напряжение источника питания, сопротивление нагрузки и ток базы, которые должны обеспечить работу транзистора в предпробойном состоянии при необходимом токе коллектора, можно сконструировать микромощный усилитель. Зависимости, представленные на рис. 6.27, позволяют оценить область, где описанный режим характеризуется лучшими усилительными свойствами.

#### **6.4.2. Работа при питании переменным напряжением**

Другой возможностью эффективного использования маломощных транзисторов в микрорежиме являются схемы, питаемые переменным напряжением. В отличие от схем с постоянным напряжением коллекторного питания схемы, питаемые переменным напряжением, имеют ряд преимуществ, основным из которых является возможность значительного снижения потребляемой мощности.

Питание коллектора в транзисторном ключе может осуществляться либо импульсным напряжением, либо синусоидальным. В транзисторном ключе с импульсным питанием [83] коллекторное напряжение подается в виде импульса, которому предшествует подача в цепь базы входного сигнала. Таким образом, транзистор насыщается при отсутствии коллекторного тока. Коллекторный импульс поступает на уже открытый транзистор и заканчивается, когда транзистор еще не успел выйти из насыщения. В этом случае сопротивление транзистора за все время протекания коллекторного тока равно сопротивлению насыщения, и на нем рассеивается минимальная мощность. На выходе транзисторного ключа наблюдается остаточный сигнал, в первом приближении равный произведению коллекторного тока на сопротивление насыщенного транзистора.

Если в схеме соблюдаются условия, когда избыточные носители в транзисторе рассасываются к приходу следующего импульса, то при отсутствии входного сигнала сле-

дующий коллекторный импульс поступает на запертый транзистор. При этом весь коллекторный сигнал проходит на выход схемы ключа и в транзисторе также рассеивается минимальная мощность, вызываемая лишь протеканием обратных токов переходов.

Характерной особенностью транзисторных ключей с питанием цепи коллектора напряжением синусоидальной формы является возможность заменить активное сопротивление нагрузки конденсатором [84]. В основе таких схем

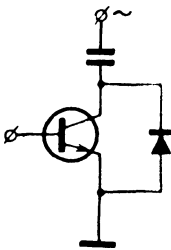


Рис. 6.28. Диодно-емкостный ключ переменного тока.

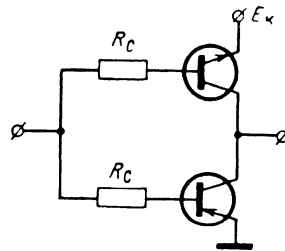


Рис. 6.29. Транзисторный ключ с дополнительной симметрией.

лежит диодно-емкостный ключ переменного тока (рис. 6.28). В схеме используется та особенность, что цепь из последовательно соединенных емкости и диода в статическом состоянии не проводит ток (в том числе и переменный.) Так как при запертом транзисторе емкость заряжается через диод до величины амплитуды питающего напряжения, диод запирается и протекание тока через нагрузку прекращается. Когда транзистор открыт, через емкость протекают обе полуволны переменного тока, причем отрицательная полу волна проходит через диод, а положительная через транзистор. Таким образом, схема ключа позволяет коммутировать переменный ток, протекающий через нагрузку. В тех случаях, когда инверсные параметры транзистора обеспечивают его насыщение для отрицательной полуволны, диод может быть исключен из схемы.

Схемы условно делятся по принципу действия на синхронные и асинхронные. На рис. 6.28 показан пример схемы асинхронного действия. Для схем синхронного действия все ключи переменного тока на транзисторах разного типа проводимости соединены таким образом, что шунтирующий

диод предыдущего каскада подключается к базе транзистора следующего каскада.

Схемы переменного тока в сравнении с обычными схемами для одних и тех же режимов позволяют, как показал В. А. Титов, снизить потребляемую мощность в 30 раз для синхронного принципа действия и в 5 раз для асинхронного. Основным недостатком рассмотренных выше схем является весьма узкая область их эффективного использования (в основном логические схемы).

В настоящее время широкое распространение получили микромощные схемы с дополнительной симметрией [115]. Основной особенностью таких схем является использование вместо коллекторных сопротивлений транзисторов противоположного типа проводимости (рис. 6.29). Из двух последовательно включенных транзисторов один всегда открыт. Благодаря отсутствию коллекторных сопротивлений схема имеет низкое выходное сопротивление, что обеспечивает ей высокую нагрузочную способность. Поскольку транзистор в микрорежиме имеет довольно высокое входное сопротивление, сопротивление связи может быть сравнительно небольшим. Поэтому исключение коллекторных сопротивлений в схемах с дополнительной симметрией является одним из вариантов решения вопроса об уменьшении площадей сопротивлений и снижения влияния паразитных емкостей в интегральных схемах.

Благодаря динамической нагрузке схема имеет довольно высокое быстродействие, мощность же потребляется, в основном, только в течение переходных процессов.

Определенным препятствием для широкого использования схем с дополнительной симметрией являются трудности в создании транзисторов  $p-n-p$  и  $n-p-n$  типов с идентичными параметрами.

## Глава 7

### ПАРАМЕТРЫ ИНВЕРСНОГО ВКЛЮЧЕНИЯ

Наряду с обычным включением транзистора в современной технике используется инверсное. В отличие от обычного, нормального, так называемого прямого включения, инверсное, или обратное включение транзистора определяется использованием перехода большой площади в качестве эмиттера (инжектирующий переход), а перехода малой площади — в качестве коллектора (экстрагирующий переход).

Такое включение широко используется в малотоковых переключателях, которые используются как прерыватели для стабильных усилителей постоянного тока, построенных по схеме МДМ. Предпочтение инверсного включения прямому в таких схемах отдается из-за малых остаточных параметров инверсно включенного транзистора — ключа (ток в режиме отсечки и напряжение на ключе при глубоком насыщении). Меньшее остаточное напряжение в открытом (насыщенном) состоянии и меньший остаточный ток в закрытом состоянии делают инверсно включенный транзистор более близким к идеальному ключу по сравнению с прямо включенным. Кроме того, инверсное включение находит применение в схемах управления реверсивными двигателями, в логических схемах переменного тока и других схемах автоматики и радиотехники. Некоторые схемы (например, схема автомобильного зажигания, схема выходного каскада строчной развертки телевизора) при резком переключении транзистора, работающего на комплексную нагрузку, могут переводить его в инверсный режим. В транзисторном ключе при анализе времени рассасывания и времени формирования заднего фронта выходного импульса при эмиттерном рассасывании необходимо знать инверсные параметры.

В данной главе термины «коллектор» и «эмиттер», когда речь идет об инверсном включении транзистора, применяются для переходов малой и большой площади соответственно.

## 7.1. ОСТАТОЧНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

В настоящее время инверсное включение транзисторов широко используется в схемах переключателей малых токов. Для таких схем транзистор должен иметь малое остаточное напряжение в открытом, насыщенном состоянии и малые остаточные токи в закрытом.

Брайт и Крупер [94] показали, что для инверсного включения транзистора характерны меньшие остаточные параметры, чем при прямом включении, т. е. транзистор в инверсном включении приближается к идеальному ключу.

### 7.1.1. Остаточное напряжение

Остаточным напряжением принято называть напряжение между коллектором и эмиттером при работе транзистора в режиме глубокого насыщения. Для нахождения величины остаточного напряжения при бесконечной степени насыщения, т. е. при отсутствии тока коллектора, воспользуемся формулами Эберса — Молла [23] \*):

$$I_{KI} = \frac{\alpha_I I_{\text{эб}0I}}{1 - \alpha_I} \left( \exp \frac{U_{\text{эб}}}{\varphi_T} - 1 \right) - \frac{I_{\text{кб}0I}}{1 - \alpha_I} \left( \exp \frac{U_{\text{кб}}}{\varphi_T} - 1 \right), \quad (7.1a)$$

$$I_{\text{э}I} = \frac{I_{\text{эб}0I}}{1 - \alpha_I} \left( \exp \frac{U_{\text{эб}}}{\varphi_T} - 1 \right) - \frac{\alpha_I I_{\text{кб}0I}}{1 - \alpha_I} \left( \exp \frac{U_{\text{кб}}}{\varphi_T} - 1 \right), \quad (7.1б)$$

где  $I_{KI}$ ,  $I_{\text{э}I}$  — токи коллектора и эмиттера при инверсном включении транзистора;  $U_{\text{кб}}$ ,  $U_{\text{эб}}$  — напряжения на коллекторном и эмиттерном переходах;  $\varphi_T$  — температурный потенциал;  $I_{\text{кб}0I}$ ,  $I_{\text{эб}0I}$  — обратные токи коллекторного и эмиттерного переходов при инверсном включении транзистора;  $\alpha$ ,  $\alpha_I$  — коэффициенты передачи тока транзистора для схемы с ОБ при прямом и инверсном включении.

\*) Формулы (7.1) записаны для транзистора в инверсном включении.

Поскольку ток коллектора отсутствует ( $I_{кI} = 0$ ), формулу (7.1а) можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_I I_{\text{эб0I}}}{1 - \alpha \alpha_I} \left( \exp \frac{U_{\text{эб}}}{\varphi_T} - 1 \right) = \\ = \frac{I_{к\text{б0I}}}{1 - \alpha \alpha_I} \left( \exp \frac{U_{к\text{б}}}{\varphi_T} - 1 \right). \end{aligned} \quad (7.2)$$

При  $I_{кI} = 0$  должно выполняться  $I_{\text{эI}} = I_{\text{б}}$ . В связи с этим, приравняв правую часть (7.1б) току базы и подставив (7.2), можно записать

$$\begin{aligned} I_{\text{б}} = \frac{I_{\text{эб0I}}}{1 - \alpha \alpha_I} \left( \exp \frac{U_{\text{эб}}}{\varphi_T} - 1 \right) - \\ - \frac{\alpha \alpha_I I_{\text{эб0I}}}{1 - \alpha \alpha_I} \left( \exp \frac{U_{\text{эб}}}{\varphi_T} - 1 \right). \end{aligned} \quad (7.3)$$

После преобразований (7.3) запишется как

$$I_{\text{б}} = I_{\text{эб0I}} \left( \exp \frac{U_{\text{эб}}}{\varphi_T} - 1 \right). \quad (7.4)$$

Решив (7.4) относительно  $U_{\text{эб}}$ , получим

$$U_{\text{эб}} = \varphi_T \ln \left( 1 + \frac{I_{\text{б}}}{I_{\text{эб0I}}} \right). \quad (7.5)$$

Если подставить (7.5) в (7.2), то после необходимых преобразований можно найти

$$U_{к\text{б}} = \varphi_T \ln \left( 1 + \frac{\alpha_I I_{\text{б}}}{I_{к\text{б0I}}} \right). \quad (7.6)$$

Разность напряжений  $U_{\text{эб}}$  и  $U_{к\text{б}}$  и является остаточным напряжением  $U_{к\text{эI}}^0$ :

$$U_{к\text{эI}}^0 = \varphi_T \ln \frac{I_{\text{б}} + I_{\text{эб0I}}}{I_{\text{эб0I}}} \cdot \frac{I_{к\text{б0I}}}{\alpha_I I_{\text{б}} + I_{к\text{б0I}}}. \quad (7.7)$$

Воспользовавшись формулой [23]

$$\alpha \cdot I_{к\text{б0I}} = \alpha_I \cdot I_{\text{эб0I}} \quad (7.8)$$

и проведя преобразования в (7.7), получим

$$U_{к\text{эI}}^0 = \varphi_T \ln \frac{I_{\text{б}} + I_{\text{эб0I}}}{\alpha I_{\text{б}} + I_{\text{эб0I}}}. \quad (7.9)$$

При  $I_{\text{б}} \gg I_{\text{эб0I}}$ , что имеет место на практике, (7.9) можно привести к виду

$$U_{к\text{эI}}^0 \approx \varphi_T \ln \frac{1}{\alpha}. \quad (7.10)$$

Аналогичное выражение можно записать и для прямого включения транзистора:

$$U_{кэ}^0 \approx \varphi_T \ln \frac{1}{\alpha_I}. \quad (7.11)$$

Из формул (7.10) и (7.11) следует, что поскольку  $\alpha > \alpha_I$ , то  $U_{кэ}^0 > U_{кэI}^0$ . Формулы для определения  $U_{кэI}^0$  могут быть представлены также и следующим образом:

$$U_{кэI}^0 \approx \varphi_T (1 - \alpha), \quad (7.12)$$

$$U_{кэI}^0 = \varphi_T \frac{B_I [(1+B) I_б + I_{кб0I} (1+B_I)]}{B [B_I I_б - I_{эб0I} (1+B)]}. \quad (7.13)$$

В приведенных формулах не учтено влияние падения напряжения за счет протекания тока базы через омическое сопротивление нижектирующего перехода. С учетом этого фактора формулы (7.10), (7.12) запишутся в виде

$$U_{кэI}^0 = \varphi_T \ln \frac{1}{\alpha} + I_б r_{эI}, \quad (7.14)$$

$$U_{кэI}^0 \approx \varphi_T (1 - \alpha) + I_б \cdot r_{эI}, \quad (7.15)$$

где  $r_{эI}$  — объемное сопротивление инверсного эмиттера.

Если не проводить никаких упрощений, то можно записать формулу, справедливую во всем диапазоне рабочих токов базы:

$$U_{кэI}^0 = \varphi_T \ln \frac{I_б + I_{эб0I}}{\alpha I_б + I_{эб0I}} + I_б r_{эI}. \quad (7.16)$$

Как видно из приведенных формул, остаточное напряжение зависит от тока базы. Ток базы, при котором остаточное напряжение минимально, принято называть оптимальным током базы. В табл. 7.1 приведены типовые зна-

Таблица 7.1

| Тип тран-<br>зистора | МП42 | МП21 | П12 | П407 | МП113 | МП114 | МП116 |
|----------------------|------|------|-----|------|-------|-------|-------|
| $U_{кэI}^0, мв$      | 1,5  | 1,2  | 0,8 | 0,3  | 3,5   | 2     | 1,5   |

чения остаточных напряжений для транзистора в инверсном включении при оптимальных токах базы.

Остаточное напряжение, как и любой другой параметр транзистора, имеет определенный разброс величин, кото-



рый может быть значительным даже среди транзисторов одного типа. При использовании транзисторов в схемах модуляторов, помимо малой величины остаточного напряжения требуется минимальный разброс этого параметра. С этой точки зрения инверсное включение транзистора является более приемлемым, поскольку разброс  $U_{кэ I}^0$  всегда меньше, чем разброс  $U_{кэ}^0$ . Это имеет место, в основном, потому, что прямой коэффициент передачи  $\alpha$  контролируется в процессе разработки и изготовления транзисторов и является параметром разбраковки в отличие

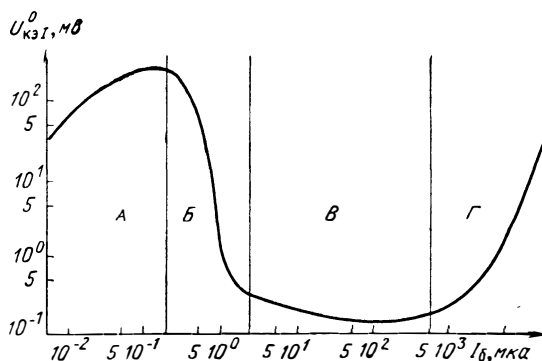


Рис. 7.1. Типовая зависимость  $U_{кэ I}^0 = f(I_б)$  для маломощного планарного транзистора.

от инверсного коэффициента  $\alpha_I$ . Поэтому инверсный коэффициент передачи имеет больший разброс, нежели прямой [118].

#### Зависимость остаточного напряжения от тока базы.

Из формулы (7.16) видно, что  $U_{кэ I}^0 = f(I_б)$  имеет следующую зависимость: при  $I_б = 0$ ,  $U_{кэ I}^0 = 0$ , затем возрастание тока базы приводит к увеличению  $U_{кэ I}^0$ , которое, достигнув определенного значения, начнет уменьшаться с увеличением  $I_б$  (при  $I_б \gg I_{б0 I}$ ) за счет роста  $\alpha$ , а затем снова начнется увеличение остаточного напряжения за счет роста второго слагаемого в (7.16). На рис. 7.1 приведена типовая зависимость  $U_{кэ I}^0 = f(I_б)$  для маломощного планарного транзистора. Для рассмотрения этой зависимости удобно разделить ее на четыре области: А, Б, В и Г.

В области А, т. е. при токах базы, соизмеримых с обратными токами большого перехода, наблюдается рост оста-

точного напряжения с увеличением тока базы. Для аналитической записи зависимости  $U_{кэ I}^0 = f(I_б)$  в этой области может быть использована формула (7.9). Из нее видно, что при  $I_б = 0$ .  $U_{кэ I}^0 = 0$ , а затем появление небольших базовых токов приводит к более быстрому росту числителя под логарифмом, чем знаменателя. Этим и обуславливается рост остаточного напряжения от нуля до напряжения пика (рис. 7.1) \*). Область  $A$  в настоящее время не находит практического применения, поэтому ее более подробный анализ вряд ли будет оправданным.

В области  $B$  наблюдается резкий спад остаточного напряжения при увеличении тока базы. Поскольку для этой области, с одной стороны, ток базы много больше обратных токов большого перехода и, с другой стороны, достаточно мал для внесения существенного вклада в значение  $U_{кэ I}^0$  за счет второго слагаемого правой части в формуле (7.16), для аналитического описания области  $B$  может быть использована формула (7.10) с учетом зависимости  $\alpha = f(I_б)$ .

Как известно [14], всем типам транзисторов свойственна зависимость коэффициента передачи от тока эмиттера. С изменением же тока базы зависимость коэффициента усиления  $\alpha$  имеет более резкий характер [117]. Это особенно характерно для транзисторов с ярко выраженной несимметрией переходов ( $\alpha_I < 0,5$ ), т. е. для транзисторов, у которых ток коллектора в инверсном включении всегда меньше тока базы. У транзисторов с более симметричными переходами и тем более у симметричных транзисторов коэффициент передачи падает с уменьшением тока базы менее резко.

На рис. 7.2 приведены нормированные зависимости  $V/V_{\text{макс}} = f(I_б)$  для транзистора типа П402 и симметричного германиевого транзистора.

Работа в области  $B$  обычно характерна для транзисторов с низким значением статического коэффициента усиления. При дальнейшем увеличении тока базы рабочая точка транзистора смещается в область  $B$ . В области  $B$  обе составляющие остаточного напряжения, оба слагаемых в правых частях расчетных формул, оказывают близкие по величине действия, поэтому для определения  $U_{кэ I}^0$  следует пользо-

---

\*) Пиковое напряжение для планарных транзисторов имеет значение 150—400 мВ при  $I_б = 0,1 \div 0,3$  мка.

ваться формулой (7.14). Эта область характеризуется минимальными величинами остаточных напряжений.

Величина минимального остаточного напряжения на открытом транзисторе, а также значение тока базы, при котором  $U_{кэ I}^0$  минимально, в значительной степени зависят от типа транзистора. Германиевые низкочастотные сплавные транзисторы характеризуются минимальным значением  $U_{кэ I}^0 \approx 1 \div 2$  мв при значениях оптимального тока базы порядка 0,5 ма. Кремниевые сплавные транзисторы

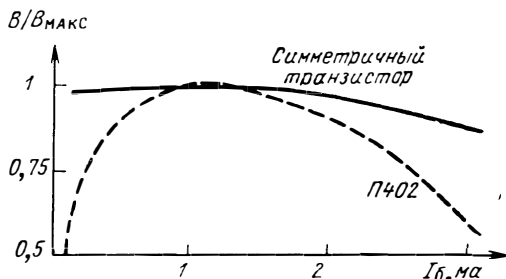


Рис. 7.2. Нормированные зависимости  $V/V_{\text{макс}} = f(I_{\text{б}})$  для симметричного германиевого транзистора (—) и транзистора типа П402 (---).

имеют минимальное остаточное напряжение  $U_{кэ I}^0 \approx 1,5 \div 4$  мв и оптимальный ток базы порядка 2—3 ма.

Эти различия между сплавными транзисторами, выполненными на основе германия и кремния, объясняются как зависимостями  $\alpha = f(I_{\text{б}})$ , так и величинами  $r_{в I}$ . Кремниевые сплавные транзисторы характерны большими скоростями поверхностной рекомбинации, что при малых токах обуславливает низкий коэффициент усиления, т. е. у кремниевых сплавных транзисторов  $\alpha$  достигает своего максимального значения при больших токах базы, чем у германиевых. Кроме того, следует отметить, что большая скорость поверхностной рекомбинации резко увеличивает несимметрию транзистора. Хорошо защищенная поверхность базы в планарных кремниевых транзисторах позволяет получить для них остаточное напряжение в десятые доли милливольт и оптимальный ток базы порядка 150 мка.

В области  $\Gamma$  (при больших токах базы) наблюдается рост остаточного напряжения с увеличением тока базы. Здесь основное влияние на величину  $U_{кэ I}^0$  оказывает второе сла-

гаемое в расчетных формулах, поэтому для определения  $U_{кэI}^0$  можно воспользоваться следующей приближенной формулой, которая вполне приемлема для диффузионных транзисторов:

$$U_{кэI}^0 \approx I_{бI} r_{эI}. \quad (7.17)$$

Таким образом, при работе транзистора в области  $I$  основным параметром, определяющим остаточное напряжение, является объемное сопротивление большого перехода.

Объемное сопротивление  $r_{эI}$  для сплавных транзисторов имеет величину порядка 0,05—2 ом, поэтому остаточное напряжение даже при оптимальных токах базы может отличаться от  $U_{кэI}^0$  для идеализированной модели на 0,005—10 мв. Для диффузионных транзисторов это отличие оказывается еще больше в связи с тем, что помимо большей толщины инверсный эмиттер может быть выполнен на высокоомном материале. В планарных транзисторах, особо перспективных для переключателей малых токов, удельное сопротивление инверсного эмиттера может достигать достаточно больших величин.

Однако даже с учетом влияния сопротивлений  $r_{эI}$  и  $r_{в}$  остаточное напряжение при инверсном включении транзистора оказывается меньше, чем при прямом включении в достаточно широком диапазоне токов базы. С целью уменьшения остаточного напряжения в области  $B$  для работы транзисторов в малотоковых переключателях следует уменьшать сопротивление  $r_{эI}$ . Одним из возможных решений в этом направлении может явиться метод, использованный при создании «инверсного транзистора». В отличие от принятых методов изготовления сплавных транзисторов в «инверсном транзисторе» переход малой площади легировался слабо, а переход большой площади — достаточно сильно. Значительное легирование большого перехода\*) (инверсного эмиттера) позволило, во-первых, уменьшить остаточное напряжение и, во-вторых, значительно расширить рабочую область  $B$  (см. рис. 7.1).

С этой точки зрения следует отметить, что симметричные германиевые транзисторы дают возможность работать транзисторному модулятору в области  $B$  в довольно широ-

---

\*) Легирование проводилось для большого перехода InGa, а для малого перехода InZn.

ком диапазоне токов базы. Из транзисторов, изготовленных на основе кремния, наиболее слабая зависимость остаточного напряжения от тока базы характерна для эпитаксиальных транзисторов [127]. Величина управляющего тока базы при использовании транзисторов в схемах мало-токовых переключателей обычно выбирается в пределах 0,1—4 *ма* в зависимости от типа транзистора и ряда других факторов.

Для оценки возможности выбора режима работы транзистора иногда бывает удобно воспользоваться зависимостью остаточного напряжения от напряжения  $U_{кб}$  [117].

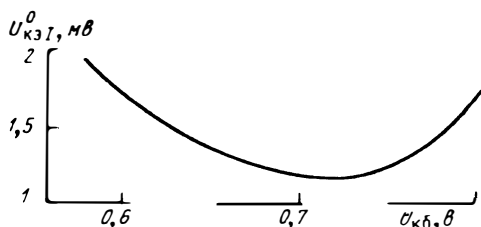


Рис. 7.3. Типовая зависимость  $U_{кэ I}^0 = f(U_{кб})$  для планарного кремниевого транзистора

Эта зависимость имеет минимум  $U_{кэ I}^0$  при определенном значении  $U_{кб}$ , которое во многом определяется типом транзистора. Для германиевых транзисторов оптимальное значение  $U_{кб}$ , при котором  $U_{кэ I}^0$  минимально, имеет величину порядка 150—200 *мв*; для кремниевых транзисторов вследствие значительно меньшей величины начального тока коллектора — порядка 0,7—0,9 *в*. На рис. 7.3 приведена типовая зависимость  $U_{кэ I}^0 = f(U_{кб})$  для кремниевого планарного транзистора.

#### **Зависимость остаточного напряжения от температуры.**

Температурная зависимость остаточного напряжения открытого транзистора при постоянном токе базы определяется температурной зависимостью параметров, входящих в выражение (7.16). Обратный ток перехода возрастает с увеличением температуры, температурный потенциал и объемное сопротивление эмиттерной области изменяются в широком диапазоне температур, монотонно возрастая с увеличением температуры. Температурная зависимость статического коэффициента усиления практически совпадает с темпера-

турной зависимостью динамического коэффициента усиления. На зависимость  $\alpha = f(t^\circ)$  влияет величина рабочего тока эмиттера. При малых токах эмиттера, когда основным фактором, влияющим на величину коэффициента усиления, является поверхностная рекомбинация [14], он монотонно падает с уменьшением температуры в диапазоне от  $+20$  до  $-60^\circ\text{C}$  для всех типов транзисторов и монотонно возрастает с увеличением температуры в диапазоне от  $+20$  до  $+100^\circ\text{C}$  для кремниевых транзисторов. Зависимость коэффициента передачи от температуры для германиевых транзисторов в диапазоне от  $+20$  до  $+80^\circ\text{C}$  не является, как правило, монотонной, однако преобладает увеличение  $\alpha$  с возрастанием температуры. Изложенное выше позволяет вывести некоторые закономерности поведения  $U_{\text{кз}I}^0$  при изменении температуры окружающей среды.

В области *A* за счет возрастания  $\alpha$  и  $I_{\text{бэ}I}$  при увеличении температуры наблюдается смещение пика в левую сторону с увеличением тока базы. Однако область *A* отличается крайней нестабильностью, поэтому ее экспериментальное обследование крайне затруднено.

В области *B* остаточное напряжение в основном определяется как  $\varphi_T \ln(1/\alpha)$ , а поэтому изменение остаточного напряжения с температурой обусловлено зависимостью прямого коэффициента передачи от температуры (влияние  $\varphi_T$  сказывается значительно слабее). Вследствие этого в области *B* наблюдается уменьшение остаточного напряжения при увеличении температуры окружающей среды. Величина температурного изменения  $U_{\text{кз}I}^0$  зависит от выбранного тока базы и увеличивается при его уменьшении из-за более резкой температурной зависимости коэффициента усиления при малых токах базы (эмиттера).

В области *Г* преобладающей является составляющая  $I_{\text{бэ}I}$ , поэтому зависимость  $U_{\text{кз}I}^0$  от температуры при постоянном токе базы будет определяться температурной зависимостью объемного сопротивления эмиттерной области транзистора и, следовательно, величина остаточного напряжения должна увеличиваться с возрастанием температуры. При этом температурное изменение остаточного напряжения будет тем больше, чем больше выбранное значение тока базы.

В области *B* обе составляющие остаточного напряжения в формуле (7.14) соизмеримы, поэтому может наблюдаться как увеличение, так и уменьшение остаточного напряжения

при увеличении температуры окружающей среды. При определенной величине тока базы может произойти взаимная компенсация влияния температурного изменения исходных параметров на величину  $U_{кэ I}^0$ , благодаря чему в довольно узком диапазоне изменения температуры окружающей среды остаточное напряжение открытого транзистора можно сделать практически не зависящим от температуры. При изменении температуры в широком диапазоне добиться полной компенсации влияния изменения исходных параметров на величину остаточного напряжения невозможно. Однако температурная нестабильность  $U_{кэ I}^0$  за счет частичной компенсации влияния изменения исходных параметров в области  $B$  всегда меньше, чем в других областях характеристики  $U_{кэ I}^0 = f(I_б)$ .

Таким образом, в схемах малотоковых переключателей величину коммутирующего тока базы следует выбирать таким образом, чтобы рабочая точка транзистора в открытом состоянии находилась в области  $B$ , не только с точки зрения минимальной величины остаточного напряжения, но и минимальной температурной нестабильности  $U_{кэ I}^0$ .

При использовании в работе определенного типа транзисторов из-за разброса их параметров не все они при заданном токе базы могут быть отнесены по своим свойствам к области  $B$ . Поэтому для построения высококачественных транзисторных ключей, предназначенных для работы в широком диапазоне температур, целесообразен отбор транзисторов не только по величине остаточного напряжения при выбранном токе базы, но и по характеру зависимости вблизи этого значения. Наиболее идентичные зависимости имеют транзисторы, полученные из одной пластины (приложение 2). Зависимости  $U_{кэ I}^0 = f(I_б)$  при различных температурах окружающей среды для мало-мощного планарного транзистора приведены на рис. 7.4.

**Зависимость остаточного напряжения от тока коллектора.** Эта зависимость во многом определяется величиной динамического сопротивления открытого транзистора. Динамическое сопротивление открытого транзистора при инверсном включении  $r_{oI}$  можно представить как

$$r_{oI} = \frac{\partial U_{кэ I}^0}{\partial I_{кI}} \cdot \quad (7.18)$$

Сразу следует отметить, что при больших степенях насыщения наклон выходной вольтамперной характери-

стики практически постоянен и очень слабо зависит от тока коллектора. Поэтому динамическое сопротивление

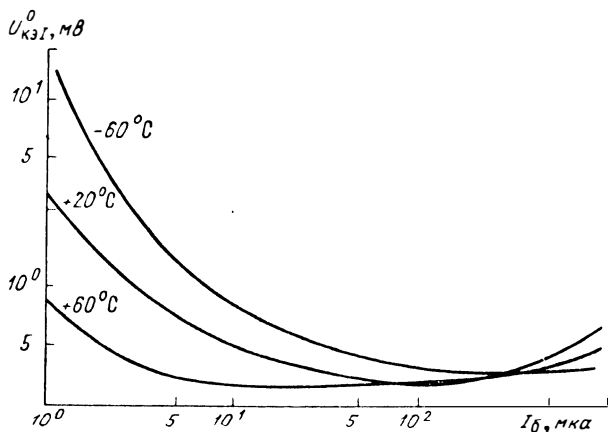


Рис. 7.4. Экспериментальные зависимости  $U_{кзI}^0 = f(I_0)$  для мало-мощного планарного транзистора при различных температурах окружающей среды.

при токах базы, соизмеримых и меньших тока коллектора, можно считать постоянной величиной при заданном токе

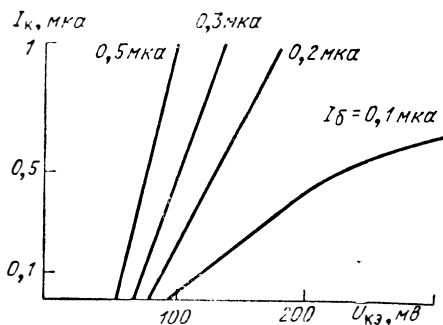


Рис. 7.5. Начальные участки выходных вольтамперных характеристик мало-мощного планарного транзистора.

базы (рис. 7.5). Определить величину динамического сопротивления открытого транзистора для прямого и инверс-



ного включения можно из следующих соотношений [117]:

$$r_o = \frac{\Phi_T}{I_6} \frac{1 - \alpha \alpha_I}{\alpha} + r_{в} + r_{к}, \quad (7.19a)$$

$$r_{oI} = \frac{\Phi_T}{I_6} \frac{1 - \alpha \alpha_I}{\alpha_I} + r_{вI} + r_{кI}. \quad (7.19б)$$

Из формул (7.19) следует, что  $r_o < r_{oI}$ , поскольку  $\alpha > \alpha_I$ . В табл. 7.2 приведены типовые значения  $r_o$  и  $r_{oI}$ , для некоторых типов транзисторов ( $I_6 = 0,5$  ма).

Таблица 7.2

| Тип кол-<br>лектора | П407 | МП42 | МП114 | ГТ320 | П401 | МП113 |
|---------------------|------|------|-------|-------|------|-------|
| $r_o, ом$           | 4,5  | 20   | 43    | 47    | 30   | 100   |
| $r_{oI}, ом$        | 5    | 40   | 90    | 70    | 200  | 250   |

Определить  $r_{oI}$  можно также из следующей формулы [127]:

$$r_{oI} = \frac{\Phi_T}{I_6 - I_{квбI}} \left( \frac{1}{B_I} + \frac{1}{B+1} \right) + r_{вI} + r_{кI}. \quad (7.20)$$

Из формул (7.19) и (7.20) следует, что величина динамического сопротивления открытого транзистора обратно пропорциональна току базы (рис. 7.5).

Таким образом, на основании изложенного выше можно положить, что для определения остаточного напряжения  $U_{квI}$  при больших степенях насыщения для определенного тока коллектора следует к величине  $U_{квI}^0$  добавить член  $I_{к} r_{oI}$ , учитывающий падение напряжения за счет протекания тока в коллекторе:

$$U_{квI} = U_{квI}^0 + I_{к} r_{oI}. \quad (7.21)$$

Из формулы (7.21) следует, что чем больше динамическое сопротивление, тем быстрее увеличивается остаточное напряжение с ростом тока коллектора. На рис. 7.6 приведены зависимости остаточного напряжения от тока базы при различных токах коллектора для транзистора типа П407 в инверсном включении.

Для уменьшения величины  $r_{oI}$  следует увеличивать инверсный коэффициент усиления, что в конечном счете

может привести к симметричности характеристик транзистора. Так, симметричные транзисторы по сравнению с близкими им по конструкции и технологии изготовления транзисторами типа МП42 имели  $r_{oI}$  в 2—3 раза меньше. Однако, несмотря на уменьшение  $r_{oI}$ , у таких транзисторов при малых токах коллектора может возрасти  $U_{кэI}$  за счет увеличения  $U_{кэI}^0$ . Это возрастание вызвано, как правило,

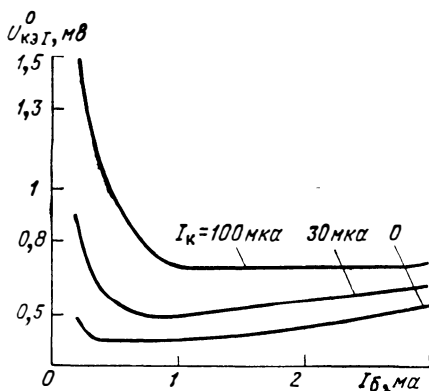


Рис. 7.6. Зависимости  $U_{кэI} = f(I_{бI})$  для транзистора типа П407 при различных  $I_{кI}$ .

уменьшением прямого коэффициента усиления, которое является следствием симметрирования переходов (см. п. 7.2.1).

Таким образом, в соответствии с формулой (7.21) и ее следствиями, требования к величинам  $U_{кэI}^0$  и  $r_{oI}$ , определяющие выбор транзистора, зависят от рабочего тока коллектора. Так, при малых токах коллектора следует использовать диффузионные транзисторы, а при больших — сплавные. При превышении определенного для каждого типа транзистора тока коллектора вместо инверсного включения следует использовать прямое (см. п. 7.5.2).

Подставив формулы (7.14) и (7.19б) в выражение (7.21), получим развернутую формулу для определения  $U_{кэI}$ :

$$\begin{aligned}
 U_{кэI} = & \varphi_T \ln \frac{1}{\alpha} + I_{бI} r_{эI} + \\
 & + \varphi_T \frac{I_{кI}}{I_{бI}} \frac{1 - \alpha \alpha_I}{\alpha_I} + I_{кI} (r_{эI} + r_{кI}).
 \end{aligned}
 \tag{7.22}$$

Как было сказано выше, разброс величин  $U_{кэ I}^0$  в основном определяется разбросом величины  $\alpha$ . Однако при возрастании тока коллектора на величину остаточного напряжения все большее влияние оказывает слагаемое  $I_{к} r_{о I}$ . Поскольку  $r_{о I}$  характеризуется также разбросом своих величин, то следует ожидать, что с возрастанием тока коллектора будет увеличиваться разброс  $U_{кэ I}$ . Как видно из формулы (7.22), разброс величин  $U_{кэ I}$ , в основном, определяется величинами коэффициентов усиления  $\alpha$  и  $\alpha_I$

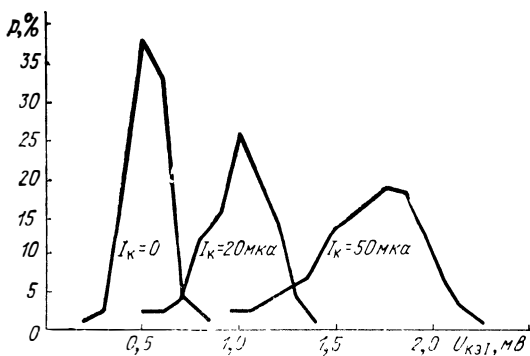


Рис. 7.7. Гистограммы распределения величины  $U_{кэ I}$  для 50 образцов транзисторов типа МП41 при различных токах коллектора.

и их разбросом. На рис. 7.7 приведены гистограммы распределения величин для 50 образцов транзисторов типа МП41 при различных токах коллектора.

На основании вышеизложенного можно сделать вывод, что увеличение рабочего тока коллектора может значительно ухудшить параметры транзисторного ключа не только за счет роста остаточного напряжения, но и за счет разброса его величин, что особенно влияет на работу модуляторов.

На рис. 7.6 видно, что при изменении рабочего тока коллектора меняется и величина оптимального тока базы. В связи с этим представляет интерес определить зависимость  $I_{б \text{ опт}} = f(I_{к})$ . Для этого продифференцируем выражение (7.22) по  $I_{б}$ . В первом приближении, полагая  $\alpha$  постоянной величиной в диапазоне оптимальных токов базы, можно пренебречь влиянием первого члена в выра-

жении (7.22) при определенных значениях рабочих токов коллектора \*).

Тогда имеем

$$\frac{\partial U_{кэI}}{\partial I_б} = r_{эI} - \frac{I_{к}}{I_б^2} \frac{\Phi_T (1 - \alpha \alpha_I)}{\alpha_I} \cdot \quad (7.23)$$

Приравняв правую часть уравнения (7.23) к нулю и решив его относительно тока базы, получим выражение для оптимального тока базы [126]:

$$I_{б \text{ опт}} \approx \sqrt{I_{к} \frac{\Phi_T (1 - \alpha \alpha_I)}{\alpha_I r_{эI}}} \cdot \quad (7.24)$$

Формула (7.24) дает достаточно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений в диапазоне рабочих токов коллектора 2—50 мка. На рис. 7.8 приведены расчетные зависимости  $I_{б \text{ опт}} = f(I_{к})$  и результаты эксперимента (точки) для образцов транзисторов типов МП41 и МП112. Из формулы (7.24) и рис. 7.8 видно, что оптимальный ток базы увеличивается с ростом тока коллектора, причем тем быстрее, чем больше  $r_{эI}$  и меньше  $r_{бI}$ .

Для получения меньшей величины оптимального тока базы не следует увеличивать  $r_{эI}$ , так как оно может значительно увеличить остаточное напряжение на открытом транзисторе. Поэтому уменьшения  $I_{б \text{ опт}}$  следует добиваться за счет уменьшения динамического сопротивления, что, как показано выше, крайне желательно и с точки зрения получения минимального остаточного напряжения  $U_{кэI}$ . С этой точки зрения наиболее перспективны симметричные транзисторы с большими коэффициентами усиления. Для инженерных расчетов формула (7.24) может

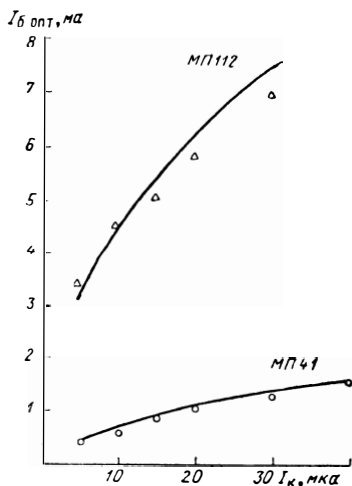


Рис. 7.8. Зависимости  $I_{б \text{ опт}} = f(I_{к})$  для образцов транзисторов типов МП41 и МП112.

\*) Такое допущение позволяет определить оптимальный ток базы при  $I_{к} \geq 2$  мка.

быть преобразована к виду

$$I_{б\text{ опт}} = A \sqrt{I_k}, \quad (7.25)$$

где  $A = \sqrt{\varphi_T \frac{1 - \alpha \alpha_I}{\alpha_I r_{\theta I}}}$ .

Величина  $A$  для германиевых сплавных транзисторов обычно лежит в пределах 0,2—0,3, а для кремниевых сплавных транзисторов — в пределах 0,5—2. В симметричных германиевых транзисторах величина  $A$  снижается до 0,02—0,04.

Формулы (7.24), (7.25) позволяют определить оптимальный ток базы для рабочих значений тока коллектора слаботочных транзисторных ключей. В свою очередь, по величине  $I_{б\text{ опт}}$  можно судить о величине остаточного напряжения открытого транзистора.

Поскольку в рабочих схемах модуляторов ток коллектора не остается постоянной величиной и может меняться в определенном диапазоне, выбор величины отпирающего тока базы следует делать в зависимости от конкретных особенностей схемы. При работе на токах  $I_k \leq 2$  мка ток базы следует выбирать равным оптимальному току базы при  $I_k = 0$ .

Остаточное напряжение на инверсно включенном транзисторе оказывается меньше, чем на прямо включенном, не только на малых токах и больших степенях насыщения, но и на больших токах и относительно небольших степенях насыщения. Последнее справедливо только при одинаковых степенях насыщения, что приводит в случае инверсного включения к большой мощности, потребляемой входной цепью, т. е. в базу транзистора приходится задавать ток в  $V/V_T$  раз больший, чем в прямом включении. Этот существенный недостаток транзистора в инверсном включении, как правило, является решающим в выборе типа включения при больших токах переключения. Поэтому при больших коллекторных токах применяются транзисторы в прямом включении, а для переключателей малых токов используется инверсное включение. Для некоторых средних токов в качестве переключателя наиболее эффективно могут быть использованы симметричные транзисторы.

### 7.1.2. Остаточный ток

В закрытом состоянии транзистора основным параметром, определяющим качество работы прерывателя, является остаточный ток. Остаточный ток закрытого транзистора характеризуется собой наличие тока коллектора при отсутствии напряжения в промежутке коллектор — эмиттер. Остаточный ток запертого транзистора в прямом  $I_K^0$  и инверсном  $I_{KI}^0$  включении можно найти из следующих выражений [117]:

$$I_K^0 = \frac{I_{KB0}}{1 - \alpha_I} (1 - \alpha_I) + \frac{E_B}{r_{KB}}, \quad (7.26a)$$

$$I_{KI}^0 = \frac{I_{KB0I}}{1 - \alpha_I} (1 - \alpha) + \frac{E_B}{r_{KB I}}, \quad (7.26b)$$

где  $E_B$  — запирающее напряжение;  
 $r_{KB}$ ,  $r_{KB I}$  — сопротивление утечки между коллектором и базой для прямого и инверсного включения транзистора.

Из формул (7.26) следует, что  $I_K^0 > I_{KI}^0$ , поскольку  $I_{KB0} > I_{KB0I}$ ,  $\alpha > \alpha_I$  и  $r_{KB} \approx r_{KB I}$ . Первая составляющая правой части выражений (7.26) пропорциональна обратному току коллекторного перехода, возрастающему при увеличении температуры \*), поэтому она будет также возрастать по аналогичному закону. В силу такой резкой зависимости первого слагаемого и значительно более слабой зависимости второго эти слагаемые могут оказаться соизмеримыми лишь в очень узком диапазоне температур. Как правило, в выражениях (7.26) всегда одна из составляющих является преобладающей. Так, при инверсном включении сплавных кремниевых транзисторов остаточный ток закрытого транзистора практически полностью определяется токами утечки (составляющая  $E_B/r_{KB I}$ ) во всем диапазоне рабочих температур.

У германиевых транзисторов в инверсном включении диффузионная составляющая остаточного тока ( $I_{KB0I} (1 - \alpha)/(1 - \alpha_I)$ ) также не проявляется при отрицательных и комнатных температурах. При достаточно высоких температурах (50—80° С) остаточный ток этих транзисторов практически полностью определяется диффузионной составляющей.

Если преобладающими в остаточном токе закрытого транзистора являются диффузионные составляющие, то его величину можно уменьшить за счет инверсного включения (в сравнении с прямым включением) в  $(1 - \alpha_I) \alpha / (1 - \alpha) \alpha_I$  раз. При реальных значениях параметров транзисторов ( $\alpha_I = 0,2 \div 0,9$ ;  $\alpha = 0,95 \div 0,999$ ) это уменьшение остаточного тока может составлять 5—500 раз.

Влияние диффузионных составляющих токов переходов на величину остаточного тока транзисторов можно также снизить использованием высокочастотных германиевых транзисторов, у которых величины этих составляющих меньше, чем у низкочастотных транзисторов.

---

\*) Обратный ток перехода при возрастании температуры на 10° С увеличивается для германиевых транзисторов приблизительно в 2, а для кремниевых — в 3 раза.

Если основное влияние на величину остаточного тока оказывают токи утечки, то использование инверсного включения не дает существенного уменьшения его величины. Это обусловлено тем, что составляющая остаточного тока, определяемая утечками между коллектором и базой, примерно одинакова для прямого и инверсного включения транзисторов ( $r_{кб} \approx r_{кб1}$ ) и величины этих токов зависят не только от исходного материала полупроводника (Ge или Si), но и от технологии и качества изготовления транзисторов.

Развитие планарной технологии на кремнии позволило создать маломощные транзисторы с малыми поверхностными утечками. Остаточные токи таких транзисторов составляют лишь десятые, а иногда и сотые доли наноампера. Транзисторы, изготовленные на основе планарной технологии, имеют малые величины остаточных токов вследствие хорошей защищенности поверхности полупроводника окисной пленкой SiO<sub>2</sub>.

При различных запирающих напряжениях на переходах транзистора для описания характеристик часто используется динамическое сопротивление закрытого транзистора. Динамическое сопротивление закрытого транзистора  $r_{з1}$  отражает наклон выходной вольт-амперной характеристики при запирающих напряжениях на переходах. Его величина, помимо типа транзистора и режима его работы, зависит также от конкретной схемы [117]. При прочих равных условиях большими величинами динамического сопротивления в запертом состоянии обладают кремниевые транзисторы.

## 7.2. УСИЛИТЕЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Чтобы охарактеризовать работоспособность транзистора для его схемного использования прежде всего необходимо знать основные параметры области усиления (область активного режима). Количественное и качественное сравнение параметров прямого и инверсного включения транзистора необходимо как для определения инверсных параметров через прямые, так и для выяснения специфичности зависимостей инверсных параметров от режима работы и температуры.

### 7.2.1. Коэффициент передачи тока $\alpha_I$

Определение инверсного коэффициента передачи  $\alpha_I$  расчетным путем, как и многих других инверсных параметров транзистора, осложняется тем, что носители, инжектированные переходом большой площади, распределяются не только в активной области базы, но также в объеме и на поверхности ее пассивной части. За счет движения неосновных носителей через пассивную область базы и особенно за счет присутствия их на поверхности близ малого (экстрагирующего) перехода потеря неосновных носителей

за счет рекомбинации будет значительно больше, нежели при прямом включении транзистора. Специфичность инверсного включения относительно траекторий движения носителей от эмиттера к коллектору, в основном, характерна для носителей, инжектируемых с периферийной части эмиттера (рис. 7.9), т. е. с площади, равной разности площадей эмиттера  $A_{эI}$  и коллектора  $A_{кI}$ . Помимо большей, чем при прямом включении транзистора, кривизны траекторий движения неосновных носителей [30] большая часть

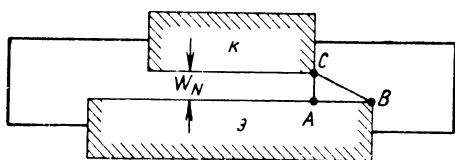


Рис. 7.9. Разрез идеализированного сплавного транзистора при инверсном включении.

их не будет доходить до коллектора, а будет рекомбинировать в объеме и на поверхности пассивной области базы, причем обычно наиболее интенсивно рекомбинация будет происходить на поверхности ввиду наличия там большого числа вакантных энергетических уровней (уровней Тамма). Времена жизни в объемах пассивной и активной областей базы, вообще говоря, близки между собой, поэтому в первом приближении можно считать их равными  $\tau_V$ .

Чтобы оценить отношение величины коэффициентов усиления в прямом и инверсном включениях транзистора, представим ток эмиттера в инверсном включении  $I_{эI}$  в следующем виде:

$$I_{эI} = I_{кI} + I_{бa} + I_{бп} + I_{бs}, \quad (7.27)$$

где  $I_{кI}$  — ток коллектора при инверсном включении транзистора;  $I_{бa}$ ,  $I_{бп}$ ,  $I_{бs}$  — составляющие токов базы за счет рекомбинации в активной области, в объеме пассивной области и на поверхности пассивной области базы соответственно,

Поскольку обычно постоянная времени жизни на поверхности  $\tau_s \ll \tau_V$ , то  $I_{бs} \gg I_{бп}$ . Учитывая это обстоятельство, (7.27) можно упростить:

$$I_{эI} \approx I_{кI} + I_{бa} + I_{бs}, \quad (7.28)$$



откуда динамический коэффициент передачи для инверсного включения транзистора  $\alpha_I^*$  будет

$$\alpha_I = \frac{\partial I_{KI}}{\partial I_{\partial I}} \approx \frac{\partial (I_{\partial I} - I_{\beta a})}{\partial I_{\partial I}} - \frac{\partial I_{\beta s}}{\partial I_{\partial I}}. \quad (7.29)$$

Если представить аналогичные выражения для прямого коэффициента усиления, то с известной степенью приближения можно записать для одного и того же тока эмиттера при прямом и инверсном включениях транзистора:

$$\alpha_I \approx \alpha - \frac{\partial I_{\beta s}}{\partial I_{\partial I}}. \quad (7.30)$$

Из формулы (7.30) следует, что при наличии поверхностной рекомбинации в приколлекторной области базы всегда будет выполняться неравенство

$$\frac{\alpha_I}{\alpha} < 1. \quad (7.31)$$

Отношение (7.31) тем больше будет отличаться от единицы, чем больше ток за счет рекомбинации на поверхности базы, т. е. чем хуже обработана эта поверхность и чем больше площадь, где происходит интенсивная рекомбинация.

В работе [128] показано, что даже для прямого включения транзистора коэффициент передачи  $\alpha$ , в основном, определяется током приэмиттерной поверхностной рекомбинации. Поскольку площадь эмиттера при инверсном включении транзистора больше, чем при прямом ( $A_{\partial I} > A_{\partial}$ ), будет больше и площадь поверхности базы, прилегающей к эмиттеру, где происходит интенсивная рекомбинация неосновных носителей. Положим, что на приэмиттерной поверхности рекомбинация протекает в основном на некотором участке поверхности площадью  $A_{s\partial}$  [14]. Тогда число рекомбинирующих носителей будет равно произведению  $sA_{s\partial}M$ , где  $s$  — скорость поверхностной рекомбинации;  $M$  — количество носителей у поверхности  $A_{s\partial}$ .

Так как мы считаем, что рекомбинация идет преимущественно вблизи эмиттера, то можно положить  $M = M_{\partial}$ , т. е. концентрация неосновных носителей у поверхности равна концентрации носителей, инжектируемых эмиттером. Считая механизм распространения неосновных носителей чисто диффузионным (сплавной транзистор), можно записать:

$$j_{\partial} = -qD \operatorname{grad} M = -\frac{I_{\partial}}{A_{\partial}}, \quad (7.32)$$

где  $j_{\partial}$  — плотность тока эмиттера,  $D$  — коэффициент диффузии,  $q$  — заряд электрона.

\*) Статический коэффициент передачи связан с динамическим следующим выражением:

$$\alpha_{Iст} = \frac{1}{I_{\partial I} + I_{K\partial 0}} \int_0^{I_{\partial I}} \alpha_I dI_{\partial}.$$

Полагая  $\text{grad } M = M_{\text{э}}/W$ , получаем

$$M_{\text{э}} = \frac{I_{\text{э}}W}{qA_{\text{э}}D}, \quad (7.33)$$

$$I_{\text{ээ}} = qsA_{\text{э}}M_{\text{э}} = \frac{I_{\text{э}}sA_{\text{э}}W}{A_{\text{э}}D}, \quad (7.34)$$

где  $W$  — ширина активной области базы.

Для инверсного включения ток поверхностной рекомбинации на приэмиттерной поверхности, очевидно, может быть получен из аналогичного выражения заменой величин  $A_{\text{э}}$ ,  $A_{\text{с}}$ ,  $W$ , а при различных способах обработки поверхности у большого и малого перехода и величины  $s$ .

Однако, если при прямом включении транзистора при определении коэффициента передачи следует учитывать лишь влияние приэмиттерной поверхности, пренебрегая рекомбинацией носителей в приколлекторной поверхности, то при инверсном включении приколлекторная поверхность может оказывать основное влияние на величину  $\alpha_I$  и поэтому должен быть учтен ток рекомбинации носителей на поверхности у коллекторного перехода. По аналогии с определением  $I_{\text{ээ}}$  найдем ток поверхностной рекомбинации в приколлекторной области базы для инверсного включения транзистора, учитывая, что средние расстояния рекомбинационных центров на приколлекторной поверхности, где происходит рекомбинация неосновных носителей, до эмиттера лежат в пределах от  $AB$  до  $W$ :

$$I_{\text{ск}} \approx \frac{I_{\text{э}}sA_{\text{ск}}AB}{A_{\text{э}}DW_{\Delta I}}, \quad (7.35)$$

где  $W_{\Delta I}$  — средний путь через базу неосновных носителей, инжектированных периферийной частью инверсного эмиттера. Нахождение инверсного коэффициента усиления через прямой при использовании выражений (7.34) и (7.35) весьма сложно и неудобно для практических расчетов, поэтому следует описать зависимость  $\alpha_I = f(\alpha)$  более простой формулой. Одним из путей для нахождения этой формулы может явиться метод, заключающийся в том, что длина траектории неосновных носителей в базе, отражающая средний путь носителей от эмиттера к коллектору при инверсном включении транзистора, оказывается больше активной области базы  $W$ . Поэтому для нахождения  $\alpha_I$  в обычной формуле, предназначенной для определения  $\alpha$ , вместо  $W$  следует брать большую эквивалентную толщину базы  $W_I$ , а вместо диффузионной длины неосновных носителей в базе — эквивалентную длину,<sup>8</sup> учитывающую поверхностные явления.

Коэффициент усиления в прямом включении транзистора определяется известной формулой

$$\alpha = \gamma \kappa \alpha^*, \quad (7.36)$$

где  $\gamma$  — коэффициент инжекции (эффективность эмиттера);  $\kappa$  — коэффициент переноса неосновных носителей через базу;  $\alpha^*$  — коэффициент лавинного умножения.

Коэффициент инжекции при инверсном включении транзистора  $\gamma_I$  в силу различных требований, предъявляемых к большому и малому переходам, обычно меньше  $\gamma$ . В диапазоне рабочих токов тран-

зистора  $\gamma \approx 1$  [18]; что же касается  $\gamma_I$ , то теоретически можно показать и экспериментально подтвердить, что  $\gamma_I$  имеет меньшую, чем  $\gamma$ , зависимость от тока эмиттера, и при  $\gamma = 1$  коэффициент  $\gamma_I$  также близок к единице [129]. Коэффициент лавинного умножения  $\alpha^*$  в усилительном режиме обычно равен единице [9], что справедливо и для коэффициента  $\alpha^*$ .

Таким образом можно положить, что  $\gamma \approx \gamma_I \approx 1$ ,  $\alpha^* = \alpha_I^* = 1$ , тогда  $\alpha \approx \kappa$  и  $\alpha_I \approx \kappa_I$ . Запишем (7.36) с учетом упрощений:

$$\alpha \approx \text{sch} \frac{W}{L_V}, \quad (7.37)$$

где  $L_V$  — диффузионная длина неосновных носителей в объеме базы.

Диффузионная длина неосновных носителей на поверхности  $L_s$  может значительно отличаться от  $L_V$ . Оценим ее величину. Связь между величиной времени жизни  $\tau_s$  и скоростью поверхностной рекомбинации довольно сложна, но при малых  $s$  (100—500 см/сек, которая практически может быть принята для большинства транзисторов) имеет довольно простой вид [18, 130]

$$\frac{1}{\tau_s} \approx s \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right), \quad (7.38)$$

где  $a$  и  $b$  — размеры прямоугольной пластинки, в центре которой создано возмущение концентрации.

Для анализа процесса рекомбинации на поверхности пассивной области базы транзистора сплавной геометрии с известной степенью приближения можно воспользоваться формулой (7.38), положив в ней  $a = AB$  (рис. 7.9),  $b$ , приняв за длину окружности эмиттера. Так как обычно  $AB \ll b$ , можно записать

$$\tau_s \approx \frac{AB}{s}. \quad (7.39)$$

Тогда диффузионную длину неосновных носителей на поверхности можно представить в виде

$$L_s \approx \sqrt{D \frac{AB}{s}}. \quad (7.40)$$

В первом приближении также можно положить, что коэффициент  $\alpha$  и коэффициент передачи неосновных носителей, инжектируемых центральной частью инверсного эмиттера, площадь которой равна площади коллектора  $A_{KI}$ , при инверсном включении транзистора одинаковы. Что касается периферийной части эмиттера, площадь которой равна  $A_{BI} - A_{KI}$ , то по аналогии с прямым включением, где средний путь движения неосновных носителей полагают равным толщине базы  $W$ , можно считать, что средние пути неосновных носителей, инжектируемых с площади  $A_{BI} - A_{KI}$ , до инверсного коллектора лежат

в пределе от  $W$  до  $BC$  (рис. 7.9). Если  $\tau_s \ll \tau_V$ , что наиболее применимо к кремниевым сплавным транзисторам, то появляется возможность пренебречь рекомбинацией в объеме базы [131]. Тогда можно считать, что ток рекомбинации возникает, в основном, за счет приколлекторной поверхности, и для вычисления коэффициента  $\Delta\alpha_I$  длины траекторий движения неосновных носителей следует брать в пределах от нуля до  $AB$ :

$$\Delta\alpha_I = \frac{\int_0^{BC} \operatorname{sch} \frac{x}{L_s} dx}{AB}. \quad (7.41)$$

После интегрирования имеем

$$\Delta\alpha_I = \frac{2L_s \left[ \operatorname{arctg} e^{BC/L_s} - \frac{\pi}{4} \right]}{AB}. \quad (7.42)$$

Исходя из того, что при одном и том же токе эмиттера как для прямого, так и для инверсного включения транзистора распределение плотностей инжектируемых носителей соответствует площадям переходов, с которых они инжектируются, находим  $\alpha_I$ :

$$\alpha_I = \frac{\Delta\alpha_I (A_{\partial I} - A_{\kappa I}) + \alpha A_{\kappa I}}{A_{\partial I}}. \quad (7.43)$$

Подставляя (7.42) в (7.43), получаем

$$\alpha_I = \frac{2L_s \left[ \operatorname{arctg} e^{BC/L_s} - \frac{\pi}{4} \right] (A_{\partial I} - A_{\kappa I})}{AB \cdot A_{\partial I}} + \alpha \frac{A_{\kappa I}}{A_{\partial I}}. \quad (7.44)$$

Формула (7.44) справедлива для бездрейфовых транзисторов с большими скоростями поверхностной рекомбинации. Наиболее типичными представителями этой группы являются кремневые сплавные транзисторы.

Для германиевых сплавных транзисторов при номинальных рабочих токах поверхность и объем базы оказывают соизмеримое влияние на величину коэффициента усиления, поэтому можно считать, что на всем пути движения неосновных носителей в области базы сохраняется одна и та же диффузионная длина  $L_V$ . В этом случае пути неосновных носителей в базе будут находиться в пределах

от  $W$  до  $AB$ , следовательно, для  $\Delta\alpha_I$  можно записать

$$\Delta\alpha_I = \frac{\int_W^{BC} \operatorname{sch} \frac{x}{L_V} dx}{AB}. \quad (7.45)$$

После интегрирования получим

$$\Delta\alpha_I = \frac{2L_V \operatorname{arctg} e^{x/L_V} \Big|_W^{BC}}{AB}. \quad (7.46)$$

Учитывая законы статистического распределения параметров транзисторов, целесообразно упростить формулу (7.46) исходя из следующих положений, справедливых для большинства типов транзисторов. Расстояние  $AB$  может быть принято примерно равным  $L_V$ . Это вытекает из того, что для использования транзистора в прямом включении коллектор делается несколько больше эмиттера, но разница в величинах радиусов обычно не превышает величины  $L_1$ , так как дальнейшее увеличение коллектора не приводит к существенному увеличению  $\alpha$ . Кроме того, излишнее увеличение площади коллектора влечет за собой возрастание обратного тока коллекторного перехода. С точки зрения получения приемлемых  $\alpha$  и  $I_{КБ0}$  соотношение площадей коллектора и эмиттера для прямого включения транзистора обычно лежит в пределах от 2 до 5 [30]. При этом для реальных структур германиевых сплавных несимметричных транзисторов практически выполняется условие  $L_V \approx AB$ . Кроме того, поскольку  $AB \gg W$ , можно записать  $AB \approx BC \approx L_V$ .

Такое положение значительно упрощает анализ и расчетные формулы, связывающие  $\alpha_I$  и  $\alpha$ . С учетом вышеизложенного (7.46) можно привести к виду

$$\begin{aligned} \Delta\alpha_I &= 2 (\operatorname{arctg} e - \operatorname{arctg} e^{W/L_V}) = \\ &= 2,44 - 2 \operatorname{arctg} e^{W/L_V}. \end{aligned} \quad (7.47)$$

Подставляя (7.47) в (7.43), получаем

$$\alpha_I = \frac{(2,44 - 2 \operatorname{arctg} e^{W/L_V}) (A_{\Theta I} - A_{KI})}{A_{\Theta I}} + \alpha \frac{A_{KI}}{A_{\Theta I}}. \quad (7.48)$$

Зная величину  $\alpha$ , нетрудно выразить отношение  $W/L_V$  как

$$\frac{W}{L_V} = \operatorname{arcsh} \alpha. \quad (7.49)$$

Таким образом, зная  $\alpha$ ,  $A_{\partial I}$  и  $A_{KI}$ , по формуле (7.48) можно определить  $\alpha_I$ .

Если для некоторых специфических транзисторов условие  $L_V \approx AB$  не выполняется, что может иметь место в транзисторах с более симметричными переходами, целью создания которых являются особые требования к некоторым

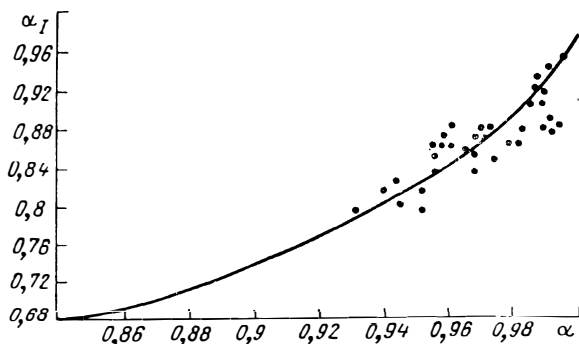


Рис. 7.10. Теоретическая и экспериментальная зависимость  $\alpha_I$  от  $\alpha$

характеристикам, то для вычисления  $\alpha_I$  следует воспользоваться более общей формулой:

$$\alpha_I = \frac{2L_V (\operatorname{arctg} e^{AB/L_V} - \operatorname{arctg} e^{W/L_V}) (A_{\partial I} - A_{KI})}{ABA_{\partial I}} + \alpha \frac{A_{KI}}{A_{\partial I}}. \quad (7.50)$$

Формулы (7.48) и (7.50) были экспериментально подтверждены; получено довольно хорошее совпадение расчета и эксперимента для германиевых сплавных транзисторов типов П12, МП39, МП42, МП21, П27. Экспериментальная проверка полученных формул подтверждает правомерность допущений, сделанных при их выводе.

На рис. 7.10 приведены теоретическая кривая  $\alpha_I = f(\alpha)$ , рассчитанная по формуле (7.48), и результаты эксперимента (точки), полученные по 35 транзисторам типа МП42. Измерения проводились при  $I_{\partial} = 1 \text{ ма}$  и  $U_{кб} = 5 \text{ в}$ .

Для высокочастотных германиевых сплавных транзисторов (например, П12, П407), ввиду того что база таких транзисторов тонка\*), выполняется неравенство  $L_V \gg W$ .

\*) Для германиевого сплавного транзистора типа П407 активная толщина базы порядка 8 мкм.

Поэтому появляется возможность при определении  $\Delta\alpha_I$  пренебречь величиной активной толщины базы. При этом условии формулу (7.48) можно представить в виде

$$\Delta\alpha_I \approx 2,44 - \frac{\pi}{2} \approx 0,87. \quad (7.51)$$

Подставляя (7.51) в (7.43), получаем

$$\alpha_I \approx \frac{0,87(A_{\partial I} - A_{KI}) + \alpha A_{KI}}{A_{\partial I}}. \quad (7.52)$$

Полученная формула представляет собой довольно простую зависимость инверсного коэффициента усиления от прямого, однако она обеспечивает приемлемую погрешность лишь для германиевых транзисторов с тонкой базой, изготовленной из материала с большим временем жизни неосновных носителей.

В формулах (7.51) и (7.52) не учтена потеря неосновных носителей в части объема пассивной области базы, однако это допущение обычно приводит к ошибке не более 10—12% для коэффициента усиления  $\alpha_I$ .

На основании вышеизложенного могут быть сделаны следующие основные выводы: инверсный коэффициент передачи  $\alpha_I$  увеличивается с ростом прямого коэффициента передачи  $\alpha$ , отношение коэффициентов передачи  $\alpha/\alpha_I$  тем больше, чем больше отношение площадей  $A_{\partial I}/A_{KI}$  и чем больше скорость поверхностной рекомбинации  $s$ ; коэффициенты инжекции (эффективности эмиттеров)  $\gamma_I$  и  $\gamma$  в режиме номинальных токов почти не определяют разницу между  $\alpha_I$  и  $\alpha$ , основную роль при этом играют коэффициенты передачи  $\kappa_I$  и  $\kappa$ .

Для расчета инверсного коэффициента усиления в сплавных германиевых транзисторах наиболее подходящими могут быть формулы (7.48) и (7.52). Что касается определения  $\alpha_I$  для кремниевых сплавных транзисторов, то ввиду больших скоростей поверхностной рекомбинации, характерных для незащищенных поверхностей кремния, расчетные значения по этим формулам оказываются несколько завышенными. Поэтому для расчета инверсного коэффициента усиления в кремниевых сплавных транзисторах следует пользоваться более сложной формулой (7.44) с учетом (7.40).

Кремниевые сплавные транзисторы характерны меньшими прямыми коэффициентами усиления, нежели германиевые, вследствие высоких скоростей рекомбинации на

поверхности базы в кремнии. Это различие усугубляется при использовании транзистора в инверсном включении. Обычно инверсные коэффициенты усиления в кремниевых сплавных транзисторах имеют очень малые величины. Так, на рис. 7.11 представлена гистограмма распределения величин  $B_I = \alpha_I / (1 - \alpha_I)$  для 100 образцов кремниевых сплавных транзисторов типа МП113, из которой видно, что около

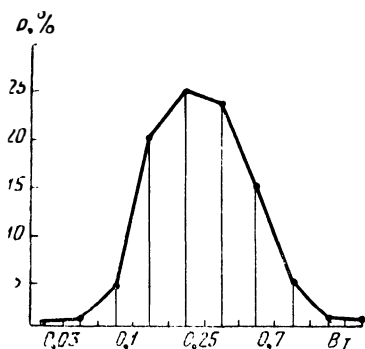


Рис. 7.11. Гистограмма распределения величин  $B_I$  для 100 образцов транзистора типа МП113.

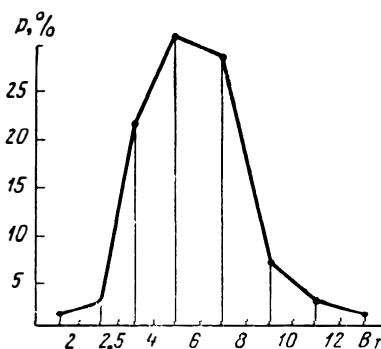


Рис. 7.12. Гистограмма распределения величин  $B_I$  для 55 образцов транзистора типа МП42.

10% транзисторов имеют даже  $B_I < 0,1$ , т. е. эта часть транзисторов при использовании их в инверсном включении не обладает усилительными свойствами. Основная часть транзисторов имеет коэффициент усиления  $B_I$  в пределах от 0,1 до 0,7 (режим измерения  $I_B = 1 \text{ ма}$ ,  $U_{кв} = 5 \text{ в}$ ), т. е.  $B_I$  имеет очень малую величину, и лишь небольшая часть транзисторов обладает очень слабыми усилительными свойствами ( $B_I > 1$ ).

На рис. 7.12 представлена гистограмма распределения величин  $B_I$  для 55 образцов германиевых сплавных транзисторов типа МП42, из которой видно, что инверсный коэффициент усиления у германиевых транзисторов больше, чем у кремниевых; наиболее вероятная величина  $B_I$  для транзисторов типа МП42 лежит в пределах от 3 до 8 (режим измерения  $I_B = 1 \text{ ма}$ ,  $U_{кв} = 5 \text{ в}$ ). Таким образом, германиевые сплавные транзисторы в инверсном включении обладают в отличие от кремниевых усилительными свойствами.



В связи с этим можно заключить, что определение величин  $B_I$  расчетным путем наиболее необходимо для германиевых транзисторов; это решается несложным путем по довольно простым формулам (7.48) и (7.52). В табл. 7.3

Таблица 7.3

| Тип транзистора | Исходный материал | $B_I$       |         |              |
|-----------------|-------------------|-------------|---------|--------------|
|                 |                   | минимальный | типовой | максимальный |
| МП36            | Ge                | 2           | 4       | 7            |
| МП37            | Ge                | 2           | 5       | 8            |
| П12             | Ge                | 5           | 10      | 24           |
| МП41            | Ge                | 3           | 5       | 11           |
| МП42            | Ge                | 3           | 5       | 13           |
| МП21            | Ge                | 5           | 8       | 15           |
| П27             | Ge                | 5           | 17      | 35           |
| П29             | Ge                | 14          | 20      | 28           |
| МП113           | Si                | 0,05        | 0,25    | 1,8          |
| МП114           | Si                | 0,1         | 0,7     | 2,5          |
| МП116           | Si                | 2           | 2,5     | 4            |
| П407            | Ge                | 6           | 17      | 30           |

приведены значения инверсных коэффициентов усиления  $B_I$  для некоторых типов отечественных сплавных транзисторов.

Следует отметить, что распределение вероятных величин инверсных коэффициентов усиления характерно большей дисперсией относительно распределения прямых коэффициентов усиления. Это объясняется тем, что инверсные параметры, как правило, не контролируются в процессе разработки и изготовления транзисторов, причем больший разброс величин  $B_I$  наблюдается у кремниевых транзисторов.

Все изложенное выше в данной главе справедливо для сплавных транзисторов. В транзисторах, изготовленных диффузионным методом, обычно механизм передачи неосновных носителей через базу является преимущественно дрейфовым. При инверсном включении дрейфовый транзистор по сравнению с бездрейфовым (например, сплавным) имеет ряд особенностей, которые объясняются наличием дрейфового поля в базе и особой несимметричностью конструкции дрейфового транзистора. Ток в области базы при инверсном включении транзистора является диффузионным. Этот ток оказывается направленным таким образом, что дрей-

фовое поле базы мешает диффузионному движению носителей. Наряду с диффузионным током от инверсного эмиттера к коллектору будет существовать дрейфовый ток, направленный от инверсного коллектора к эмиттеру [6]. Поэтому при одинаковых плотностях тока в базе при инверсном включении должна достигаться плотность инжектированных неосновных носителей, во много раз превышающая (примерно в 100 раз) соответствующую плотность неосновных носителей при прямом включении транзистора.

Поскольку площадь инверсного эмиттера дрейфового транзистора много больше площади инверсного коллектора и движению носителей от эмиттера к коллектору препятствует поле в базе, при инверсном включении токи рекомбинации оказываются много большими, чем при прямом включении транзистора. Коэффициент инжекции при инверсном включении очень мал, так как область большого перехода дрейфового транзистора имеет во много раз меньшую концентрацию примесей по сравнению с соответствующей концентрацией бездрейфового транзистора (например, сплавного)\*). Поэтому инверсный коэффициент усиления дрейфового транзистора значительно отличается от единицы; так, для диффузионных германиевых транзисторов  $B_I = 0,1 \div 0,3$ ; для планарных кремниевых транзисторов  $B_I = 0,05 \div 0,15$ .

Дрейфовый транзистор практически не обладает усиленными свойствами при инверсном включении. Однако даже такая малая величина  $B_I$ , как было показано выше, позволяет использовать дрейфовые транзисторы в схемах малотоковых переключателей с рабочим током коллектора, обычно не превышающим 10 мка. Кроме того, такие значительные вентиляющие свойства диффузионных транзисторов с успехом могут быть использованы в различных специфических схемах.

Как следует из вышеизложенного, наибольшими коэффициентами усиления обладают бездрейфовые транзисторы с тонкой и высокоомной базой, малой асимметрией переходов и хорошей обработкой поверхности базы.

Германиевые сплавные высокочастотные транзисторы (например, П407) обладают тонкой и довольно высокоомной базой, кроме того, ток поверхностной рекомбинации

---

\*) В сплавных транзисторах области обоих переходов имеют близкое по величине содержание примесей, хотя, вообще говоря, область малого перехода легируется сильнее.

у таких транзисторов невелик. Все это позволяет получить у транзисторов такого типа при номинальных рабочих токах коэффициент усиления  $B_I$  порядка 20. Чтобы, учитывая соотношение переходов, увеличить  $B_I$ , следует уменьшать отношение  $A_{вГ}/A_{кГ}$  до единицы, т. е. в конечном счете создать симметричный транзистор. Изготовить идеальный симметричный транзистор практически невозможно. Для получения лучшей симметрии переходов применяется способ, в котором используется фотолитография и предварительное травление мест, предназначенных для сплавления переходов.

Кроме того, существенным недостатком симметричного транзистора является влияние эффекта рассеяния носителей на величину коэффициента усиления \*).

В лабораторных условиях были изготовлены экспериментальные образцы сплавных симметричных транзисторов на основе германия с коэффициентом усиления в обоих направлениях порядка 80 и несимметричностью по основным параметрам порядка 10%.

Изготавливать такие транзисторы в условиях серийного завода довольно сложно, кроме того, германиевые транзисторы выдерживают невысокие плюсовые температуры относительно кремниевых, поэтому следует искать иной путь для создания транзисторов с большими инверсными и прямыми коэффициентами усиления на основе кремния. Для этих целей сплавной способ изготовления транзисторов не может быть применен. Вероятно, для решения этого вопроса следует обратиться к планарной технологии в сочетании с бездрейфовыми базовыми слоями, которые можно получить методами эпитаксиального наращивания.

Определение зависимости инверсного коэффициента усиления от режима работы и температуры крайне необходимо для возможности использования транзистора в инверсном включении при работе в диапазонах токов, напряжений и температур. Известно, что довольно сильная зависимость коэффициента усиления от тока эмиттера, напряжения коллектор — эмиттер и температуры окружающей среды при использовании транзистора в прямом включении затрудняет расчеты схем, а порой снижает качество узлов радиоэлектронной аппаратуры. Количественные и качественные соотношения указанных зависимостей в прямом и инверсном включениях транзистора могут во многом предопределить преимущества и недостатки инверсного включения.

\*) Не все инжектированные носители, которые прошли через базу, экстрагируются коллектором; с целью повышения величины  $\alpha$  всегда должно выполняться условие  $A_{к} > A_{в}$ .

Зависимость коэффициента усиления от тока эмиттера при различных величинах тока определяется несколькими факторами. Из них в диапазонах токов, указанных в ТУ и справочниках, наиболее вероятны следующие: с увеличением тока  $I_э$  уменьшается эффективность эмиттера и возрастает объемная рекомбинация, с уменьшением  $I_э$  увеличивается роль поверхностной рекомбинации. При увеличении влияния любого из этих факторов коэффициент усиления уменьшается. При определенном токе, близком к номинальному для данного типа транзистора, коэффициент усиления имеет максимальное значение; при уменьшении тока от номинальной величины  $B$  уменьшается за счет действия третьего фактора, а при увеличении  $I_э$  от номинальной величины — уменьшается за счет действия первого и второго факторов. С точки зрения физики зависимость  $B = f(I_э)$  объясняется влиянием плотности тока  $j_э$  на процессы в базе транзистора, что в конечном счете определяет величину коэффициента усиления [14].

В инверсном включении инжектирует переход большей площади, а при прямом включении транзистора плотность тока на инжектирующей поверхности эмиттера в инверсном включении  $j_{эI}$  может быть выражена через плотность тока в прямом включении  $j_э$  следующим образом:

$$j_{эI} = j_э \frac{A_э}{A_K}. \quad (7.53)$$

Из формулы (7.53) следует, что при одном и том же токе эмиттера  $j_{эI} < j_э$ , поскольку для любого несимметричного транзистора  $A_э < A_K$ .

Меньшая плотность тока на инжектирующей поверхности эмиттера при токах, превышающих оптимальный рабочий ток, т. е. в случае, когда основными факторами, влияющими на величину коэффициента усиления, является эффективность эмиттера и объемная рекомбинация в базе, означает меньшую зависимость коэффициента усиления от тока эмиттера. Таким образом, следует ожидать, что при токах, превышающих величину оптимального тока эмиттера, зависимость  $B_I = f(I_э)$  будет более плавная, нежели  $B = f(I_э)$ .

Теоретическая зависимость нормированного инверсного коэффициента усиления  $B_I/B_{I\text{макс}} = f(I_э)$  может быть определена из условия одинаковых плотностей токов эмиттера для прямого и инверсного включения транзисторов по зависимости  $B/B_{\text{макс}} = f(I_э)$ .

Величина  $B_I/B_{I\text{макс}}$  при  $I_{эI}$  будет равна величине  $B/B_{\text{макс}}$  при токе  $I_э$ , который находится из простого соотношения, полученного из (7.53):

$$I_э \approx I_{эI} \frac{A_э}{A_{эI}}. \quad (7.54)$$

Находя  $B_I/B_{I\text{макс}}$  для различных токов эмиттера и нанося их на график, получим зависимость  $B_I/B_{I\text{макс}} = f(I_э)$ .

Зависимости, аналогичные приведенным на рис. 7.13, получаются для большинства типов сплавных транзисторов. Таким образом, можно заключить, что меньшая зависимость коэффициента усиления от тока эмиттера наблюдается у транзистора в инверсном включении при превышении оптимального тока, а при токе, мень-

шем оптимального,— у транзистора в прямом включении. Однако на транзисторах типов МП42 и МП114 даже при токе эмиттера, меньшем оптимального, наблюдается меньшая зависимость инверсного коэффициента усиления от тока, чем прямого. На рис. 7.14 приведены нормированные зависимости коэффициента усиления от тока эмиттера для прямого и инверсного включения транзистора типа МП42.

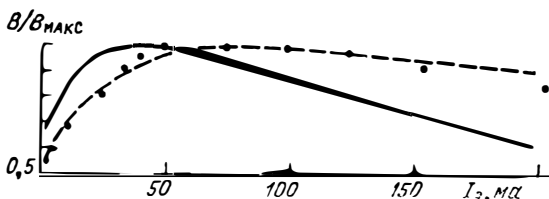


Рис. 7.13. Экспериментальная зависимость  $V/V_{\text{макс}} = f(I_E)$  (—), расчетная зависимость  $V_I/V_{I \text{ макс}} = f(I_E)$  (---), точки — результаты эксперимента для транзистора типа П12.

Объяснить это явление, на наш взгляд, можно за счет возможных неравномерностей распределения плотностей токов на инжектирующей поверхности эмиттера, а также за счет изменения относительного влияния поверхности и у эмиттерного и коллекторного переходов на рекомбинационный ток.

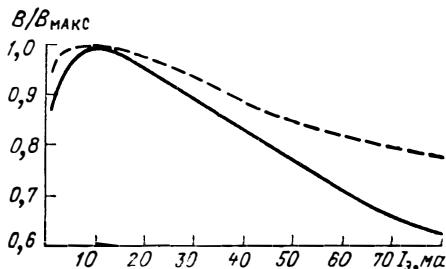


Рис. 7.14. Экспериментальные зависимости  $V/V_{\text{макс}} = f(I_E)$  при прямом (—) и инверсном (---) включении транзисторов типа МП42.

Помимо изменения коэффициента усиления под действием тока эмиттера существенное влияние на величину коэффициента усиления может оказывать напряжение на коллекторном переходе. Это влияние может проявляться за счет двух различных эффектов.

Во-первых, при превышении напряжения пробоя на коллекторном переходе за счет лавинного умножения (см. п. 7.4.1) будет увеличиваться коэффициент  $\alpha^*$  в формуле (7.36), т. е. в этом режиме с возрастанием напряжения будет резко увеличиваться коэффициент усиления, и, во-вторых, при изменении напряжения на коллекторном переходе будет изменяться ширина перехода и соответ-

ственно толщина базы. В данном случае рассмотрим влияние второго фактора на величину коэффициента усиления \*), который наиболее ярко проявляется у транзисторов с высокоомной базой.

При возрастании обратнорасмещающего напряжения на переходе коллектора увеличивается ширина слоя пространственного заряда, который за счет того, что база обычно легируется значительно слабее коллектора, располагается, в основном, в ней. Толщина базы при этом будет уменьшаться (эффект Эрли), а за счет ее уменьшения будет увеличиваться коэффициент усиления [133].

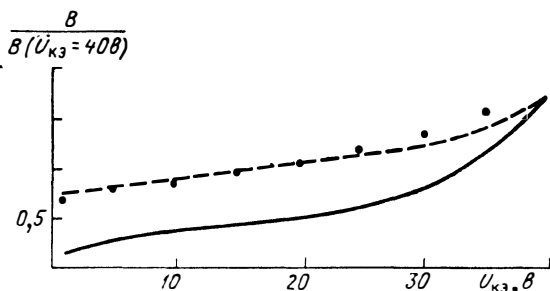


Рис. 7.15. Экспериментальная зависимость  $B/B (U_{кз} = 40 \text{ в}) = f(U_{кз})$  (—) и расчетная зависимость  $B_I/B_I (U_{кз} = 40 \text{ в}) = f(U_{кз})$  (---), точки — результаты эксперимента для транзистора типа МП21.

Определить ширину базы  $W$  при изменении напряжения на коллекторном переходе  $U_{кб}$  можно на основании следующей формулы:

$$W = W_0 - l \sqrt{\frac{U_{кб}}{\Delta\varphi_0}}, \quad (7.55)$$

где  $W_0$  — толщина базы при  $U_{кб} = 0$ ;  $\Delta\varphi_0$  — потенциальный барьер при  $U_{кб} = 0$ ;  $l$  — ширина слоя пространственного заряда коллекторного перехода при  $U_{кб} = 0$ .

Для инверсного включения транзистора можно воспользоваться аналогией с прямым включением, с той лишь разницей, что вместо активной толщины базы следует учитывать большую, эквивалентную толщину  $W_I$ .

Определить зависимость  $\alpha_I = f(U_{кб})$  можно, зная зависимость  $\alpha = f(U_{кб})$ , используя при этом формулу (7.48) или (7.52). Получив зависимость коэффициента усиления  $\alpha_I$  от напряжения на коллекторе, нетрудно определить зависимость  $B_I$  по известным формулам.

На рис. 7.15 видно, что усилительные свойства транзистора для схемы с ОЭ при инверсном включении меньше зависят от напряжения коллектор — эмиттер. \*\*) Более слабая зависимость

\*) По нормам технических условий на транзисторы работа в области лавинного пробоя коллекторного перехода не разрешена.

\*\*)  $B (U_{кз} = 40 \text{ в})$  — величина коэффициента усиления  $B$  при  $U_{кз} = 40 \text{ в}$ .

инверсного коэффициента усиления, чем прямого, от напряжения коллектор — эмиттер может облегчить расчет схемы, если в ней будут применены транзисторы в инверсном включении, и положительно повлиять на стабильность ее работы. Сильная зависимость многих параметров транзисторов от температуры затрудняет их применение в широких диапазонах температур, так как ведет к снижению работоспособности каскадов и к значительному схемному усложнению.

Зависимость коэффициента усиления от температуры может иметь различный характер, который в значительной степени определяется режимом работы. Изменение коэффициента усиления

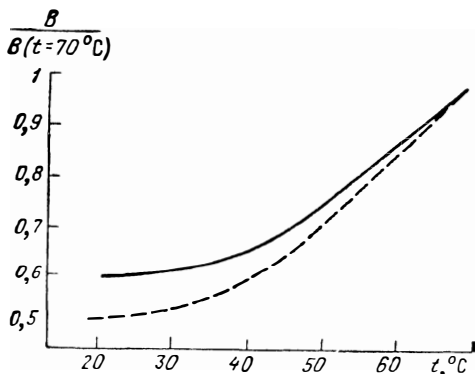


Рис. 7.16. Экспериментальные зависимости  $B/B(70^\circ\text{C}) = f(t^\circ)$  при прямом (—) и инверсном (---) включениях транзистора типа МП42 для  $I_{\text{э}} = 0,1$  ма.

под влиянием температуры зависит от многих термочувствительных физических параметров материалов транзистора. Так, при малых токах эмиттера основным фактором, влияющим на величину коэффициента усиления, является поверхностная рекомбинация [128], скорость которой может изменяться в довольно широких пределах под действием температуры. Обычно поверхностная рекомбинация уменьшается с повышением температуры [54], т. е. зависимость  $B = f(t^\circ, \text{C})$  должна иметь возрастающий характер. Инверсное включение транзистора характерно тем, что состояние поверхности базы (как у эмиттерного, так и у коллекторного переходов) в большей степени определяет величину коэффициента усиления, чем прямое включение. Следует ожидать, что в области малых токов при инверсном включении усиление транзистора будет больше, чем при прямом включении, зависеть от температуры (рис. 7.16).

При увеличении тока эмиттера уменьшается влияние поверхностной рекомбинации, но возрастает роль эффективности эмиттера и объемной рекомбинации. В этом случае инверсное включение обычно имеет менее ярко выраженную зависимость коэффициента усиления от температуры, чем в прямом включении транзистора. Это положение подтверждают зависимости рис. 7.17.

Таким образом, можно сделать вывод, что при использовании транзистора в инверсном включении при токах, превышающих номинальный, коэффициент усиления более слабо, чем в прямом включении, зависит от температуры.

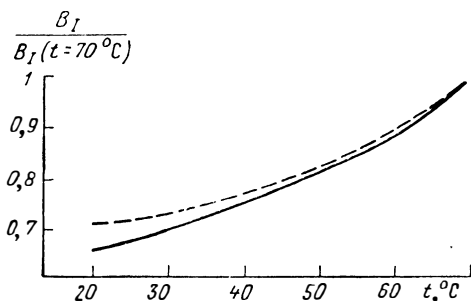


Рис. 7.17. Экспериментальные зависимости  $V/V(70^\circ\text{C}) = f(t^\circ)$  при прямом (—) и инверсном (---) включении транзистора типа МП42 для  $I_{\text{в}} = 10 \text{ ма}$ .

## 7.2.2. Входное сопротивление

Входное сопротивление является одним из основных параметров, характеризующих транзистор. При работе транзистора в режиме усиления, т. е. для случая, когда один переход инжектирует, а другой экстрагирует носители, можно записать в первом приближении, используя формулы Эберса — Молла [23] для одинаковых напряжений на переходах при прямом и инверсном включениях:

$$\frac{I_{\text{э}}}{I_{\text{эл}}} \approx \frac{I_{\text{кб0I}}}{I_{\text{кб0}}}, \quad (7.56)$$

где  $I_{\text{э}}$  и  $I_{\text{эл}}$  — токи инжекции эмиттера в прямом и инверсном включении соответственно;  $I_{\text{кб0}}$ ,  $I_{\text{кб0I}}$  — начальные (обратные) токи коллектора в прямом и инверсном включении соответственно.

Поскольку  $\alpha I_{\text{кб0I}} = \alpha_I I_{\text{кб0}}$ , то (7.56) можно записать как

$$I_{\text{эл}} \approx I_{\text{э}} \frac{\alpha}{\alpha_I}. \quad (7.57)$$

На основании (7.57) нетрудно найти связь между входными сопротивлениями транзистора в прямом  $R_{\text{вхб}}$  и инверсном  $R_{\text{вхбI}}$  включениях для схемы с ОБ

$$R_{\text{вхбI}} \approx R_{\text{вхб}} \frac{\alpha}{\alpha_I}. \quad (7.58)$$



Как следует из формулы (7.58), для схемы с ОБ инверсное включение транзистора характеризуется бóльшим входным сопротивлением, чем прямое включение, поскольку  $\alpha > \alpha_I$ . Проведенная экспериментальная проверка формулы (7.58) показала достаточно хорошее совпадение результатов расчета и эксперимента [74] (рис. 7.18).

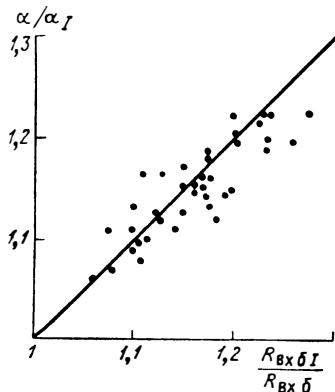


Рис. 7.18. Расчетная кривая  $R_{вх I} = f(R_{вх б})$  и результаты эксперимента для 40 образцов сплавных германиевых транзисторов типа МП21.

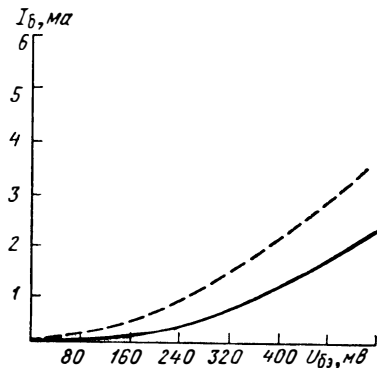


Рис. 7.19. Типовые входные характеристики транзистора МП21 для схемы с ОЭ:  
 — — — прямое включение,  
 - - - инверсное включение.

Для определения входного сопротивления при инверсном включении транзистора для схемы с ОЭ  $R_{вх э I}$  следует воспользоваться известным соотношением [9, 32] и формулой (7.58). Тогда  $R_{вх э I}$  можно найти из следующего соотношения:

$$R_{вх э I} = R_{вх э} \frac{\alpha(1-\alpha)}{\alpha_I(1-\alpha_I)}. \quad (7.59)$$

Из формулы (7.59) следует, что для схемы с ОЭ инверсное включение транзистора (для реальных значений  $\alpha$  и  $\alpha_I$ ) характерно меньшим входным сопротивлением, чем прямое включение.

Из рис. 7.19 видно, что при инверсном включении транзистора входная характеристика имеет большую крутизну и начинается при гораздо меньших напряжениях база — эмиттер, чем при прямом включении. Подобный ход характеристики увеличивает возможности применения

транзисторов в схемах амплитудных детекторов, для которых одним из важных параметров является динамический диапазон входных сигналов.

Начало входной характеристики при инверсном включении сдвинуто в область меньших напряжений, чем при прямом включении, вероятно, потому, что величина плавающего потенциала (см. приложение 1) в инверсном включении транзистора  $U_{пл I}$  должна быть меньше, чем в прямом  $U_{пр}$ . Если воспользоваться формулами Эберса — Молла, то нетрудно показать, что

$$\begin{aligned} U_{пл} &= -\varphi_T \ln(1 - \alpha), \\ U_{пл I} &= -\varphi_T \ln(1 - \alpha_I). \end{aligned} \quad (7.60)$$

Из формул (7.60) видно, что  $U_{пл I} < U_{пл}$ , поскольку  $\alpha > \alpha_I$ .

Из изложенного следует, что входное сопротивление транзистора при инверсном включении для схемы с ОБ несколько больше, чем при прямом включении, а для схемы с ОЭ — наоборот. Однако в последнем случае для инверсного включения характерна большая крутизна входной характеристики, т. е. транзистор становится более чувствительным к малым входным сигналам.

Одной из особенностей инверсного включения транзистора относительно прямого является очень слабая зависимость входного сопротивления от напряжения коллектор — эмиттер. Для маломощных сплавных транзисторов входное сопротивление можно практически считать постоянным даже при изменении напряжения коллектор — эмиттер начиная от десятых долей вольта, т. е. семейство входных характеристик при инверсном включении транзистора вырождается в одну зависимость, которая совпадает с входной характеристикой для прямого включения при  $U_{кэ} = 0$ .

Поскольку такие параметры сплавных транзисторов, включенных по схеме с ОЭ как коэффициент усиления и входное сопротивление при инверсном включении, относительно слабо зависят от режима работы по сравнению с прямым, следует ожидать, что это обстоятельство позволит создавать схемы радиоэлектронной аппаратуры с эффективным использованием транзисторов в инверсном включении. Такие схемы, вероятно, будут иметь за счет стабильности своих параметров лучшие характеристики в некоторых областях применения, например в выходных каскадах

радиовещательных приемников, где предъявляются особые требования к линейности ряда характеристик транзистора.

Рассмотрим зависимость входного сопротивления транзистора в инверсном включении от температуры. Для схемы с ОБ входное сопротивление при прямом включении транзистора определяется известной формулой

$$R_{вх б} = r_a + r'_б (1 - \alpha), \quad (7.61)$$

где  $r_a$  — сопротивление эмиттера;  $r'_б$  — объемное сопротивление базы.

Величина  $R_{вх б I}$  может быть выражена формулой, аналогичной (7.61). В формулу (7.61) входят три зависимости от температуры параметра:  $r_a$ ,  $r'_б$ ,  $\alpha$ .

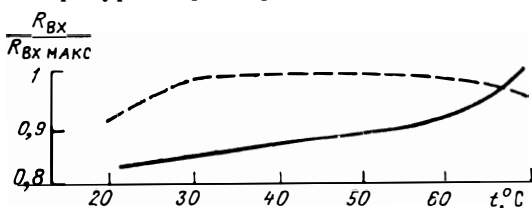


Рис. 7.20. Экспериментальные зависимости  $R_{вх}/R_{вх макс} = f(t^\circ)$  при прямом (—) и инверсном (---) включениях транзистора типа МП42.

Зависимость  $r_a = f(t^\circ)$  определяется простым отношением

$$r_a = \frac{kT}{qI_a}, \quad (7.62)$$

где  $T$  — абсолютная температура по Кельвину;  $k$  — постоянная Больцмана.

Из (7.62) следует, что  $r_a$  линейно возрастает при увеличении температуры. Величина  $r'_б$  также обычно увеличивается с ростом температуры. Зависимость коэффициента усиления от температуры, как показано выше, может иметь различный характер.

Соотношение этих величин и их зависимостей от температуры определяет изменение входного сопротивления. Проведенные экспериментальные работы по выявлению изменений входного сопротивления под действием температуры показали, что для сплавных транзисторов в инверсном включении характерна менее ярко выраженная зависимость входного сопротивления от температуры, чем в прямом (рис. 7.20). Это обстоятельство следует учесть-

вать при выборе типа включения транзистора для радио-электронных схем, предназначенных для работы в широком диапазоне температур.

### 7.2.3. Крутизна проходной характеристики

Крутизну входной характеристики не следует путать с крутизной проходной вольтамперной характеристики — важного параметра, наиболее полно представляющего усилительные свойства транзистора. Крутизна проходной вольтамперной характеристики при прямом включении транзистора  $S$  может быть представлена в следующем виде:

$$S = B/R_{вхэ} \quad (7.63)$$

и соответственно при инверсном включении

$$S_I = B_I/R_{вхэI} \quad (7.64)$$

Решив (7.63) относительно  $R_{вхэ}$  и выразив  $R_{вхэI}$  через  $R_{вхэ}$  по формуле (7.59), подставим полученное значение  $R_{вхэI}$  в формулу (7.64):

$$S_I = \frac{\alpha_I^2}{\alpha} \frac{1}{(1-\alpha)R_{вхэ}} \quad (7.65)$$

Поскольку  $1/(1-\alpha) \approx B$ , (7.65) можно переписать как

$$S_I \approx \frac{\alpha_I^2}{\alpha} \frac{B}{R_{вхэ}}, \quad (7.66)$$

и, используя (7.63), окончательно получаем

$$S_I \approx S \frac{\alpha_I^2}{\alpha} \quad (7.67)$$

Как следует из формулы (7.67), при инверсном включении транзистора крутизна проходной характеристики всегда меньше, чем при прямом. В табл. 7.4 приведены типовые значения величин крутизны  $S_I$  для некоторых отечественных транзисторов.

Таблица 7.4

| Тип транзистора     | П407 | П12 | МП41 | МП21 | МП114 | МП116 |
|---------------------|------|-----|------|------|-------|-------|
| $S_I, \text{ мА/в}$ | 35   | 32  | 25   | 25   | 15    | 12    |

Для эффективного использования транзистора в инверсном включении в схемах некоторых специфических усилителей переменного тока необходимо знать такие малосигнальные инверсные параметры, как инверсный коэффициент обратной связи по напряжению и инверсную выходную проводимость.

#### 7.2.4. Коэффициент обратной связи по напряжению

Влияние напряжения коллектора на напряжение эмиттера обычно оценивается коэффициентом обратной связи  $\mu$ , который может быть записан следующим образом\*):

$$\mu = \frac{dU_{\text{э}}}{dU_{\text{к}}} . \quad (7.68)$$

При прямом включении транзистора (для схемы с ОБ) коэффициент обратной связи по напряжению  $\mu$  можно выразить как [18]

$$\mu = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{2qN_{\text{д}} W}} \frac{\Phi_T}{\sqrt{U_{\text{кб}}}} , \quad (7.69)$$

где  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость;  $q$  — заряд электрона;  $N_{\text{д}}$  — концентрация ионизированных атомов примеси.

Поскольку эквивалентная толщина базы при инверсном включении транзистора  $W_I$  всегда больше толщины базы при прямом включении  $W$ , то, как следует из формулы (7.69), коэффициент обратной связи по напряжению для схемы с ОБ при инверсном включении транзистора должен быть меньше, чем при прямом включении.

Для того чтобы определить  $\mu_I$  расчетным путем, воспользуемся методом, изложенным в § 7.2.1. Положим, что толщина базовой области для периферийной части инверсного эмиттера будет лежать в пределах от  $W$  до  $BC$  (рис. 7.9). Тогда коэффициент обратной связи по напряжению для периферийных участков эмиттера  $\Delta\mu_I$ , площадь которых равна  $A_{\text{эI}} = A_{\text{кI}}$ , может быть представлен в виде

$$\Delta\mu_I = \frac{R \int_W^{BC} \frac{dx}{x}}{AB} , \quad (7.70)$$

где

$$R = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{2qN_{\text{д}}}} \cdot \frac{\Phi_T}{\sqrt{U_{\text{кб}}}} .$$

Проведя интегрирование, получаем

$$\Delta\mu_I = \frac{R}{AB} \ln \frac{BC}{W} . \quad (7.71)$$

\*) В формуле (7.68) для большей простоты записей и рассуждений знак минус опущен.

Поскольку для большинства транзисторов  $AB \approx BC \approx L_V$ , то (7.71) можно записать в следующем виде:

$$\Delta\mu_I \approx \frac{R}{L_V} \ln \frac{L_V}{W}. \quad (7.72)$$

По аналогии с определением  $\alpha_I$ , коэффициент обратной связи по напряжению при инверсном включении транзистора для схемы с ОБ может быть найден по следующей формуле:

$$\mu_I = \frac{R \left[ \frac{1}{L_V} \ln \frac{L_V}{W} (A_{\partial I} - A_{KI}) + \frac{1}{W} A_{KI} \right]}{A_{\partial I}}. \quad (7.73)$$

Формула (7.73) содержит некоторые физические параметры, которые не всегда могут быть известны разработчикам радиоэлектронной аппаратуры, поэтому она неудобна для практических расчетов. Однако, зная величины коэффициентов усиления  $\alpha$  и  $\alpha_I$ , можно определить  $\mu_I$  через  $\mu$  путем несложного расчета. Для этого следует определить  $W/W_I$  по следующей формуле, полученной аналогично (7.49):

$$\frac{W}{W_I} = \frac{\operatorname{arcsch} \alpha}{\operatorname{arcsch} \alpha_I}, \quad (7.74)$$

а затем на основании (7.69) можно найти инверсный коэффициент обратной связи по напряжению из формулы

$$\mu_I = \mu \frac{W}{W_I}. \quad (7.75)$$

Формула (7.75) была проверена экспериментально и показала достаточно хорошее совпадение расчета и эксперимента для сплавных германиевых транзисторов. Однако экспериментальные результаты оказались несколько завышены относительно расчетных значений  $\mu_I$  по формуле (7.75), что объясняется более сильным легированием коллектора для инверсного включения транзистора, чем для прямого. Это обстоятельство не было учтено при выводе формулы (7.75).

На рис. 7.21 приведена расчетная прямая  $\mu_I/\mu = f(W/W_I)$  и результаты эксперимента для 40 образцов сплавных германиевых транзисторов типа МП21.

Зная инверсный коэффициент обратной связи по напряжению для схемы с ОБ, нетрудно определить его для других схем включения по известным формулам (например, [32]). Для схемы с ОЭ результаты расчета и эксперимента показы-

вают, что инверсное включение характерно меньшей величиной коэффициента обратной связи по напряжению.

Таким образом, транзистор в инверсном включении для схем с ОБ и ОЭ обладает тем преимуществом перед

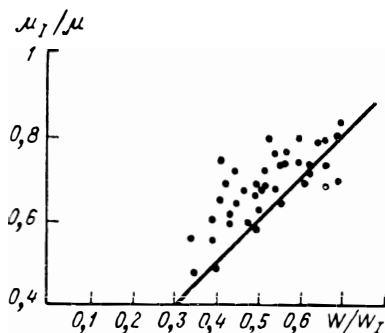


Рис. 7.21. Расчетная прямая  $\mu_I/\mu = f(W/W_I)$  и результаты эксперимента для 40 образцов сплавных германиевых транзисторов типа МП21.

прямым включением, что он имеет меньшую величину коэффициента обратной связи по напряжению, что является важным условием для конструирования эффективных усилительных систем.

### 7.2.5. Выходная проводимость

Выходная проводимость транзистора — величина, обратная выходному сопротивлению. При прямом включении транзистора выходную проводимость  $g$  для схемы с ОБ можно описать следующей формулой [18]:

$$g = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{2qN_d}} \frac{W}{L_V^2} \frac{I_0}{\sqrt{U_{кб}}} \quad (7.76)$$

По аналогии с выводом формулы для расчета инверсного коэффициента обратной связи по напряжению определим инверсную выходную проводимость. Выходная проводимость для периферийных участков инверсного эмиттера  $\Delta g_I$ , площадь которых равна  $A_{эI} - A_{кI}$ , может быть представлена в виде

$$\Delta g_I = \frac{P \int_{AB}^{BC} x dx}{AB} \quad (7.77)$$

где

$$P = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon}{2qN_A}} \cdot \frac{I_0}{L_V^2 \sqrt{U_{КБ}}}.$$

Проведя интегрирование, получаем

$$\Delta g_I = \frac{P}{AB} \cdot \frac{BC^2 - W^2}{2}. \quad (7.78)$$

Поскольку  $AB \approx BC \approx L_V$ , (7.78) можно переписать в следующем виде:

$$\Delta g_I \approx P \left( \frac{L_V^2 - W^2}{2L_V} \right). \quad (7.79)$$

Но так как обычно  $L_V^2 \gg W^2$ , выражение (7.79) можно упростить, пренебрегая  $W^2$  в сравнении с  $L_V^2$ :

$$\Delta g_I \approx P \frac{L_V}{2}. \quad (7.80)$$

Следует заметить, что для транзисторов с тонкой базой  $\Delta g_I$ , как видно из (7.80), практически не зависит от  $W$ .

Зная  $\Delta g_I$  и используя описанный выше метод, определим инверсную выходную проводимость

$$g_I = \frac{P \left[ \frac{L_V}{2} (A_{эI} - A_{кI}) + W A_{кI} \right]}{A_{эI}}. \quad (7.81)$$

Формула (7.81), так же как и (7.73), неудобна для инженерных расчетов, поэтому для определения  $g_I$  может быть предложена более простая и удобная формула, полученная на основании (7.76):

$$g_I = g \frac{W_I}{W}. \quad (7.82)$$

Величину отношения  $W_I/W$  можно найти из (7.74). Экспериментальная проверка формулы (7.82) показала правомерность сделанных допущений для сплавных германиевых транзисторов (рис. 7.22).

Инверсную выходную проводимость для схемы с ОЭ можно найти по известным формулам (например, [32]). Для схемы с ОЭ при токах меньше оптимального обычно инверсная выходная проводимость меньше прямой, а при токах, больших оптимального, — наоборот. Это обстоятельство может быть использовано при конструировании



усилительных транзисторных систем, а также схем стабилизаторов тока.

Возможность определения расчетным путем таких инверсных параметров, как коэффициент усиления, входное

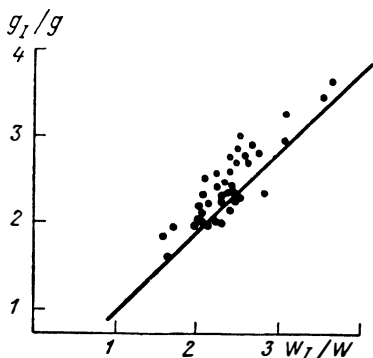


Рис. 7.22. Расчетная прямая  $g_I/g = f(W_I/W)$  и результаты эксперимента для 40 образцов сплавных германиевых транзисторов типа МП21.

сопротивление, крутизна проходной характеристики, коэффициент обратной связи по напряжению и выходная проводимость, может позволить производить полные расчеты схем, где используются транзисторы в инверсном включении.

### 7.3. ЧАСТОТНЫЕ И ПЕРЕХОДНЫЕ СВОЙСТВА

Частотные и переходные свойства транзистора зависят от следующих факторов: от постоянной времени входа транзистора (эмиттерной емкости и входного сопротивления), от времени движения неосновных носителей в базе и от постоянной времени выходной цепи транзистора (коллекторная емкость и сопротивление нагрузки). В зависимости от режима работы транзистора каждый из этих факторов может оказывать различное по силе влияние на частотные и переходные свойства транзистора как в прямом, так и в инверсном включении. При работе транзистора в режимах, близких к номинальному, его частотные свойства в основном определяются временем, за которое неосновные носители проходят базу. Постоянная времени прохождения носителей через базу и обратно пропорцио-

нальная ей величина граничной частоты усиления являются основными параметрами, определяющими переходные и частотные свойства транзистора при работе его в номинальных режимах.

### 7.3.1. Граничная частота усиления

Граничная частота усиления для прямого включения транзистора в схеме с ОБ  $f_\alpha$  может быть выражена через постоянную времени  $\tau_\alpha$  следующим образом:

$$f_\alpha = \frac{1}{2\pi\tau_\alpha}. \quad (7.83)$$

Постоянная времени движения неосновных носителей через базу для прямого включения транзистора определяется известной формулой

$$\tau_\alpha = \frac{W^2}{2D}. \quad (7.84)$$

Постоянная времени для инверсного включения транзистора  $\tau_{\alpha I}$  из-за движения части неосновных носителей, инжектируемых, в основном, периферийными областями инверсного эмиттера, через пассивную область базы, т. е. по пути, большем  $W$ , должна быть больше  $\tau_\alpha$ .

Для количественного определения  $\tau_{\alpha I}$  воспользуемся методом, примененным при расчете инверсного коэффициента усиления  $\alpha_I$ . Постоянная времени  $\Delta\tau_{\alpha I}$  для неосновных носителей, инжектируемых периферийной областью инверсного эмиттера, площадь которой равна  $A_{\alpha I} - A_{KI}$ , определяется следующим выражением:

$$\Delta\tau_{\alpha I} = \frac{\int_W^{BC} \frac{x^2}{2D} dx}{AB}. \quad (7.85)$$

Проведя интегрирование, получаем

$$\Delta\tau_{\alpha I} = \frac{BC^3 - W^3}{6D \cdot AB}. \quad (7.86)$$

Поскольку для большинства сплавных транзисторов справедливо, что  $AB \approx BC \approx L_V$ , формулу (7.86) можно упростить:

$$\Delta\tau_{\alpha I} \approx \frac{1}{6D} \left( L_V^3 - W^3 \frac{W}{L_V} \right). \quad (7.87)$$

Но так как  $L_V^2 \gg W^2 (W/L_V)$ , (7.87) можно записать в следующем виде:

$$\Delta\tau_{\alpha I} \approx \frac{L_V^2}{6D}, \quad (7.88)$$

или, переходя к граничной частоте,

$$\Delta f_{\alpha I} \approx \frac{6D}{2\pi L_V^2}. \quad (7.89)$$

Из (7.88) и (7.89) следует, что при тонкой базе и выполнении условия  $AB = BC = L_V$  переходные и частотные свойства транзистора в инверсном включении для носителей, инжектируемых пассивными областями инверсного эмиттера, определяются лишь материалом базы.

Для удобства дальнейших вычислений (для определения  $f_{\alpha I}$ ) обозначим  $L_V = W/\Psi$ .

Тогда (7.88) можно представить в виде

$$\Delta\tau_{\alpha I} = \frac{W^2}{6D\Psi^2} = \frac{\tau_{\alpha}}{3\Psi^2}. \quad (7.90)$$

Находим инверсную граничную частоту усиления через величины площадей  $A_{\partial I}$  и  $A_{KI}$  аналогично вычислению инверсного коэффициента усиления, предварительно определив  $\tau_{\alpha I}$ :

$$\tau_{\alpha I} = \frac{\Delta\tau_{\alpha I}(A_{\partial I} - A_{KI}) + \tau_{\alpha} \cdot A_{KI}}{A_{\partial I}}. \quad (7.91)$$

Подставляя (7.90) в (7.91) и учитывая (7.83), получаем

$$\tau_{\alpha I} = \frac{\frac{\tau_{\alpha}}{3\Psi^2}(A_{\partial I} - A_{KI}) + \tau_{\alpha} A_{KI}}{A_{\partial I}} \quad (7.92)$$

и

$$2\pi f_{\alpha I} = \frac{A_{\partial I}}{\frac{A_{\partial I} - A_{KI}}{3\Psi^2 \cdot 2\pi f_{\alpha}} + \frac{A_{KI}}{2\pi f_{\alpha}}} = \frac{A_{KI} \cdot 2\pi f_{\alpha} \cdot 3\Psi^2}{A_{\partial I} - A_{KI}(1 - 3\Psi^2)}. \quad (7.93)$$

Имея в виду, что  $\Psi^2 = W^2/L_V^2 \ll 1$ , получаем окончательно

$$f_{\alpha I} \approx f_{\alpha} \frac{3 \frac{W^2}{L_V^2}}{1 - \frac{A_{KI}}{A_{\partial I}}}. \quad (7.94)$$

Величину  $W/L_V$  можно определить через  $\alpha$  по формуле (7.49). Зная граничную частоту усиления при прямом включении транзистора, а также отношения  $A_{KI}/A_{\alpha I}$  и  $W/L_V$ , по формуле (7.94) можно расчетным путем определить граничную частоту усиления при инверсном включении. Экспериментальная проверка формулы (7.94) дала хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений  $f_{\alpha I}$  для сплавных германиевых транзисторов (рис. 7.23).

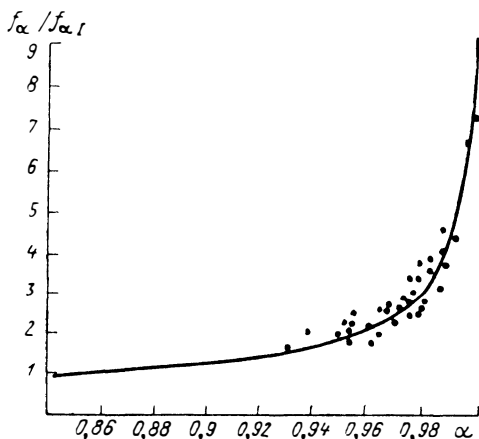


Рис. 7.23. Теоретическая и экспериментальная зависимости  $f_{\alpha}/f_{\alpha I} = F(\alpha)$  для 35 транзисторов типа МП42:

Режим измерения:  $U_{KB} = 5$  в,  $I_{\partial} = 1$  ма.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы: для схемы с ОБ граничная частота усиления при инверсном включении транзистора всегда меньше, чем при прямом включении, отношение  $f_{\alpha I}/f_{\alpha I}$  растет с увеличением  $\alpha$  и с увеличением отношения площадей переходов  $A_{\alpha I}/A_{KI}$ .

В табл. 7.5 приведены типовые значения величин инверсной граничной частоты усиления для некоторых типов

Таблица 7.5

| Тип транзистора      | П407 | П29 | П27 | МП41 | МП21 | МП114 |
|----------------------|------|-----|-----|------|------|-------|
| $f_{\alpha I}$ , Мгц | 6    | 3,5 | 1,7 | 1,4  | 0,8  | 0,3   |

отечественных транзисторов (режим измерения  $U_{кб} = 5$  в,  $I_{в} = 1$  ма).

Для схемы с ОЭ в номинальных режимах граничная частота усиления при инверсном включении транзистора ( $f_{\beta I}$ ) обычно больше, чем при прямом ( $f_{\beta}$ ). Так, например, для транзистора типа МП42  $f_{\beta I} = (2 \div 5) f_{\beta}$ . Это объясняется следующим. Поскольку  $f_{\alpha}$  и  $f_{\beta}$  связаны соотношением

$$f_{\beta} \approx \frac{f_{\alpha}}{\beta + 1}, \quad (7.95)$$

аналогичное соотношение можно записать и для инверсного включения транзистора. Однако для большинства транзисторов граничные частоты  $f_{\alpha}$  и  $f_{\alpha I}$  различаются в меньшее число раз, чем коэффициенты усиления  $\beta$  и  $\beta_I$ , выполняется неравенство  $f_{\beta I} > \beta f_{\beta}$ . Это полезное свойство инверсного включения при номинальных режимах работы транзистора крайне важно для ключевых схем.

Для определения частоты и переходных свойств транзисторов при инверсном включении в диапазоне рабочих токов необходимо знать зависимость  $f_{\alpha I} = F(I_{\partial})$ .

При определении зависимости инверсной граничной частоты от тока эмиттера не будем учитывать влияния емкостей переходов, а проанализируем зависимость времени пролета носителей через базу.

При увеличении тока эмиттера для прямого включения транзистора уменьшается удельное влияние поверхности на траектории неосновных носителей в базе, и длина их пути через базу приближается к  $W$ , и ток рекомбинации на поверхности уменьшает свое влияние на величину коэффициента усиления  $\alpha$ . В связи с тем, что при увеличении тока эмиттера пути неосновных носителей становятся короче, должна увеличиваться граничная частота  $f_{\alpha}$ , что обычно и имеет место.

Инверсное включение характерно тем, что на траектории движения неосновных носителей в базе влияет не только поверхность у инжектирующего перехода, но и поверхность у экстрагирующего перехода. В первом приближении можно положить, что носители, инжектированные центральной частью инверсного эмиттера, т. е. с площади, равной  $A_{KI}$ , не участвуют в образовании токов поверхностной рекомбинации, а эти токи получаются лишь за счет рекомбинации носителей, инжектированных с периферийной части инверсного эмиттера, т. е. с площади, равной  $A_{\partial I} - A_{KI}$ .

Принимая во внимание изложенное выше и используя выражения (7.34) и (7.35), ток поверхностной рекомбинации можно представить в виде

$$I_s = I_{s\partial} + I_{sK} = \frac{I_{\partial s} A_{s\partial} W}{A_{\partial I} D} + \frac{I_{\partial s} A_{sK} W \Delta I}{A_{\partial I} D}, \quad (7.96)$$

где  $W_{\Delta I}$  — средний путь через базу неосновных носителей, инжектированных периферийной частью эмиттера.

Полагая  $A_{s\beta} \approx A_{sk}$ , запишем для транзистора с одинаковыми скоростями поверхностной рекомбинации у переходов

$$I_s \approx \frac{I_{\beta s} A_{s\beta}}{A_{\beta I} D} (W + W_{\Delta I}). \quad (7.97)$$

Если  $\Delta\alpha_I$  — коэффициент передачи неосновных носителей, инжектированных периферийной частью эмиттера через базу, то

$$W_{\Delta I} = L_V \operatorname{arcsch} \Delta\alpha_I. \quad (7.98)$$

Подставляя (7.48) в (7.98) и дальше в (7.97), можно найти выражение, отражающее зависимость  $I_s = f(I_{\beta})$  для инверсного включения транзистора. Разделим ток эмиттера на две составляющие:  $I_{\beta a}$  — ток центральной части эмиттера,  $I_{\beta n}$  — ток периферийной части эмиттера. Они могут быть выражены через суммарный ток эмиттера  $I_{\beta}$  следующим образом:

$$I_{\beta a} \approx \frac{I_{\beta} A_{KI}}{A_{\beta I}}, \quad (7.99)$$

$$I_{\beta n} \approx \frac{I_{\beta} (A_{\beta I} - A_{KI})}{A_{\beta I}}. \quad (7.100)$$

Соответствующие им составляющие тока коллектора запишутся как

$$I_{Ka} \approx \alpha_N I_{\beta a}, \quad (7.101)$$

$$I_{Kn} \approx I_{\beta n} - I_s. \quad (7.102)$$

С точки зрения частотных свойств эквивалентную толщину базы для транзистора в инверсном включении можно определить по следующей формуле:

$$W_I \approx \frac{I_{Kn} W_{\Delta I} + I_{Ka} W}{I_{Kn} + I_{Ka}}. \quad (7.103)$$

При определении зависимости инверсной граничной частоты от тока эмиттера не будем учитывать влияние емкостей. Подставляя (7.103) в (7.84), определим  $\tau_{\alpha I}$  и затем перейдем к  $f_{\alpha I}$ :

$$f_{\alpha I} = \frac{D (I_{Kn} + I_{Ka})^2}{\pi (I_{Kn} W_{\Delta I} + I_{Ka} W)^2}. \quad (7.104)$$

Поскольку  $I_{Kn}$  зависит от тока эмиттера ( $I_{Kn} \approx I_{\beta n} - I_s g(I_{\beta})$ ), формулой (7.104) можно качественно описать зависимость  $f_{\alpha I} = F(I_{\beta})$ .

Так как при уменьшении тока эмиттера ток  $I_{Kn}$  уменьшается быстрее, чем  $I_{Ka}$  за счет  $I_s$  [14], то следует ожидать, что при определенных значениях малых токов граничная частота усиления при инверсном включении транзистора будет возрастать с уменьшением тока эмиттера. В этом существенное отличие инверсного включения транзистора от прямого (рис. 7.24).

Для большинства транзисторов как германиевых, так и кремниевых (сплавной и диффузионной технологии) наблюдается рост инверсной граничной частоты усиления при уменьшении тока эмиттера в области малых токов.

Уменьшение среднего пути движения неосновных носителей в базе  $W_I$  при инверсном включении является не единственным фактором, влияющим на граничную частоту с уменьшением рабочего тока. Так, значительное влияние могут оказывать емкости переходов транзистора, особенно при малых токах.

Граничная частота усиления обычно увеличивается при возрастании напряжения на коллекторе за счет эффекта модуляции толщины базы. Эксперименты, проведенные на германиевых и кремниевых сплавных транзисторах в режимах номинальных токов, показали, что частотные свойства транзисторов как в прямом, так и в инверсном включении характерны аналогичными зависимостями при изменении напряжения на коллекторе, причем для схемы с ОБ

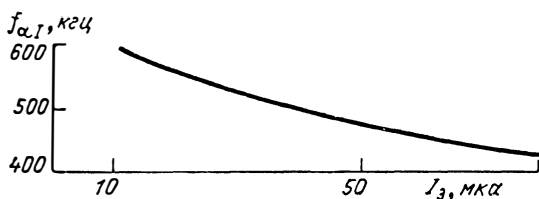


Рис. 7.24. Экспериментальная зависимость  $f_{\alpha I} = F(I_3)$  для сплавного германиевого транзистора типа П29.

наиболее слабая зависимость характерна для прямого включения, а для схемы с ОЭ, наоборот, наблюдается некоторое преимущество инверсного включения. Диффузионные транзисторы в инверсном включении характерны практически отсутствием зависимости граничной частоты усиления от напряжения на коллекторе.

### 7.3.2. Емкости переходов

Как излагалось выше, на переходные и частотные свойства транзистора могут оказывать влияние как коллекторная  $C_K$ , так и эмиттерная  $C_э$  емкости переходов. За емкость коллектора обычно принимают зарядную емкость коллекторного перехода в связи с тем, что в наиболее часто встречающихся режимах к коллекторному переходу прикладывается обратное смещение.

Зарядная емкость отражает перераспределение зарядов в переходе. Зарядная емкость коллектора  $C_K$  может быть представлена в виде [18]

$$C_K = \frac{\epsilon_0 \epsilon A_K}{l_0} \sqrt{\frac{\Delta \varphi_0}{U_{KB}}} \quad (7.105)$$

Как видно из формулы (7.105), емкость коллектора зависит от площади и ширины перехода. Ширина перехода,

в свою очередь, зависит от напряжения на переходе и концентрации примесей. Поскольку у сплавных транзисторов концентрации примесей в большом и малом переходе близки и  $A_{KI} < A_K$ , то емкость коллектора при инверсном включении транзистора обычно имеет меньшую величину, чем при прямом включении ( $C_{KI} < C_K$ ).

Однако у диффузионных транзисторов, несмотря на существенную разницу площадей переходов, емкость коллектора при инверсном включении транзистора оказывается большей, чем при прямом включении. Это объясняется тем, что область малого перехода при изготовлении транзистора диффузионным методом легируется во много раз сильнее, чем область большого перехода.

Таким образом, зарядная емкость коллектора при инверсном включении для сплавных транзисторов меньше, а для диффузионных больше, чем при прямом включении. В табл. 7.6 приведены типовые значения величин зарядных

Таблица 7.6

| Тип транзистора | МП42 | МП25 | МП111 | П407 | ГТ320 |
|-----------------|------|------|-------|------|-------|
| $C_{KI}, пф$    | 12   | 24   | 30    | 8    | 18    |
| $C_K, пф$       | 30   | 50   | 120   | 20   | 7     |

емкостей коллектора для транзисторов в прямом и инверсном включениях ( $U_{KB} = 5 \text{ в}$ ).

Из формулы (7.105) следует также, что величина зарядной емкости коллектора зависит от напряжения (рис. 7.25). Из рис. 7.25 следует, что как в прямом, так и в инверсном включении транзистора емкость коллектора возрастает с уменьшением напряжения.

Поскольку эмиттерный переход транзистора в большинстве практических случаев оказывается смещенным в прямом направлении, в качестве емкости эмиттера следует рассмотреть его диффузионную емкость, которая образуется за счет движения инжектированных носителей в базе. Ее величина может быть определена по следующей формуле:

$$C_D = \frac{I_D}{\varphi_T} \frac{W^2}{2D} \quad (7.106)$$



Из формулы (7.106) следует, что диффузионная емкость увеличивается прямо пропорционально току эмиттера и что инверсное включение должно быть характерно большими, чем прямое, значениями емкости эмиттера, поскольку

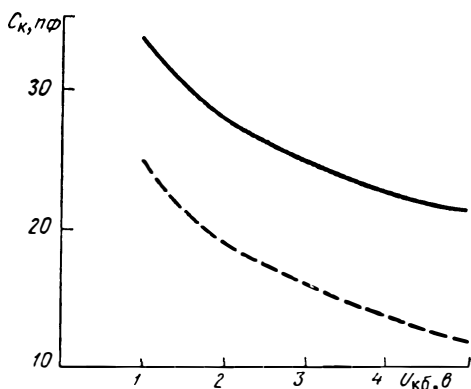


Рис. 7.25. Типовые зависимости  $C_K = f(U_{KB})$  для прямого (—) и инверсного (---) включений транзистора типа МП42.

эквивалентная толщина базы в инверсном включении всегда больше, чем в прямом. Это подтверждается экспериментально. В табл. 7.7 приведены типовые значения величины диффузионных емкостей эмиттера для транзисторов в прямом и инверсном включениях.

Таблица 7.7

| Тип транзистора | МП42 | МП25 | МП111 | П401 |
|-----------------|------|------|-------|------|
| $C_{э1}, пф$    | 600  | 900  | 600   | 750  |
| $C_{э2}, пф$    | 200  | 700  | 100   | 650  |

Таким образом, транзистор в инверсном включении характерен большими диффузионными емкостями эмиттерного перехода, чем в прямом.

### 7.3.3. Времена переключения

При работе транзистора в ключевых схемах одним из основных его параметров становятся времена переключения из закрытого состояния в открытое и обратно, из открытого состояния в закрытое. Суммарное время переключения транзистора может быть разделено на ряд составляющих: время задержки фронта при отпирании, передний фронт (время нарастания), время накопления носителей, время рассасывания носителей и задний фронт (время спада) импульса. Рассмотрим основные из этих составляющих.

Время нарастания тока коллектора (передний фронт выходного импульса) можно определить из формулы

$$t_{пф} = \tau_{пф} \ln \frac{I_б}{I_б - (I_{кн}/B)}, \quad (7.107)$$

где  $\tau_{пф}$  — постоянная времени нарастания тока коллектора.

Постоянная времени  $\tau_{пф}$  для номинальных режимов работы транзистора может быть определена для сплавных транзисторов из следующей формулы [29]:

$$\tau_{пф} \approx \frac{1,22}{(1-\alpha)\omega} \quad (7.108)$$

и для диффузионных транзисторов [45]

$$\tau_{пф} \approx \frac{1,7}{(1-\alpha)\omega}, \quad (7.109)$$

где  $\omega = 2\pi f_\alpha$ . Аналогичные выражения можно получить и для инверсного включения транзистора.

Обычно выполняется следующее неравенство (см. п. 7.3.1):  $(1-\alpha)\omega < (1-\alpha_I)\omega_I$ , а поэтому следует ожидать, что в номинальных режимах  $\tau_{пф} > \tau_{пфI}$ . Так, для маломощных сплавных германиевых транзисторов при номинальных токах  $\tau_{пф} = (1,2 \div 1,8) \tau_{пфI}$ .

В режиме малых токов возрастает относительное влияние емкостей переходов. Так, если выполняется неравенство

$$\omega C_K R_H \gg 1,$$

постоянную времени  $\tau_{пф}$  можно представить как [29]

$$\tau_{пф} \approx \frac{C_K R_H}{1-\alpha_I} \quad (7.110)$$

и соответственно для инверсного включения

$$\tau_{пфI} \approx \frac{C_{KI} R_H}{1-\alpha_I}. \quad (7.111)$$

Анализируя (7.110) и (7.111), можно определить соотношение между  $\tau_{п\phi I}$  и  $\tau_{п\phi}$ . Для сплавных транзисторов  $\tau_{п\phi I} < \tau_{п\phi}$ , поскольку  $C_{кI} > C_{кI}$ ; для диффузионных  $\tau_{п\phi I} > \tau_{п\phi}$ , поскольку  $C_{кI} < C_{кI}$ . У диффузионных транзисторов величины коэффициентов передачи  $\alpha$  и  $\alpha_I$ ,

как правило, незначительно влияют на соотношение величин времени фронта.

На рис. 7.26 приведены зависимости  $\tau_{п\phi} = f(I_{кI})$  для транзисторов типов П407 и ГТ320.

Постоянная времени спада тока коллектора  $\tau_{з\phi}$  рассчитывается по тем же формулам, что и  $\tau_{п\phi}$ . Однако на реальных структурах эти постоянные времени имеют хотя и близкие, но все же различные значения [34]. Время спада тока коллектора (задний фронт выходного импульса) можно определить по следующей формуле:

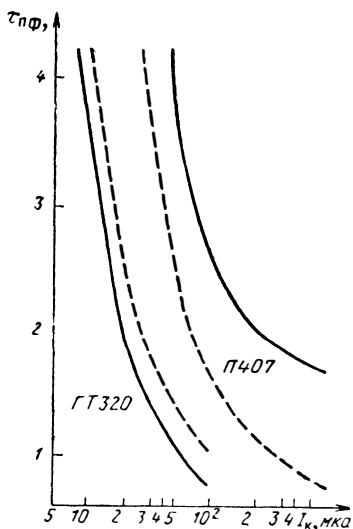


Рис. 7.26. Типовые зависимости  $\tau_{п\phi} = f(I_{кI})$  для прямого (—) и инверсного (---) включения транзисторов типов П407 и ГТ320

$$t_{з\phi} = \tau_{з\phi} \ln \frac{(I_{кI}/B) - I_{бз}}{-I_{бз}}, \quad (7.112)$$

где  $I_{бз}$  — запирающий ток базы.

Времена рассасывания и насыщения для сплавных транзисторов близки при прямом и инверсном включении транзистора. Для диффузионных транзисторов в отличие от сплавных избыточный заряд носителей накапливается в области коллектора, поэтому время рассасывания во многом определяется временем жизни носителей в теле коллектора и его конфигурацией. При работе транзистора в микроамперном диапазоне токов основное влияние на быстрдействие оказывают времена нарастания и спада тока коллектора, т. е. фронтов выходного импульса.

Таким образом, сплавные транзисторы в инверсном включении обладают меньшим временем переключения, а диффузионные — большим временем переключения в срав-

нении с прямым включением. Это следует учитывать не только в инверсных, но и в обычных ключах, работающих в импульсном режиме, где инверсная область является одной из рабочих областей (эмиттерное рассасывание).

#### 7.4. МАКСИМАЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ

Для наиболее полного использования транзистора в схемах радиоэлектронной аппаратуры необходимо знать максимальные режимы его надежной работы. Максимально допустимые режимы как причины, ограничивающие использование транзистора, во многом определяются величинами предельных токов и напряжений.

##### 7.4.1. Максимальное напряжение коллектора

Довольно частой причиной, ограничивающей возможность использования транзистора в схемах радиоэлектронной аппаратуры, является пробой коллекторного перехода за счет превышения предельно допустимой величины напряжения на коллекторе. Эта величина для транзистора в прямом включении обычно задается исходя из условий, определяющих возникновение лавинного пробоя коллекторного перехода. Величина напряжения лавинного пробоя  $U_{кб0}$  зависит как от схемы включения транзистора, так и от условий в его входной цепи [135]. При оборванном эмиттере  $U_{кб0}$  в основном зависит от степени легирования материала базы и коллектора. При обычных требованиях, предъявляемых к сплавным транзисторам, коллектор легируется слабее, чем эмиттер. Поскольку малый переход является более тонким, с большой концентрацией примесных атомов, при инверсном включении пробивное напряжение  $U_{кб0I}$  оказывается несколько меньше, чем при прямом (рис. 7.27).

При размыкании не эмиттерной, а базовой цепи величина напряжения лавинного пробоя коллекторного перехода зависит кроме количества примесей также и от коэффициента передачи тока. Для прямого включения транзистора величина пробивного напряжения  $U_{кэ0}$  может быть определена по следующей формуле [135]:

$$U_{кэ0} = U_{кб0} \sqrt[n]{1 - \alpha}. \quad (7.113)$$

Значения показателя  $n$  приведены в табл. 7.8.

Таблица 7.8

| Материал | Тип транзистора | $n$ |
|----------|-----------------|-----|
| Германий | $p-n-p$         | 3   |
|          | $n-p-n$         | 5   |
| Кремний  | $p-n-p$         | 5   |
|          | $n-p-n$         | 3   |

Из формулы (7.113) следует, что у транзисторов с меньшим  $U_{кб0}$  должно быть меньше и  $U_{кэ0}$ , а с уменьшением коэффициента передачи тока  $U_{кэ0}$  увеличивается, стремясь в пределе к  $V_{кб0}$ . Поскольку для несимметричного сплавного транзистора  $\alpha > \alpha_I$ , а значения  $U_{кб0}$  при прямом

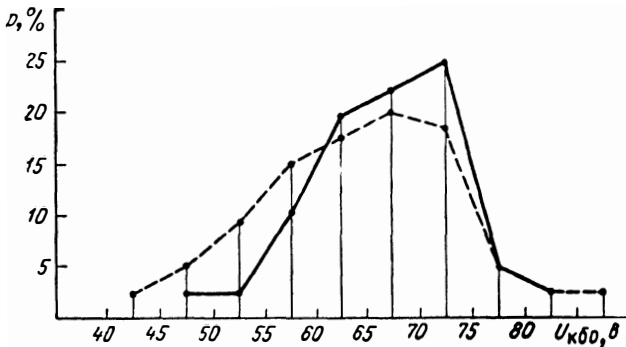


Рис. 7.27. Гистограммы распределения величин  $U_{кб0}$  при прямом (—) и инверсном (---) включениях для 50 образцов транзистора типа МП42.

и инверсном включении близки по величине, следует ожидать, что  $U_{кэ0} < U_{кэ0I}$ . Это положение подтверждается экспериментом как для германиевых, так и для кремниевых сплавных транзисторов (рис. 7.28). Следует заметить, что распределение величин  $U_{кэ0I}$  характерно большей

дисперсией, нежели  $U_{кв0}$ . Это обстоятельство объясняется большим разбросом величин  $\alpha_1$  в сравнении с  $\alpha$ .

Выше были рассмотрены идеализированные условия работы транзистора. В реальной же схеме в цепь базы включается активное сопротивление  $R_б$ , величина которого влияет на величину напряжения лавинного пробоя коллекторного перехода  $U_{квR}$ : увеличение  $R_б$  влечет за собой уменьшение  $U_{квR}$ .

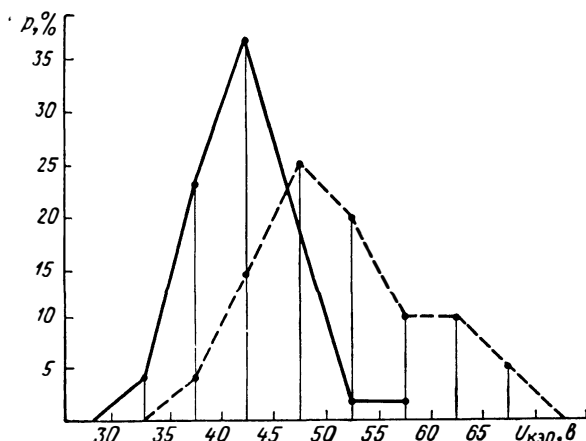


Рис. 7.28. Гистограммы распределения величин  $U_{кв0}$  при прямом (—) и инверсном (---) включении для 50 образцов транзисторов типа МП42.

Поскольку  $U_{кв0I} < U_{кв0}$ , а  $U_{кв0I} > U_{кв0}$ , можно ожидать, что при увеличении  $R_б$ , начиная с определенной величины, транзистор в инверсном включении будет иметь большее пробивное напряжение коллекторного перехода, нежели в прямом ( $U_{квRI} > U_{квR}$ ) (рис. 7.29).

Таким образом, появляется необходимость определения величины сопротивления базы  $R_б$  для каждого типа транзистора, при котором напряжение лавинного пробоя имеет одну и ту же величину как для прямого, так и для инверсного включения.

В результате статистических измерений было установлено, что для транзисторов типа МП42 при  $R_б < 100 \text{ ом}$  преимущества относительно предельного напряжения  $U_{квR}$  остаются за прямым включением, а при  $R_б > 100 \text{ ом}$  обнаруживается преимущество инверсного включения. Таким

образом для транзисторов типа МП42  $R'_6 - 100 \text{ ом}$ . Близкие по величине  $R'_6$  наблюдаются и у других маломощных сплавных транзисторов. Для мощных сплавных транзисторов  $R'_6$  имеет значение десятков или единиц ом.

Довольно частым случаем в практике является включение сопротивления в цепь эмиттера  $R_9$ . Величина пробивного напряжения коллекторного перехода для прямого

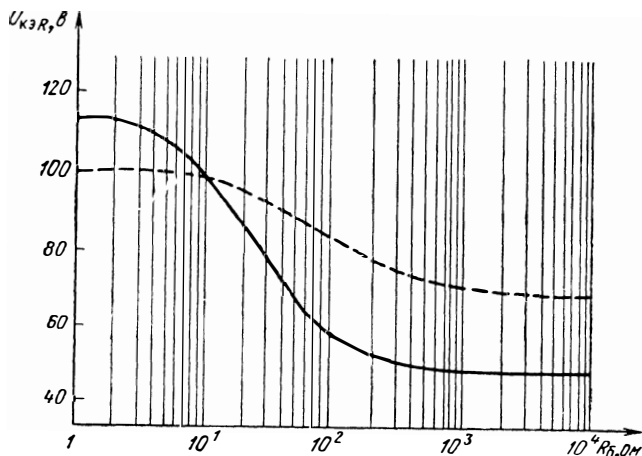


Рис. 7.29. Типовые зависимости  $U_{кэR} = f(R_6)$  для прямого (—) и инверсного (---) включений транзистора типа П210.

включения транзистора зависит от  $R_9$  следующим образом:

$$U_{кэR} = U_{к60} \sqrt[n]{1 - \frac{R_6}{R_6 + R_9} \alpha}. \quad (7.114)$$

Аналогичное выражение можно записать для  $U_{кэR1}$ . Поскольку  $\alpha > \alpha_I$ , следует ожидать, что для инверсного включения транзистора сопротивление  $R_9$  должно оказывать меньшее влияние на величину пробивного напряжения, чем для прямого включения (рис. 7.30).

Малая величина  $\alpha_I$  и ее более слабая, чем  $\alpha$ , зависимость от режима работы влекут за собой меньшую, чем в прямом включении транзистора, зависимость пробивного напряжения коллекторного перехода от условий во входной цепи (рис. 7.31). Из рис. 7.31 видно, что величина  $E_{с.м}$  в инверсном включении транзистора оказывает меньшее влияние на  $U_{кэR}$ , чем в прямом. Пробивное напряжение коллек

торного перехода при инверсном включении диффузионного транзистора всегда значительно меньше, чем при прямом включении ( $U_{к\bar{o}R} = 0,5 \div 4$  в). Это объясняется

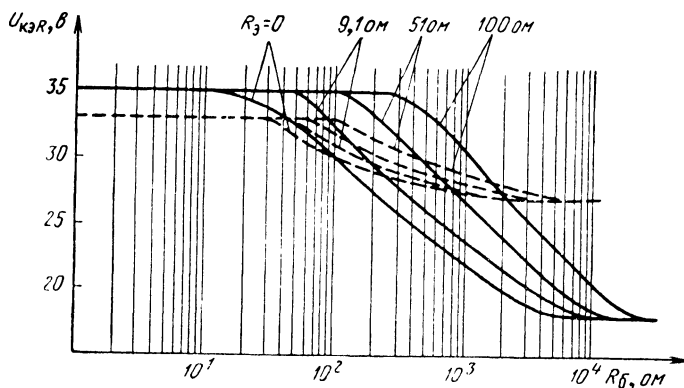


Рис. 7.30. Типовые зависимости  $U_{к\bar{o}R} = f(R_{\bar{b}})$  при различных  $R_3$  для прямого (—) и инверсного (---) включений транзистора типа МП21

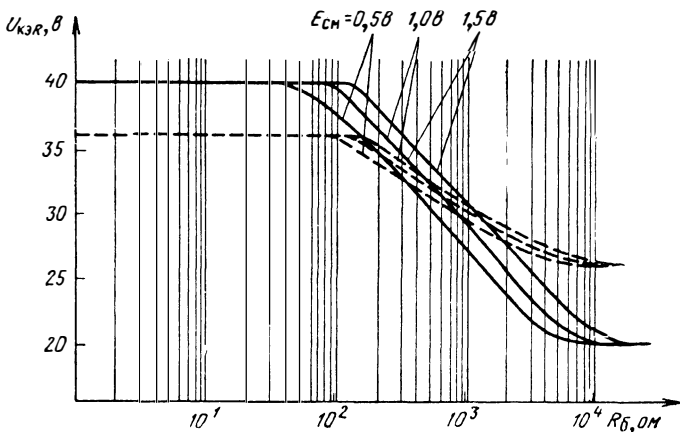


Рис. 7.31. Типовые зависимости  $U_{к\bar{o}R} = f(R_{\bar{b}})$  при различных  $E_{cm}$  для прямого (—) и инверсного (---) включений транзистора типа МП21.

тем, что переход малой площади у диффузионных транзисторов содержит большое количество примесей как со стороны эмиттера, так и со стороны базы.



Одним из видов пробоя коллекторного перехода диффузионного транзистора в инверсном включении может быть пробой Зенера. Помимо малой величины  $U_{квРI}$  для диффузионного транзистора является характерным также практическое отсутствие влияния условий на входе на величину пробивного напряжения малого перехода. Это связано с тем, что у диффузионных транзисторов  $\alpha_I$  имеет очень малые значения. Практически можно принять для

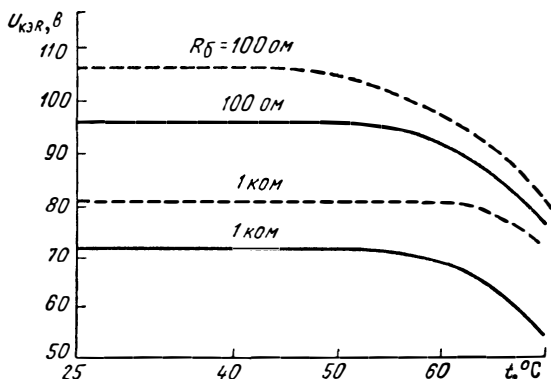


Рис. 7.32. Типовые зависимости  $U_{квР} = f(t)$  для прямого (—) и инверсного (---) включений транзистора типа МП21.

диффузионного транзистора, что  $U_{квРI}$  равно максимально допустимому значению обратного напряжения база—эмиттер для прямого включения транзистора, которое обычно дается в технических условиях и справочниках.

Некоторые параметры транзистора в инверсном включении, как было показано выше, оказываются менее подверженными влиянию температуры. Многочисленные эксперименты показали, что для сплавных транзисторов при наибольших сопротивлениях  $R_b$  пробивное напряжение  $U_{квРI}$  более сильно, чем  $U_{квР}$  зависит от температуры (при достаточно больших плюсовых температурах). Однако увеличение  $R_b$  сначала невеличивает это различие, а затем (при больших  $R_b$ ) для инверсного включения становится характерным более слабая, чем для прямого включения транзистора, зависимость пробивного напряжения коллекторного перехода от температуры. Из рис. 7.32 видно, что даже при  $R_b = 1 \text{ кОм}$  преимущества остаются за инверс-

ным включением, причем дальнейшее увеличение  $R_b$  практически не влияет ни на саму величину  $U_{квРГ}$ , ни на зависимость ее от температуры.

Таким образом, на основании вышесказанного можно заключить, что при наличии в цепи базы достаточно больших сопротивлений (сотни ом и больше) инверсное включение транзистора имеет преимущества перед прямым включением как относительно самой величины пробивного напряжения коллекторного перехода, так и ее зависимостей от режима работы и температуры.

### 7.4.2. Максимальный ток коллектора

Использование транзистора по току коллектора в статическом режиме обычно ограничивается за счет действия одного из следующих факторов:

1. Падение коэффициента усиления при увеличении тока. При определенных величинах тока коллектора транзистор перестает обладать усилительными свойствами, т. е. его использование становится неэффективным.

2. Достижение предельной температуры перехода за счет рассеиваемой мощности. В результате этого может произойти тепловой пробой.

3. Токовый пробой. Его возникновение связано со снижением потенциального барьера между металлическим контактом коллектора и телом коллектора при сильном насыщении его основными носителями. В этом случае барьер снижается и начинается инжекция неосновных носителей в область коллектора, захват их полем коллектора и перенос в базу. При достаточно большом количестве их эмиттер получает дополнительное смещение и увеличивает инжекцию носителей.

Третий фактор (токовый пробой) в современных транзисторах практически устранен, поэтому для определения максимального тока следует проанализировать первые два.

Несмотря на то, что прямой коэффициент усиления с возрастанием тока коллектора уменьшается быстрее, чем инверсный коэффициент [см. (7.22)], в абсолютном большинстве случаев этот фактор также не является определяющим величину максимального тока, потому что тепловой пробой наблюдается при сравнительно еще высоких коэффициентах усиления как в прямом, так и в инверсном включении транзистора.

Если причиной, ограничивающей максимальный постоянный ток коллектора, является тепловой пробой, то величину этого тока для транзистора в прямом включении можно определить из следующей формулы:

$$I_{km} = \sqrt{\frac{t_{п\text{ макс}}^{\circ} - t_c^{\circ}}{R_t R_{п}}}, \quad (7.115)$$

где  $t_{п\text{ макс}}^{\circ}$  — максимально допустимая температура перехода;  $t_c^{\circ}$  — температура окружающей среды;  $R_t$  — тепловое сопротивление транзистора при прямом включении.

Аналогичное выражение может быть представлено и для максимального постоянного тока коллектора при инверсном включении транзистора  $I_{kIm}$ .

Поскольку тепловые сопротивления транзистора в прямом и инверсном включениях весьма близки по величине, а сопротивление насыщения как на границе насыщения, так и при любой равной степени насыщения в инверсном включении меньше, чем в прямом, следует ожидать, что инверсное включение должно быть характерно большим максимальным постоянным током коллектора.

Результаты экспериментов показывают, что для сплавных транзисторов

$$I_{kIm} = (1,1 \div 1,3) I_{km}. \quad (7.116)$$

Так, например, для транзистора типа МП39 типовые значения  $I_{km} = 200 \text{ ма}$  и  $I_{kIm} = 250 \text{ ма}$ . Таким образом можно сделать вывод, что сплавные транзисторы в инверсном включении могут работать при больших постоянных токах, чем в прямом включении.

Для диффузионных транзисторов максимальный постоянный ток в инверсном включении в значительной степени определяется мощностью, выделяемой в базовой цепи (поскольку  $\alpha_I$  мало). В связи с этим при значительных токах коллектора диффузионный транзистор в инверсном включении не сможет обеспечить работоспособность.

При работе транзистора в импульсном режиме ограничения по току коллектора могут наступить либо за счет обычного теплового пробоя, либо за счет локального теплового так называемого вторичного пробоя [92] (особенно на коротких импульсах).

При исследовании вторичного пробоя обнаружилось, что транзистор в инверсном включении может работать при меньших импульсных токах коллектора, чем при пря-

мом, вследствие большой плотности тока по периметру инжектирующего перехода при инверсном включении транзистора. Причиной возникновения вторичного пробоя, как известно, является кумуляция тока, приводящая к большим плотностям тока на периферийных участках инжектирующего перехода, особенно по его периметру (при открывании транзистора). Локальные плотности тока, достигнув больших значений, перегревают соответствующие участки коллектора, что в конечном счете приводит к проплавлению базы и выходу транзистора из строя.

Инверсное включение характерно тем, что края коллектора экстрагируют носители, инжектируемые не только противоположными участками эмиттера, но также и всей периферийной частью инверсного эмиттера, площадь которой равна  $A_{\partial I} - A_{KI}$ . В связи с этим при инверсном включении транзистора по периметру коллектора возникают плотности тока, в несколько раз превышающие плотности в центральной части коллектора. При больших токах включения на этот эффект накладывается эффект кумуляции тока, в результате чего при инверсном включении транзистора плотность тока на периметре коллектора достигает больших величин, чем при прямом включении при равных токах коллектора. В результате дополнительных неравномерностей в распределении тока по поверхности коллектора транзистор в инверсном включении входит во вторичный пробой при меньших токах коллектора, чем в прямом включении.

Для транзистора типа МП39, например, максимальный импульсный ток (ток вторичного пробоя) в прямом включении транзистора  $I_{KM} \geq 300$  ма, а в инверсном включении  $I_{KI} \approx 200 \div 270$  ма. Зная значение максимального импульсного тока в прямом включении, можно определить максимальный ток в инверсном включении транзистора, воспользовавшись следующей эмпирической формулой:

$$I_{KI} = \frac{I_{KM}}{1 + (0,7 \div 0,85) \left(1 - \sqrt{\frac{A_{\partial I}}{A_{\partial}}}\right)}. \quad (7.117)$$

Формула (7.117) справедлива как для мощных, так и для маломощных сплавных транзисторов.

Если при определенном выбранном токе коллектора независимо от схемы включения транзистор входит во вторичный пробой, то для инверсного включения характерно

меньшее время развития вторичного пробоя. Так, у транзистора типа МП39, например, в зависимости от величины рабочего тока коллектора и условий на входе время развития вторичного пробоя  $\tau_{вп}$  при инверсном включении меньше, чем при прямом, в 1,5 — 2,5 раза. Таким образом, при прочих равных условиях инверсное включение не может обеспечить работоспособность транзистора при длительностях импульсов, приемлемых для прямого включения.

На основании изложенного выше можно сделать вывод, что в переключателях сильных токов транзистор в инверсном включении применять нецелесообразно.

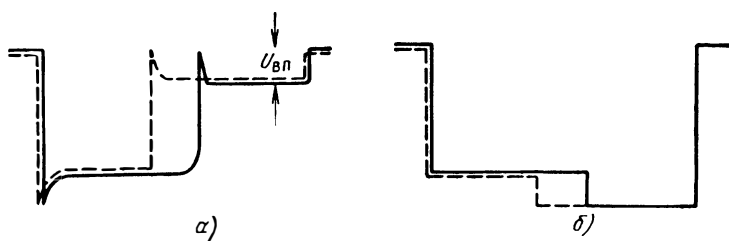


Рис. 7.33. Осциллограммы напряжения (а) и тока (б) при вторичном пробое для прямого (—) и инверсного (---) включений транзистора типа МП39.

На рис. 7.33 приведены типовые осциллограммы при вторичном пробое маломощного германиевого сплавного транзистора для прямого и инверсного включений. Следует отметить, что напряжение вторичного пробоя при инверсном включении транзистора имеет практически такую же величину, как и при прямом включении.

В некоторых схемах радиоэлектронной аппаратуры, например в схеме выходного каскада строчной развертки телевизора, схеме автомобильного зажигания, транзистор, будучи включен прямо, при запирировании попадает в инверсный режим. В таких случаях инверсный ток коллектора может достигнуть большой величины и явиться причиной выхода транзистора из строя.

Специфичностью этого режима является то, что перед протеканием инверсного тока транзистор работал в прямом активном режиме. При этом поверхность базы «забывается» неосновными носителями, «желающими рекомбинировать». Резкое переключение транзистора, находящегося в таком

состоянии, в инверсный режим приводит к тому, что носители, инжектированные с периферийных участков большого перехода, в большинстве своем не рекомбинируют (места их возможной рекомбинации заняты), а доходят до инверсного коллектора и экстрагируются его краями. Таким образом, достигаются локальные плотности тока на краях малого перехода, величины которых достаточны для введения транзистора во вторичный пробой, при меньших токах коллектора, чем при обычном, вышеописанном случае. Поэтому-то предварительное протекание прямого тока может значительно уменьшить величину тока коллектора, при котором транзистор в инверсном включении входит во вторичный пробой. Так, для транзистора типа П210А предварительная подача прямого тока величиной  $7,5 \text{ а}$  приводила к тому, что напряжение и ток вторичного пробоя в инверсном включении уменьшались на 30—35%. Это необходимо учитывать при проектировании силовоточных транзисторных схем с реактивной нагрузкой.

## 7.5. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТРАНЗИСТОРОВ В ИНВЕРСНОМ ВКЛЮЧЕНИИ

Материал, изложенный в предыдущих параграфах, показывает, что транзистор в инверсном включении может обладать рядом преимуществ перед транзистором в прямом включении для некоторых практических схем радиоэлектронной аппаратуры. Эти преимущества наиболее ярко выявляются для схемы с ОЭ. К ним, прежде всего, следует отнести меньшие остаточные параметры, более высокую граничную частоту, большее пробивное напряжение коллекторного перехода. Кроме того, слабые зависимости таких инверсных параметров, как коэффициент усиления, граничная частота усиления, пробивное напряжение, входное сопротивление и т. д., от режима работы и температуры могут значительно повлиять на качество и надежность радиоэлектронных схем.

### 7.5.1. Транзисторные модуляторы

В настоящее время транзистор в инверсном включении нашел наиболее широкое применение в схемах малотоковых переключателей, где особенно необходимо иметь малые остаточные параметры. Одной из основных разновидностей малотоковых переключателей являются амплитудные модуляторы.

Транзисторные модуляторы предназначены для преобразования постоянного (медленно меняющегося) напряжения в переменное (чаще всего меандр), частота которого равна частоте управляющего (коммутирующего) сигнала. С изменением полярности сигнала, поданного на вход модулятора, фаза напряжения на его выходе изменяется на  $180^\circ$ , что позволяет при обратном преобразовании сигнала выявить полярность входного напряжения. Основой модулятора является транзисторный ключ, статические свойства которого рассмотрены в начале данной главы.

Для усиления постоянных токов малой величины часто используют схему усиления с транзисторным модулятором и демодулятором (УПТ типа МДМ).

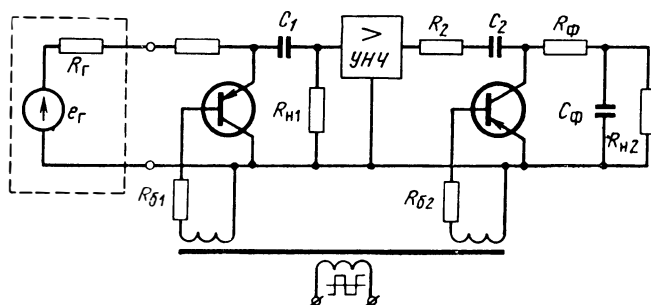


Рис. 7.34. Схема усилителя постоянного тока типа МДМ.

На рис. 7.34 приведена схема усилителя постоянного тока типа МДМ. Сигнал постоянного тока, который необходимо усилить, прикладывается между коллектором и эмиттером транзистора, выполняющего функции модулятора. По описанным выше причинам этот транзистор включается инверсно. Затем сигнал, преобразованный в переменное напряжение (меандр), поступает на вход усилителя переменного тока, усиливается им и, поступая на демодулятор, преобразуется в свою первоначальную форму. Свойства транзисторных модуляторов существенно зависят от типа применяемого совместно с ним демодулятора [117]. Для усилителей постоянного тока типа МДМ, т. е. усилительного устройства с преобразованием сигнала, обычно используется ключевой транзистор-демодулятор.

Если входящий в схему усилитель низкой частоты — широкополосный, то ключевой демодулятор будет реагировать на среднее за время каждого состояния транзисторного ключа модулятора выходное напряжение усилителя. В этом случае качественные показатели модулятора следует оценивать коэффициентом преобразования напряжения, равным отношению полного перепада напряжения на входе модулятора к величине напряжения источника сигнала. Коэффициент усиления всего усилителя постоянного тока типа МДМ по напряжению можно представить в следующем виде:

$$K_{\text{МДМ}} = K_{\text{м}} \cdot K_{\text{у}} \cdot K_{\text{ДМ}}, \quad (7.118)$$

где  $K_M$  — коэффициент преобразования напряжения модулятора;  $K_U$  — коэффициент усиления УНЧ;  $K_{DM}$  — коэффициент преобразования демодулятора.

Если вместо широкополосного использовать избирательный усилитель, настроенный на частоту преобразования, то коэффициент усиления всего усилителя типа МДМ уменьшается примерно на 20%.

В некоторых случаях, когда необходимо снизить существующие остаточные параметры транзисторного ключа, структура модулятора требует использования нескольких транзисторных ключей. При этом иногда оказывается возможным включить транзисторы

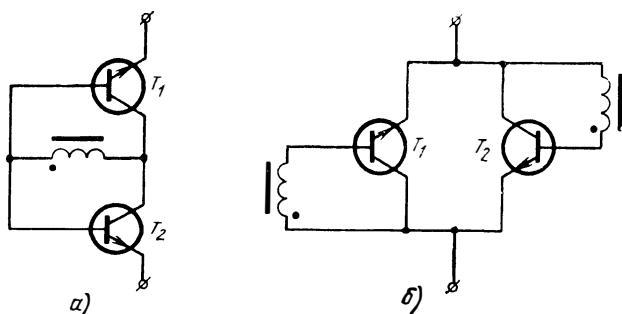


Рис. 7.35. Простейшие схемы компенсированных ключей на однотопных транзисторах:

*а* — с последовательным включением транзисторов; *б* — с параллельным включением.

таким образом, что остаточные параметры транзисторного ключа будут взаимно компенсировать друг друга. Такие ключи называются компенсированными транзисторными ключами. На рис. 7.35 приведены простейшие схемы компенсированных ключей на однотопных транзисторах.

По принципу включения транзисторов компенсированные ключи можно разделить на две группы: с последовательным и с параллельным включением. Из компенсированных ключей на транзисторах одного типа проводимости наибольшее распространение получила схема с последовательным включением транзисторов (рис. 7.35, *а*), поскольку она использует для обоих транзисторов только одну обмотку и позволяет коммутировать значительно большие напряжения по сравнению со схемой компенсированного ключа с параллельным включением транзисторов.

В сравнении со схемой с параллельным включением схема с последовательным включением транзисторов будет нормально работать при любой величине и полярности напряжения, так как один из транзисторов всегда будет закрыт.

Эквивалентные параметры схемы транзисторного ключа с последовательным включением транзисторов связаны с параметрами



отдельных ключей следующими соотношениями:

$$U_{0к}^0 = U_{к0I1}^0 - U_{к0I2}^0, \quad (7.119a)$$

$$r_{0к} = r_{0I1} + r_{0I2}, \quad (7.119b)$$

$$I_{кк}^0 = \frac{I_{кI1}^0 r_{зI1} - I_{кI2}^0 r_{зI2}}{r_{зI1} + r_{зI2}}, \quad (7.120a)$$

$$r_{зк} = r_{зI1} + r_{зI2}. \quad (7.120b)$$

Поскольку для транзисторов разного типа проводимости характерно сравнительно большое различие параметров, определяющих их ключевые свойства, и значительное различие в характере временного и температурного изменения этих параметров, то схемы модуляторов с компенсированными ключами на разнотипных транзисторах имеют большие величины остаточного напряжения  $U_{0к}$  и дрейфа по сравнению с аналогичными схемами на однотипных транзисторах. Поэтому схемы компенсированных ключей построенных на транзисторах разного типа проводимости, находят весьма малое применение.

Компенсированная схема транзисторного ключа (рис. 7.35, а) специфична тем, что для полной компенсации остаточного напряжения  $U_{0к}$  транзисторы должны иметь идентичные остаточные параметры. Поскольку остаточные параметры, как и другие параметры транзистора, имеют определенный разброс своих величин, то в большинстве случаев компенсированная схема транзисторного ключа будет обладать известным остаточным напряжением. Уменьшить  $U_{0к}$  можно следующими способами: 1) отбраковкой транзисторов по остаточным параметрам перед использованием их в схеме. Этот способ очень дорогостоящий, и он не гарантирует, что за счет старения или воздействия температуры сохранится идентичность выбранных пар транзисторов, 2) использованием двух соседних транзисторных структур на пластине исходного материала. В этом случае появляется большая вероятность, что полученные на основе этих пар транзисторные ключи будут обладать достаточно хорошими характеристиками (приложение 2).

Поскольку при конструировании компенсированных транзисторных ключей на серийных транзисторах не всегда бывает возможен подбор транзисторов, желательно знать вероятность появления того или иного остаточного напряжения в компенсированном ключе для произвольно взятой пары транзисторов.

Разброс недокомпенсированного остаточного напряжения будет, очевидно, характеризоваться некоторым распределением. Непосредственное получение этого распределения — довольно трудоемкая работа. Так, например, если имеется  $m$  транзисторов, то для этого нужно произвести число замеров, равное числу возможных перестановок из  $m$  по 2, т. е.

$$A_m^2 = m(m-1).$$

Если рассматриваемая схема симметрична, то можно было бы ограничиться  $m(m-1)/2$ .

Распределения компенсированных и некомпенсированных остаточных напряжений можно характеризовать следующим образом

[138]:

$$f(U) = \varphi(U) = \frac{r_3}{6} \varphi^{(3)}(U) + \frac{r_4 - 3}{24} \varphi^{(4)}(U), \quad (7.121)$$

где

$$\varphi(U) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{U - \bar{U}}{2\sigma^2}\right);$$

$\varphi^{(3)}(U)$ ;  $\varphi^{(4)}(U)$  — третья и четвертая производные от  $\varphi(U)$ ;  $\bar{U}$  — математическое ожидание величины  $U$ ;  $\sigma^2$  — дисперсия распределения;  $r_3$ ,  $r_4$  — третий и четвертый основные моменты распределения, являющиеся эмпирической мерой косости и крутости распределения.

Зная  $\bar{U}$ ,  $\sigma$ ,  $r_3$ ,  $r_4$  для остаточных напряжений транзисторов, можно, используя их, аналитически определить все параметры, характеризующие распределение остаточных напряжений компенсированного транзисторного ключа.

При нахождении функции распределения остаточных напряжений для схемы компенсированного ключа исходным положением является тот факт, что остаточное напряжение каждого из двух входящих в эту схему транзисторов не зависит друг от друга. Поэтому можно считать, что мы имеем дело с суммой двух величин:  $U_{кэ11}^0$  и  $U_{кэ12}^0 = U_{кэ11}^0 + U_{0к}^0$ . Поскольку режим работы обоих транзисторов одинаков, то распределения для  $U_{кэ11}^0$  и  $U_{кэ12}^0$  будут иметь одинаковые параметры (дисперсия, косость, крутость, математическое ожидание) и искомым распределением для  $U_{0к}^0$  будет

$$f(U_{0к}^0) = \int_{-\infty}^{\infty} f(U_{кэ11}^0) f(U_{кэ11}^0 + U_{0к}^0) dU. \quad (7.122)$$

Ввиду сложности решение (7.122) трудно применить для практики.

Для определения  $f(U_{0к}^0)$  другим путем примем за исходное распределение (7.121) и определим его дисперсию, косость и крутость (для одиночных транзисторов). Воспользовавшись известными свойствами математического ожидания и дисперсии для суммы двух взаимозависимых величин [139], а также определением косости и крутости [138], можно путем несложных алгебраических преобразований найти связь между математическим ожиданием, дисперсией, косостью и крутостью соответственно исходного и искомого распределения. Если обозначить значком \* принадлежность какого-либо параметра к новому распределению, то характеристические параметры нового распределения выразятся через параметры исходного распределения следующим образом:

$$\bar{U}^* = 0; \quad \sigma^* = \sigma \sqrt{2}; \quad r_3^* = 0; \quad r_4^* = \frac{r_4 + 3}{2}. \quad (7.123)$$

На рис. 7.36 даны изображения распределений остаточных напряжений для одиночного и компенсированного транзисторных ключей и соответствующие им гистограммы для транзисторов типа МП41 в инверсном включении. Здесь распределение для остаточных напряжений компенсированного транзисторного ключа рассчитано

с использованием соотношений (7.123) по формуле (7.121). Таким образом, для компенсированных транзисторных ключей можно достаточно хорошо использовать соотношения (7.123), которые дают возможность легко переходить от одного распределения к другому, не производя трудоемких измерений.

Для транзисторного ключа, выполненного как на одиночном транзисторе, так и по компенсированной схеме, при использовании

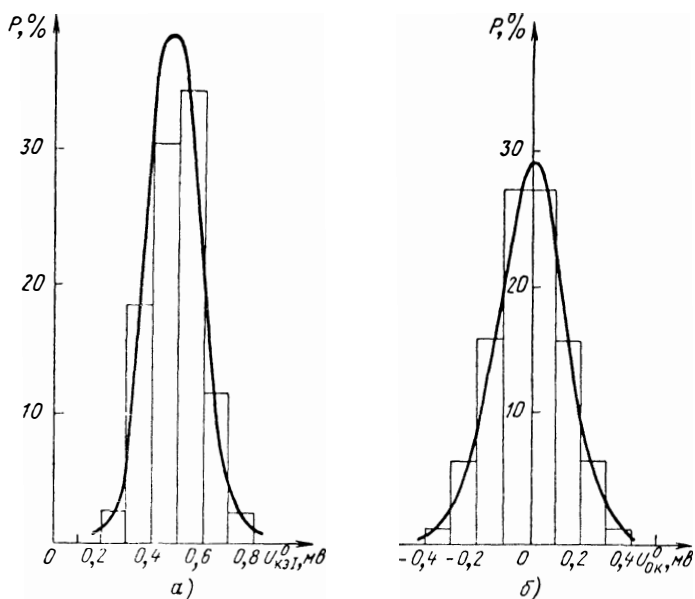


Рис. 7.36. Гистограммы и расчетные распределения остаточных напряжений для 50 образцов транзисторов типа МП41:

*а* — на одиночных транзисторах; *б* — на последовательно включенных парах транзисторов.

его как модулятора, нагрузкой чаще всего является входная цепь транзисторного усилителя. Для устранения влияния постоянной составляющей сигнала этой цепи на работу модулятора схема, содержащая транзисторные ключи, должна быть соединена с нагрузкой при помощи разделительных элементов (обычно трансформаторная связь).

Схемы транзисторных модуляторов, независимо от способа связи с нагрузкой, характера передачи энергии от источника сигнала в нагрузку и способа компенсации, в настоящее время выполняются на транзисторах, включенных инверсно. Поскольку в данной работе не ставится задача по исследованиям различных схем модуляторов, в качестве примера приведем лишь две схемы, которые имеют достаточно широкое применение.

На рис. 7.37 приведена широко применяемая схема амплитудного модулятора, собранного на транзисторах типа МП113 в инверс-

ном включении. Поскольку в этой схеме использованы транзисторы в инверсном включении, то, очевидно, она в сравнении с аналогичной схемой, построенной на транзисторах в прямом включении, будет иметь больший динамический диапазон переключаемых сигналов. Динамический диапазон переключаемых сигналов ограничивается, с одной стороны, несимметричностью транзисторов по параметру  $U_{кэИ}^0$ , которая приводит к наличию нескомпенсированного остаточного напряжения, и, с другой стороны, максимально допустимым напряжением на коллекторе, которое не должно превышать

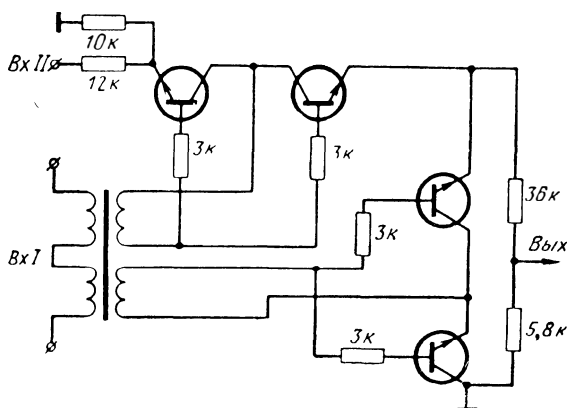


Рис. 7.37. Схема амплитудного модулятора.

пробивное напряжение коллекторного перехода. Если максимальное напряжение на входе II ограничить допустимым напряжением для транзистора в прямом включении, то для произвольно взятых пар транзисторов типа МП113 вероятность получения модуляции с динамическим диапазоном 5 *дБ* составляет примерно 0,88.

Для обеспечения одинаковых токов базы в транзисторах в цепь базы включены сопротивления 3 *ком*. Как следует из п. 7.4.1, при сопротивлениях в цепи базы такой величины, при инверсном включении транзистора пробивное напряжение оказывается больше, чем при прямом.

Таким образом, можно заключить, что при использовании транзистора в инверсном включении для подобной схемы имеются два фактора, позволяющие увеличить динамический диапазон переключаемых сигналов в сравнении с использованием прямого включения транзистора:

$$1) U_{кэИ}^0 < U_{кэ}; \quad 2) U_{кэИ} > U_{кэR}.$$

Помимо амплитудных модуляторов широкое распространение получили схемы балансных модуляторов с использованием транзисторов в инверсном включении (рис. 7.38). Эта схема имеет следующие характеристики: максимальная несущая частота 5 *кГц*, рабочая

частота сигнала 0,8—2,4 кГц, подавление сигналов 5—7 нп, затухание по полезному сигналу 0,6 нп. Схема устойчиво работает в температурном диапазоне  $-20 \div +70^\circ \text{C}$ . Помимо МП42 в дан-

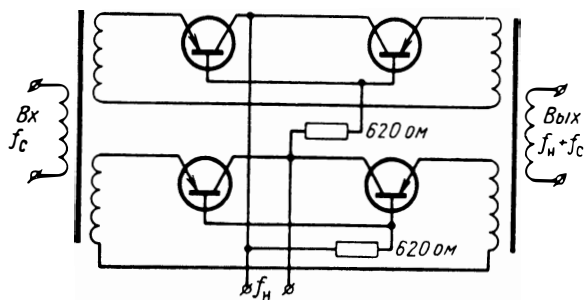


Рис. 7.38. Схема балансного модулятора на транзисторах МП42.

ной схеме могут быть использованы транзисторы типов МП39—МП41 в инверсном включении с параметрами  $\alpha \geq 0,95$ ;  $I_{кб0} \leq 3 \text{ мка}$ .

### 7.5.2. Границы использования транзистора в инверсном включении в схемах ключей

В § 7.1 было показано, что транзистор в инверсном включении в схеме ключа обладает преимуществом перед прямым включением лишь при малых токах коллектора. Кроме того, в данной главе говорилось о том, что с целью уменьшения остаточных параметров следует использовать пару транзисторов в инверсном включении для схемы компенсированного ключа. Компенсированные схемы транзисторных ключей проявляют свои преимущества перед схемами ключа на одиночном транзисторе лишь при очень малых токах коллектора, когда динамические сопротивления открытых транзисторов не являются определяющими в величинах остаточного напряжения.

Таким образом, можно заключить, что в зависимости от величины рабочего тока коллектора следует выбрать одну из трех схем транзисторного ключа:

- 1) ключ на одиночном транзисторе в прямом включении,
- 2) ключ на одиночном транзисторе в инверсном включении,
- 3) компенсированный ключ на двух транзисторах в инверсном включении.

Поскольку основным параметром, определяющим качество работы модулятора, является остаточное напряжение на открытом транзисторе, то при определении границ оптимального использования схемы ключа по току коллектора в качестве критерия возьмем минимальное значение остаточного напряжения.

Определим граничный ток коллектора  $I'_K$ , до величины которого одиночный транзистор в инверсном включении обладает меньшим остаточным напряжением, чем транзистор в прямом включении.

При отсутствии тока коллектора остаточное напряжение на открытом транзисторе при инверсном включении меньше, чем при прямом. Однако при увеличении тока коллектора  $U'_{кэ}$  растет более медленно, чем  $U_{кэI}$ , и при определенных токах коллектора становится больше чем  $U_{кэ}$ .

Более быстрый рост  $U_{кэI}$  при увеличении тока коллектора связан с тем, что динамическое сопротивление открытого транзистора при инверсном включении обычно больше, чем при прямом. Это следует из формул (7.19).

Записав формулу для прямого включения транзистора, аналогичную (7.21), и приравняв правые части полученной формулы и (7.21), получим следующее выражение (рис.7.39):

$$U_{кэI}^0 + I_K r_{oI} = U_{кэ}^0 + I_K r_o. \quad (7.124)$$

Решив (7.124) относительно тока коллектора, определим граничный ток  $I'_K$ :

$$I'_K = \frac{U_{кэ}^0 - U_{кэI}^0}{r_{oI} - r_o}. \quad (7.125)$$

Подставив формулу (7.15), ее аналог для прямого выключения транзистора, а также формулы (7.19) в (7.125), получим

$$I'_K = I_6 \frac{\alpha \alpha_I}{1 - \alpha \alpha_I} - I_6^2 \frac{\alpha \alpha_I (r_{эI} - r_э)}{\varphi_T (\alpha - \alpha_I) (1 - \alpha \alpha_I)}. \quad (7.126)$$

Ток коллектора  $I'_K$ , рассчитанный по формуле (7.126), является током, при котором остаточные напряжения в прямом и инверсном включениях равны; при меньших токах коллектора инверсное включение транзистора характерно меньшим, а при больших токах — большим остаточным напряжением, чем прямое включение (рис. 7.40). В табл. 7.9 приведены типовые значения граничных токов  $I'_K$  при  $I_6 = 0,5$  ма для некоторых типов транзисторов.

Таблица 7.9

| Тип транзистора     | П407 | МП41 | МП114 | ГТ320 | П401 | МП113 |
|---------------------|------|------|-------|-------|------|-------|
| $I'_{К}, \text{ма}$ | 1,7  | 1    | 0,5   | 0,3   | 0,2  | 0,1   |

Из изложенного выше следует, что граничный ток  $I'_{К}$  увеличивается с увеличением тока базы, причем при равных токах базы большими  $I'_{К}$  обладают германиевые сплавные транзисторы. Для кремниевых планарных транзисторов при  $I_{Б \text{ опт}} \approx 150 \text{ мкА}$  граничный ток  $I'_{К} = 2 \div 10 \text{ мкА}$ .

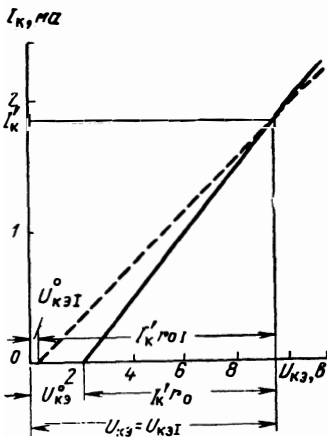


Рис. 7.39. Типовые зависимости  $I'_{К}$  от  $U_{кэI}$  остаточные напряжения при  $I_{Б} = 0,5 \text{ ма}$  для транзистора типа П407 при прямом (—) и инверсном (---) включении.

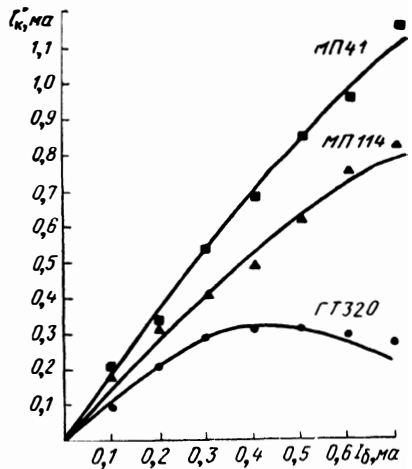


Рис. 7.40. Расчетные зависимости  $I'_{К} = f(I_{Б})$  и результаты эксперимента (точки) для транзисторов типов МП41, МП114 и ГТ320

Как следует из формулы (7.126), граничный ток  $I'_{К} = 0$  при  $I_{Б} = 0$  и  $I_{Б} = \frac{\varphi_T (\alpha - \alpha_I)}{r_{эI} - r_{э}}$ , однако оба эти режима не имеют практического значения. Интерес представляет максимальный граничный ток  $I'_{КМ}$ , т. е. максимальный ток коллектора, до величины которого транзистор в инверс-

ном включении может иметь меньшее значение остаточного напряжения, чем в прямом, и ток базы  $I'_б$ , при котором  $I'_{кМ}$  имеет место.

Для определения  $I'_б$  продифференцируем выражение (7.126) по току базы и, приравняв правую часть полученного выражения нулю, решим относительно тока базы. Тогда

$$I'_б = \frac{\varphi_T (\alpha - \alpha_I)}{2(r_{эI} - r_{э})}. \quad (7.127)$$

Подставляя (7.127) в формулу (7.126), найдем максимальный граничный ток  $I'_{кМ}$ :

$$I'_{кМ} = \frac{\varphi_T \alpha \alpha_I (\alpha - \alpha_I)}{4(r_{эI} - r_{э})(1 - \alpha \alpha_I)}. \quad (7.128)$$

Для сплавных низкочастотных германиевых транзисторов  $I'_{кМ} = 2 \div 3$  ма при  $I'_б \approx 1$  ма, для диффузионных германиевых транзисторов  $I'_{кМ} = 0,2 \div 0,3$  ма при  $I'_б = 0,3 \div 0,5$  ма, для кремниевых планарных транзисторов  $I'_{кМ} = 50 \div 200$  мка при  $I'_б \approx 0,7$  ма.

Для наиболее удобного и простого определения величины граничного тока  $I'_к$  можно в формуле (7.126) ввести следующие обозначения:

$$A = \frac{\alpha \alpha_I}{1 - \alpha \alpha_I}$$

и

$$B = \frac{\alpha \alpha_I (r_{эI} - r_{э})}{\varphi_T (\alpha - \alpha_I)(1 - \alpha \alpha_I)}.$$

Тогда формулу (7.126) можно представить в виде

$$I'_к = AI'_б - BI'^2_б. \quad (7.129)$$

Формула (7.129) позволяет определять  $I'_к$ , используя значения  $A$  и  $B$ , приведенные в табл. 7.10.

Таблица 7.10

| Тип транзистора | П407 | МП41 | МП114 | ГТ320 | П401 | МП113 |
|-----------------|------|------|-------|-------|------|-------|
| $A$             | 4    | 2    | 0,8   | 1     | 0,41 | 0,5   |
| $B, 1/ма$       | 1    | 0,7  | 0,35  | 1     | 0,3  | 0,26  |



Таким образом, пользуясь приведенными выше формулами и таблицами, можно при заданном токе базы определить тот граничный ток коллектора, до которого с точки зрения меньшего остаточного напряжения следует использовать инверсное включение транзистора, а при превышении которого — прямое.

Определим теперь граничный ток коллектора  $I_K''$ , до величины которого компенсированный ключ на двух транзисторах в инверсном включении обладает меньшим остаточным напряжением, чем одиночный транзистор в инверсном включении.

Для остаточного напряжения компенсированного транзисторного ключа (рис. 7.35, а) при отсутствии тока коллектора справедлива формула (7.119а). Поскольку остаточное напряжение на каждом транзисторе компенсированного ключа входит в формулу с различными знаками, то, очевидно, при  $I_K = 0$  остаточное напряжение компенсированного ключа будет меньше, чем для ключа, выполненного на одиночном транзисторе в инверсном включении.

При возрастании тока коллектора остаточное напряжение компенсированного ключа будет увеличиваться за счет падения напряжения на динамическом сопротивлении  $r_{0K}$ . Воспользовавшись формулами (7.119), можно записать для остаточного напряжения  $U_{0K}$  при определенном токе коллектора следующее выражение:

$$U_{0K} = U_{кэ1}^0 - U_{кэ2}^0 + I_K (r_{0I1} + r_{0I2}). \quad (7.130)$$

Для определения граничного тока  $I_K''$ , приравняв правые части выражений (7.21) и (7.130), решим полученное уравнение относительно тока коллектора:

$$I_K'' = \frac{U_{кэI}^0}{r_{0I}}. \quad (7.131)$$

Если сравнивать одиночный транзистор, стоящий в схеме компенсированного ключа под номером 1, то в формуле (7.131) величины  $U_{кэI}^0$  и  $r_{0I}$  следует брать для транзистора под номером 2.

Подставив формулы (7.15) и (7.195) в (7.131), получим

$$I_K'' = I_{\beta} \alpha_I \frac{\varphi_T (1 - \alpha) + I_{\beta} r_{эI}}{\varphi_T (1 - \alpha \alpha_I) + I_{\beta} \alpha_I (r_{эI} + r_{кI})}. \quad (7.132)$$

Для диффузионных транзисторов формулу (7.132) можно упростить, принимая во внимание, что  $r_{эI} \gg r_{кI}$ ,  $\alpha_I \ll 1$ ,

$\alpha \approx 1$ . Тогда

$$I''_K \approx I_0^2 \frac{\alpha I_{\partial I}}{\varphi_T (1 - \alpha_I)}, \quad (7.133)$$

или, что то же самое,

$$I''_K \approx I_0^2 B_I \frac{r_{\partial I}}{\varphi_T}. \quad (7.134)$$

Из формулы (7.134) следует, что большими граничными токами  $I''_K$  обладают компенсированные транзисторные ключи, выполненные на транзисторах с большими инверсными коэффициентами усиления (рис. 7.41). В табл. 7.11 приведены типовые значения граничных токов  $I''_K$  при  $I_0 = 0,5 \text{ ма}$  для некоторых типов транзисторов.

Для маломощных планарных транзисторов обычно  $I''_K = 0,2 \div 0,7 \text{ мка}$  при  $I_0 \approx 150 \text{ мка}$  для каждого транзистора. Таким образом, вышеизложенное позволяет определить граничный ток коллектора, до которого с точки зрения получения меньшего остаточного напряжения следует применять компенсированную схему транзисторного ключа, а при превышении которого — использовать наиболее простую и дешевую схему ключа, выполненную на одиночном транзисторе в инверсном включении.

Величины граничных токов коллектора  $I'_K$  и  $I''_K$ , как видно из приведенного материала, зависят в конечном

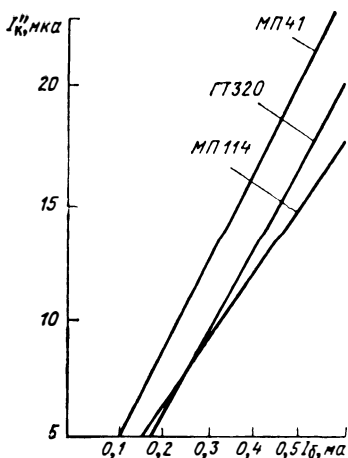


Рис. 7.41. Экспериментальные зависимости  $I''_K = f(I_0)$  для транзисторов типов МП41, МП114 и ГТ320.

Таблица 7.11

| Тип транзистора      | П407 | МП41 | МП114 | ГТ320 |
|----------------------|------|------|-------|-------|
| $I''_K, \text{ мка}$ | 50   | 30   | 10    | 16    |

Таблица 7.12

|                                      |                                 |   |   |  |  |                                 |  |  |  |  |                                 |  |  |  |  |                                 |  |  |  |  |                      |
|--------------------------------------|---------------------------------|---|---|--|--|---------------------------------|--|--|--|--|---------------------------------|--|--|--|--|---------------------------------|--|--|--|--|----------------------|
| Планарные кремниевые транзисторы     | К                               | И | N |  |  |                                 |  |  |  |  |                                 |  |  |  |  |                                 |  |  |  |  |                      |
| Диффузионные германиевые транзисторы | К                               |   |   |  |  | И                               |  |  |  |  | N                               |  |  |  |  |                                 |  |  |  |  |                      |
| Сплавные кремниевые транзисторы      | К                               |   |   |  |  | И                               |  |  |  |  | N                               |  |  |  |  |                                 |  |  |  |  |                      |
| Сплавные германиевые НЧ транзисторы  | К                               |   |   |  |  | И                               |  |  |  |  | N                               |  |  |  |  |                                 |  |  |  |  |                      |
| Сплавные германиевые ВЧ транзисторы  | К                               |   |   |  |  | И                               |  |  |  |  | N                               |  |  |  |  |                                 |  |  |  |  |                      |
|                                      | 2 3 4 5 6 7 8 9 10 <sup>0</sup> |   |   |  |  | 2 3 4 5 6 7 8 9 10 <sup>1</sup> |  |  |  |  | 2 3 4 5 6 7 8 9 10 <sup>2</sup> |  |  |  |  | 2 3 4 5 6 7 8 9 10 <sup>3</sup> |  |  |  |  | И <sub>к</sub> , мкА |

N—один транзистор в прямом включении, I—один транзистор в инверсном включении, K—компенсированная схема ключа на двух транзисторах в инверсном включении.

счете от конструкции и технологии изготовления транзисторов. Зная технологический тип транзистора, можно приближенно предсказать величины граничных токов  $I'_k$  и  $I''_k$  и тем самым для заданного рабочего тока коллектора выбрать наиболее приемлемую схему транзисторного ключа. В таблице-диаграмме 7.12 для различных технологических типов транзисторов приведены среднестатистические интервалы тока коллектора, в которых рекомендуется применять определенную схему ключа. Таким образом, пользуясь таблицей-диаграммой 7.12, при заданном рабочем токе коллектора и выбранном типе транзистора можно определить эффективную схему транзисторного модулятора.

### 7.5.3. Транзисторный ключ с нулевым остаточным напряжением

Все рассмотренные выше транзисторные ключи характерны обязательным наличием остаточного напряжения в открытом состоянии. В зависимости от рабочего режима и выбранной схемы ключа остаточное напряжение может меняться в достаточно широких пределах, однако не становясь равным нулю. Определим условия, при которых остаточное напряжение на компенсированном транзисторном ключе может равняться нулю. При отсутствии тока коллектора из формулы (7.119а) следует, что остаточное напряжение  $U_{0k}^0$  равно нулю при

$$U_{кэI1}^0 = U_{кэI2}^0, \quad (7.135)$$

т. е. при равенстве остаточных напряжений входящих в схему транзисторов. Это условие практически не может быть выполнено даже для специально отобранной пары транзисторов.

При определенном токе коллектора из формулы (7.130) следует, что остаточное напряжение  $U_{0k}$  равно нулю при

$$U_{кэI2}^0 - U_{кэI1}^0 = I_k (r_{0I1} + r_{0I2}). \quad (7.136)$$

Если  $U_{кэI2}^0 > U_{кэI1}^0$ , то при определенном рабочем токе коллектора остаточное напряжение будет равно нулю. Таким образом, если остаточное напряжение второго транзистора превышает остаточное напряжение на первом транзисторе (рис. 7.35, а), то в зависимости от  $(r_{0I1} + r_{0I2})$  величина тока коллектора явится критерием в получении нулевого остаточного напряжения ключа. Для выполнения этого условия второй транзистор включим в прямом направлении. Тогда неравенство  $U_{кэI2}^0 > U_{кэI1}^0$  будет всегда выполнено.

Для возможности регулировки величины остаточного напряжения на ключе в цепь коллектора второго транзистора включим переменное сопротивление  $R_{рег}$  (рис. 7.42). Тогда (7.136) запишется как

$$U_{кэI2}^0 - U_{кэI1}^0 = I_k (r_{0k} + R_{рег}). \quad (7.137)$$

Для заданного тока коллектора определим величину сопротивления  $R_{рег}$ , при которой остаточное напряжение на ключе равно нулю:

$$R_{рег} = \frac{U_{кэ2}^0 - U_{кэ11}^0}{I_K} - r_{ок} \quad (7.138)$$

На рис. 7.43 приведены типовые зависимости  $U_{ок} = f(I_K)$  при различных сопротивлениях  $R_{рег}$  для транзисторов типа МП116. Из формулы (7.138) следует, что чем при больших токах коллектора

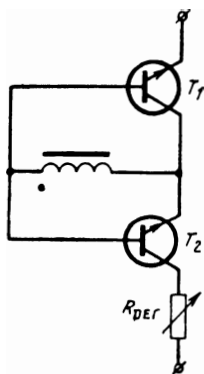


Рис. 7.42. Схема компенсированного транзисторного ключа с нулевым остаточным напряжением при заданном токе коллектора.

необходимо получить  $U_{ок} = 0$ , тем меньшей величины следует брать  $R_{рег}$ . Максимальный ток, при котором можно получить  $U_{ок} = 0$ , находится из следующей формулы:

$$I_{к.М} = \frac{U_{кэ2}^0 - U_{кэ11}^0}{r_{ок}} \quad (7.139)$$

Рассматриваемая схема не требует подбора транзисторов, величина  $R_{рег}$  устанавливается при настройке, что обуславливает ее высокую технологичность. Она может найти широкое применение как высококачественный ключ эталонных напряжений для работы в определенном диапазоне температур. Кроме того, эта схема может быть применена и в качестве модулятора. В этом случае она обеспечивает меньшие величины остаточных напряжений, чем обычная схема компенсированного транзисторного ключа в достаточно широком диапазоне токов коллектора  $\Delta I_K$ . Следует заметить, что чем больше  $R_{рег}$ , тем меньше диапазон тока коллектора, где эта схема имеет преимущества. Поскольку величина тока коллектора, при которой остаточное напряжение равно нулю, связано с величиной  $R_{рег}$ , нетрудно определить  $\Delta I_K = f(I_K)$ . Из рис. 7.44 видно, что

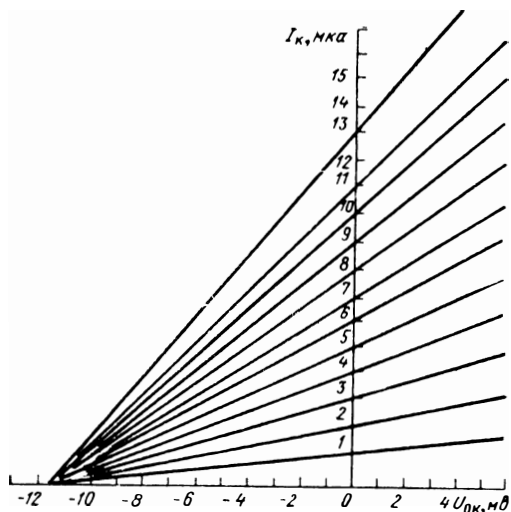


Рис. 7.43. Типовые зависимости  $U_{0к} = f(I_{к})$  при различных сопротивлениях  $R_{рег}$  для транзисторов типа МП116.

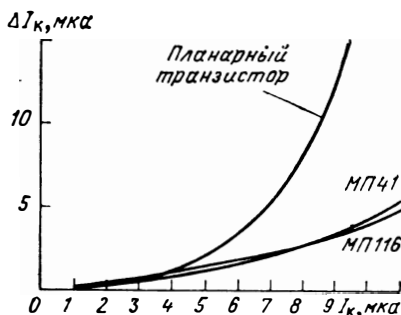


Рис. 7.44. Зависимости  $\Delta I_{к} = f(I_{к})$  для схемы рис. 7.42.

диапазон токов  $\Delta I_{к}$  значительно расширяется с увеличением тока коллектора.

#### 7.5.4. Реверсивный составной транзистор

Помимо схем модуляторов, инверсное включение транзистора может найти и находит применение в различных схемах радиоэлектронной аппаратуры. Одной из таких схем является реверсивный составной транзистор [140]. Ранее использованные реверсивные

составные транзисторы, состоящие из силового и управляющих транзисторов, характеризовались малым коэффициентом использования и не позволяли получить симметричную схему составного транзистора. В данной схеме (рис. 7.45) повышение коэффициента использования достигается шунтированием переходов силового транзистора управляющими транзисторами, эмиттеры которых

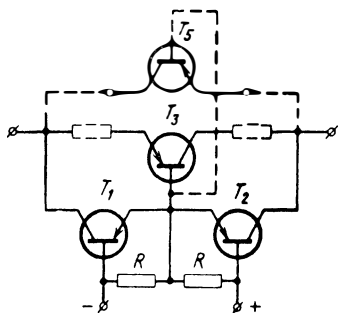


Рис. 7.45. Схема реверсивного составного транзистора.

с базовым электродом силового транзистора, а эмиттерные переходы шунтированы сопротивлениями. При подаче сигнала управления полярности, указанной на рис. 7.45, проводящее направление силового транзистора — от перехода большой площади к переходу малой площади, а при изменении полярности — наоборот. Для получения реверсивного составного транзистора с одинаковыми коэффициентами усиления в обоих направлениях необходимо управляющие транзисторы выбирать так, чтобы получить следующее равенство:

$$(1 - \alpha)(1 - \alpha_2) = (1 - \alpha_1)(1 - \alpha_1), \quad (7.14)$$

где  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  — коэффициенты передачи тока для схемы с ОБ управляющих транзисторов  $T_1$  и  $T_2$ .

С целью получения симметричного реверсивного составного транзистора управляющий транзистор  $T_2$ , шунтирующий коллекторный переход силового транзистора, включен инверсно, а параллельно силовому инверсно включен второй силовой транзистор  $T_5$ .

Помимо описанной схемы, транзистор в инверсном включении за счет линейности и слабой зависимости от режима работы ряда своих характеристик уже находит применение в усилительных схемах, в схемах амплитудных детекторов. Большое сопротивление коллекторного перехода для схемы с ОЭ при инверсном включении транзистора позволяет надеяться, что это обстоятельство даст возможность создать схемы стабилизаторов тока, обладающих лучшими параметрами, чем при использовании прямого включения транзисторов. Так, при  $U_{кз} = 5$  в и  $I_a = 10$  ма инверсное включение характерно большими сопротивлениями коллекторного перехода в сравнении с прямым включением транзистора в 1,3—1,6 раза для МП21 и в 1,8—2,5 для транзисторов типа МП41.

## Приложение 1

### ПЛАВАЮЩИЙ ПОТЕНЦИАЛ

Плавающим потенциалом транзистора принято называть напряжение между эмиттером и базой при наличии обратного смещенного напряжения на коллекторном переходе (см. рис. П.1). Знать величину плавающего потенциала необходимо при анализе прокола базы, а также при испытании транзисторов на срок службы. Кроме того, этот параметр входит в расчет некоторых радиоэлектронных схем. Из формул (7.60) следует, что  $U_{пл} > U_{плI}$ . В табл. П.1 приведены расчетные и экспериментальные значения величин  $U_{пл}$  для маломощных сплавных германиевых транзисторов.

Величина плавающего потенциала в прямом включении связана через коэффициент передачи с величиной остаточного напряжения  $U_{кэI}^0$  в инверсном включении транзистора. Эта связь может быть представлена в виде следующего выражения:

$$U_{пл} = -\varphi_T \ln(1 - e^{-U_{кэI}^0/\varphi_T}). \quad (\text{П.1})$$

На рис. П.2 приведена расчетная зависимость  $U_{пл} = f(U_{кэI}^0)$  и результаты эксперимента для сплавных германиевых маломощ-

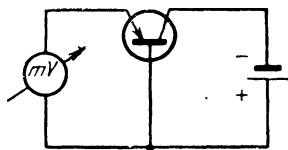


Рис. П.1. Схема измерения плавающего потенциала.

Таблица П.1

| Номер образца                   | 6   | 10  | 18  | 21  |
|---------------------------------|-----|-----|-----|-----|
| Расчетное $U_{пл}$ , мв         | 114 | 120 | 115 | 114 |
| Экспериментальное $U_{пл}$ , мв | 150 | 125 | 140 | 132 |



ных транзисторов. Связь между величинами  $U_{пл}$  и  $U_{кзI}^{\circ}$  позволяет судить о величинах этих двух параметров, зная лишь один.

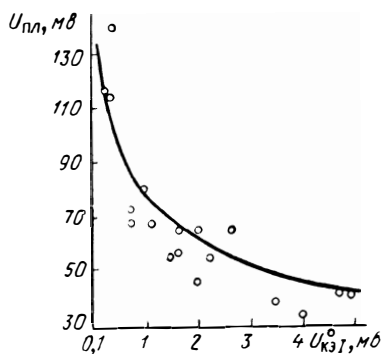


Рис. П.2. Расчетная зависимость  $U_{пл} = f(U_{кзI}^{\circ})$  и результаты эксперимента (точки) для сплавных германиевых маломощных транзисторов.

На основании изложенного выше можно сделать вывод, что транзистор с большим плавающим потенциалом в прямом включении обладает малым остаточным напряжением в инверсном включении.

## Приложение 2

### МОДУЛЯТОРНЫЙ ТРАНЗИСТОР

Для получения транзисторных структур, обладающих близкими величинами остаточных напряжений, следует рассмотреть распределение остаточных параметров на кремниевых планарных пластинках. На рис. П.3 приведена типовая зависимость остаточного напряжения от места расположения транзисторной структуры на планарной пластине в одном ряду. Из этого рисунка видно, что в большинстве случаев остаточные напряжения рядом стоящих структур имеют весьма близкие значения. Это объясняется тем, что при проведении технологических процессов от первой шлифовки пластины и до ее термообработки с готовыми структурами рядом находящиеся структуры с высокой степенью вероятности подвергаются одинаковому воздействию тех компонент, которые обеспечи-

вают получение транзистора, т. е. при обычном расположении структур на поверхности пластины (одна структура на  $1 \text{ мм}^2$ ) участок поверхности, ограниченный  $2 \text{ мм}^2$ , будет всегда более одинаково

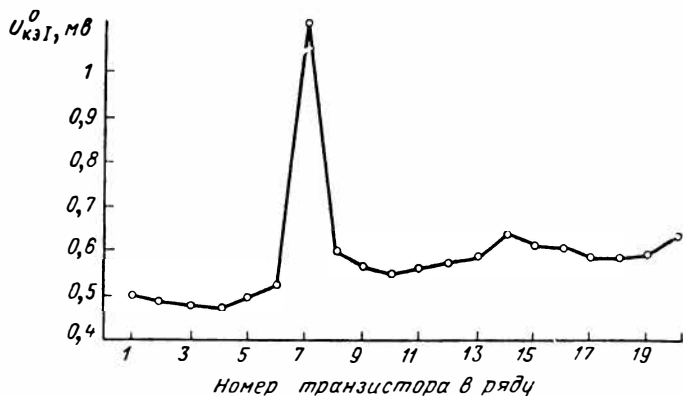


Рис. П.3. Зависимость  $U_{кзг}^0$  от места расположения транзисторной структуры на планарной пластине в одном ряду.

отшлифован, протравлен, чем целиком вся пластина, имеющая поверхность в несколько сотен квадратных миллиметров. То же

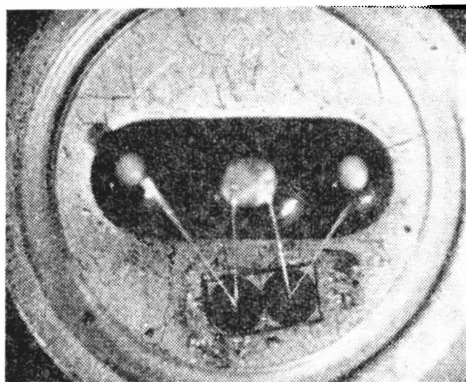


Рис. П.4. Сдвоенный блок транзисторных структур, напаянный на ножку с выполненной разводкой от баз и эмиттеров (M1—12).

самое можно сказать и об операциях отмывки, окисления, травления, диффузии легирующих примесей и других операциях, имеющих место в производстве.

Различие величин остаточных напряжений, которые все же имеют место и нашли свое отражение на рис. П.3, объясняется тем, что на параметры влияют те или иные отклонения (такие, как царапина, полученная при полировке, эрозия при диффузионных операциях или растравливание окисла на фотолитографии) при проведении технологических процессов и изготовлении транзисторных структур. Следовательно, можно изготовить модуляторный транзистор, в основу которого положены две транзисторные структуры, расположенные непосредственно одна рядом с другой.

Проскрайбированную пластину следует разломить таким образом, чтобы получился сдвоенный блок транзисторных структур. Этот блок следует прикрепить на ножку транзистора, имеющую один вывод от корпуса и три изолированных вывода. Таким образом, коллекторы обеих структур оказываются на корпусе, базы сводятся к одному выводу, а эмиттер каждой структуры имеет свой отдельный вывод. Изготовленные таким образом сдвоенные транзисторы при использовании их в схеме модулятора (рис. 7.35, а) имели  $U_{0к}^0 \leq 50$  мкв. На рис. П.4 показан сдвоенный блок транзисторных структур, наплавленный на ножку с выполненной разводкой от баз и эмиттеров.

Следует отметить, что лучшими параметрами при использовании в схемах модуляторов обладают модуляторные транзисторы, полученные из двух рядом стоящих транзисторных структур, выполненных на основе эпитаксиальных пленок.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А г а х а н я н Т. М. Переходной процесс в полупроводниковом ключе при его запираании. Сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова. Вып. 10. Изд-во «Советское радио», 1953.
2. Стрётт М. Полупроводниковые приборы. ГЭИ, 1956.
3. Э р г л и с К. Э. и Степаненко И. П. Электронные усилители. Физматгиз, 1961.
4. Я к о в ч у к Н. С. и др. Плоскостные транзисторы. Судпромгиз, 1961.
5. «Методы измерения параметров полупроводниковых приборов». Перевод под ред. М. И. Иглицына. Оборонгиз, 1961.
6. С п и р и д о н о в Н. С., В е р т о г р а д о в В. И. Дрейфовые транзисторы. Изд-во «Советское радио», 1964.
7. Ф р а н к К., Ш н е й д е р В. Полупроводниковые приборы. ГИТИ, Прага. 1960.
8. К у л и к о в с к и й А. А. Характеристика, параметры и эквивалентные схемы транзисторов. Сборник НТОРиЭ им. А. С. Попова, 1956.
9. Н и к о л а е в с к и й И. Ф. Эксплуатационные параметры и особенности применения транзисторов. Связьиздат, 1963.
10. И о ф ф е А. Ф. Физика полупроводников. Изд-во АН СССР, 1957.
11. Т р о х и м е н к о Н. К. К расчету схем с кристаллическими триодами при слабых сигналах. Изд. Киевского политехнического ин-та. Киев, 1956.
12. М и г у л и н И. Н. К расчету усилителей на плоскостных полупроводниковых приборах. Труды КВИАВУ, вып. 8, Киев, 1957.
13. М и г у л и н И. Н. О физических явлениях, определяющих усилительные свойства плоскостных полупроводниковых триодов. Труды КВИАВУ, вып. 8, Киев, 1957.
14. W e b s t e r W. M. On the variation of junction transistor current amplification factor with emitter current. Proc. IRE, 1954, v. 42, № 6, p. 914—920.
15. М а с л о в А. А. Электронные полупроводниковые приборы. ГЭИ, 1960.
16. С т е п а н е н к о И. П. и др. Усилители низкой частоты на плоскостных триодах. Труды НИИ МРП, ГЭИ, 1957.
17. Н и к о л а е в с к и й И. Ф. Схема включения транзистора для режима переключения. «Вопросы радиоэлектроники», сер. II, вып. 4, 1954.
18. С т е п а н е н к о И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. Изд-во «Энергия», 1957.
19. «Полупроводниковые триоды и диоды». Справочник под общ. ред. И. Ф. Николаевского. Связьиздат, 1961.
20. «Транзисторы и полупроводниковые диоды». Справочник под общ. ред. И. Ф. Николаевского. Связьиздат, 1963.
21. Сборник «Полупроводники в науке и технике», т. I, Изд-во АН СССР, 1957.

22. «Полупроводниковые диоды и триоды». Справочник под общ. ред. И. Ф. Николаевского. ГКЭТ, 1960.
23. Эберс Д., Молл Д. Характеристики плоскостных полупроводниковых триодов при больших сигналах. Сб. «Вопросы радиолокационной техники», вып. 4, 1955.
24. Будинский Я. Транзисторные переключающие схемы. Изд-во «Связь», 1965.
25. Овсищев П. И. и Кочкина Н. Н. Справочник по полупроводниковым диодам и триодам. Судпромгиз, 1961.
26. «Motorola Semiconductors», 1961.
27. Лоу А. В. и др. Транзисторная электроника. Пер. с англ. Изд-во «Советское радио», 1958.
28. Шир Р. Ф. Полупроводниковые триоды и их применение. Пер. с англ. ГЭИ, 1957.
29. Нанавати Р. П. Введение в полупроводниковую электронику. Изд-во «Связь», 1965.
30. «Расчет и проектирование полупроводниковых приборов», Пер. с англ. под ред. Г. Д. Глебова. Оборонгиз, 1963.
31. Мидлбрук Р. Д. Введение в теорию транзисторов. Пер. с англ. Атомиздат, 1960.
32. Будинский Я. Усилители низкой частоты на транзисторах. Связьиздат, 1963.
33. Сборник «Полупроводники в науке и технике», т. II, Изд-во АН СССР, 1958.
34. Гершзон Е. В., Николаевский И. Ф. Полупроводниковые триоды в схемах радиовещательной и телевизионной аппаратуры. ГЭИ, 1957.
35. International Electrotechnical Commission. Publication 148 Eirs Edition, 1963.
36. Швейкин В. И. Импульсный метод определения параметров дрейфовых триодов, «Радиотехника и электроника», 1961, № 6.
37. Das M. B., Boothroyd A. R. On the frequency dependence of magnitude of common-emitter current gain of graded-base transistors. Proc. IRE, 1960, № 2, p. 240—242.
38. Шокли В. Теория электронных полупроводников. Изд-во иностранной литературы, 1953.
39. Самохвалов М. М., Спиридонов Н. С. Частотные свойства полупроводниковых триодов, изготовляемых методом сплавления-диффузии. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова. Вып. 3. Изд-во «Советское радио», 1958.
40. Шир Р. Ф. Усилители низкой частоты на полупроводниковых триодах. Изд-во «Мир», 1967.
41. Аронов В. Л., Шер Ю. А. Частотные свойства полупроводникового триода с распределенными параметрами. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова. Вып. 3. Изд-во «Советское радио», 1962.
42. Аникеев Е. З., Грибов Э. Б., Николаевский И. Ф., Пруслина С. С. Расчет усилителей высокой частоты по параметрам технических условий на транзисторы. В сб. «Полупроводниковые приборы в технике электросвязи» под ред. И. Ф. Николаевского. Вып. 1. Изд-во «Связь», 1967.

43. Спиридонов Н. С. Расчет параметров дрейфового триода с учетом зависимости подвижности носителей от концентрации примесей в базе. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова. Вып. 6. Изд-во «Советское радио», 1960.

44. Федотов Я. А. Основы физики полупроводниковых приборов. Изд-во «Советское радио», 1969.

45. Агаханян Т. М. Электронные ключи и нелинейные импульсные усилители. Изд-во «Советское радио», 1966.

46. Красилов А. В., Трутко А. Ф. Методы расчета транзисторов. Изд-во «Энергия», 1964.

47. Fletcher N. H. Some aspects of the design of power transistors. Proc. IRE, 1955, v. 43, № 9.

48. Emeis R., Herlet A., Spenke E. The effective emitter area of power transistors. Proc. IRE, 1958, v. 46, № 6, p. 1226—1230.

49. «Транзисторы» (Справочник). Под общ. ред. И. Ф. Николаевского, Изд-во «Связь», 1969.

50. Дульнев Г. Н. Теплообмен в радиоэлектронных устройствах. Госэнергоиздат, 1963.

51. Давидов П. Д. Анализ и расчет тепловых режимов полупроводниковых приборов. «Энергия», 1967.

52. «Расчет и проектирование импульсных устройств на транзисторах» под ред. М. Д. Штерка. Изд-во «Советское радио», 1964.

53. Muller C., Hilibrand J. The thyristor — a new high-speed switching transistor. Trans. IRE, 1958, v. ED-5, № 5.

54. Файнштейн С. М. Обработка поверхности полупроводниковых приборов. «Энергия», 1966.

55. General Electric Transistor Manual. 5-ed Liverpool, New York, 1960.

56. Агапова М. Г., Гальперин Е. И. Основы тепловых расчетов в полупроводниковых приборах с радиаторами. Сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова, Вып. 14. Изд-во «Советское радио», 1965.

57. Kennedy D. P. Spreading resistance in cylindrical semiconductor devices. J. Appl. Phys., 1960, № 31.

58. Sah C. T., Noyce R. N., Shockley W. Carrier generation and recombination in  $p-n$  junctions and  $p-n$  junction characteristics. Proc. IRE, 1957, v. 45, № 9.

59. Shockley W., Read W. T. Statistics of recombinations of holes and electrons. Phys. Rev., 1952, v. 87, September.

60. Hall R. N. Germanium rectifier characteristics. Phys. Rev., 1951, v. 83, July.

61. Hall R. N. Electron-hole recombination in germanium. Phys. Rev., 1952, v. 87, July.

62. Shockley W. The theory of  $p-n$  junctions in semiconductors and  $p-n$  junction transistors. Bell Syst. Tech. J., 1949, v. 28, July.

63. Лебедев В. И. Особенности транзисторных схем в микрорежиме. «Радиотехника и электроника», т. 10, № 5, 1965.

64. Sah C. T. Effect of surface recombination and channel on  $p-n$  junction and transistor characteristics. IRE Trans., 1962, v. ED-9, January.

65. Iwersen J. E., Крау А. Р., Kleimack J. J. Low current alpha in silicon transistors. IRE Trans., 1962, v. ED-9, November.

66. Juliano M. N., McLoushi R. M., Lienkram C. Z., Goins E. W., High-gain micropower transistors. Proc. IEEE, 1964, v. 52.

67. Рябинкин Ю. С. Коэффициент усиления микромощных кремниевых планарных транзисторов. «Радиотехника и электроника», 1965, т. 10, № 12.

68. Thomas J. E., Young Jr., Young D. R. Surface charge model for surface potential shifts in silicon passivated with thin insulating layers. IBM J. Res. and Dev., 1964, v. 8, № 4.

69. Seraphin D. P., Brennehan A. E., d'Heurle F. M., Friendman H. Z. Electrochemical phenomenon in thin films of silicon dioxide on silicon. IBM, J. Res. and Device, 1964, v. 8, № 4.

70. Холл Г., Бардин Д., Пирсон Г. «Влияние давления и температуры на сопротивление  $p$ - $n$  переходов в германии. Сб. «Полупроводниковые приборы» под ред. А. В. Ржанова. Изд-во иностранной литературы, 1953.

71. Смит Р. Полупроводники. Пер. с англ. Изд-во иностранной литературы, 1963.

72. Николаевский И. Ф., Игумнов Д. В., Сетюков А. И. О влиянии ширины базы на параметры транзистора в микроамперном диапазоне токов. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова. Вып. 20. Изд-во «Советское радио», 1968.

73. Сетюков А. И. Некоторые параметры транзисторов в режиме микроток. В сб. «Полупроводниковые приборы в технике электросвязи» под ред. И. Ф. Николаевского. Вып. 1. Изд-во «Связь», 1967.

74. Игумнов Д. В. Малосигнальные параметры транзистора в инверсном включении. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова. Вып. 17. Изд-во «Советское радио», 1967.

75. Игумнов Д. В. Статическое входное сопротивление планарного транзистора в микрорежиме. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова, Вып. 20. Изд-во «Советское радио», 1968.

76. Зеликман Г. А., Мазель Е. З., Пресс Ф. П., Фронк С. В. Полупроводниковые кремниевые диоды и триоды. Изд-во «Энергия», 1964.

77. Молл Д. Соотношения между минимальной требуемой мощностью и частотными характеристиками в существующих и разрабатываемых полупроводниковых триодных усилителях. В сб. «Микромощная электроника» под ред. Е. И. Гальперина. Изд-во «Советское радио», 1967.

78. Игумнов Д. В., Королев Г. В. Переходная характеристика транзистора в микрорежиме. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова. Вып. 21. Изд-во «Советское радио», 1969.

79. Боултер Б. Многоэмиттерный транзистор в микромощных логических схемах. В сб. «Микромощная электроника» под ред. Е. И. Гальперина. Изд-во «Советское радио», 1967.

80. Игумнов Д. В. Работа планарного транзистора в микрорежиме при лавинном пробое коллекторного перехода. «Радиотехника и электроника», 1968, т. 13, № 9.

81. Hamilt on D. L., Gibbons L. F., Shockley W. Physical principles of avalanche transistor pulse circuits. Proc. IRE, 1959, v. 47, № 6.

82. Henegby W. M. Avalanche transistor circuits. Rev. Sci. Instr., 1961, v. 92, № 11.

83. Попов Ю. А., Оныкий Б. Н. Транзисторный ключ с импульсным питанием как универсальный логический элемент. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова. Вып. 17. Изд-во «Советское радио», 1967.

84. Титов В. А. Логические транзисторные схемы переменного тока. В сб. «Полупроводниковые приборы в технике электросвязи» под ред. И. Ф. Николаевского. Вып. 1. Изд-во «Связь», 1967.

85. Kaufmann P. Der statische Stromverstärkungsfaktor als Funktion des Emitterstromes für Transistoren mit duffundierter und homogener Basisschicht. Archiv der Elektrischen Übertragung, 1959, № 4, S. 141—151.

86. Загорский Я. Т. Левченко Д. Г. Аналитические зависимости параметров транзисторов от температурного и электрического режимов работы в усилительных схемах. «Радиотехника» 1967, т. 22, № 10.

87. Николаевский И. Ф., Перельман Б. Л., Скорик К. М., Зотова Л. Г. Параметры транзисторов при низких температурах. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова. Вып. 14. Изд-во «Советское радио», 1965.

88. Крыжаловский Ю. А., Митин В. С., Тулянкин Н. И. Зависимость коэффициента усиления транзистора по току в схеме с общим эмиттером на низкой частоте от температуры. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова. Вып. 15. Изд-во «Советское радио», 1966.

89. Кузьмин В. А. Режим насыщения в полупроводниковых триодах при больших сигналах. «Известия вузов», серия «Радиотехника», 1959, № 5.

90. Молл Д. Л. Переходная характеристика плоскостных триодов при больших сигналах. «Вопросы радиолокационной техники». Изд-во иностранной литературы, 1956, № 2.

91. Johnston R. C., Transient response of drift transistor. Proc. IRE, 1958, v. 46, № 5, p. 830—838.

92. Ройзин Н. М., Мостовлянский Н. С. Исследование физических процессов в мощных транзисторах, определяющих их надежность в импульсных схемах. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова. Вып. 10. Изд-во «Советское радио», 1963.

93. Ройзин Н. М., Маркович М. И. Накопление избыточных носителей заряда в дрейфовом транзисторе. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова, Вып. 10. Изд-во «Советское радио», 1963.

94. Брайт Р., Крупер А. Прерыватель на полупроводниковых триодах для стабильных усилителей постоянного тока. «Вопросы радиолокационной техники». 1955, № 1.



95. Громов И. С. Определение напряжения насыщения транзистора по входным характеристикам. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова, Вып. 17. Изд-во «Советское радио», 1967.

96. Gates R. F., Johnson R. A. The measurement of the thermal resistance. Semiconductor products. 1959, July 21.

97. Ройзин Н. М., Маркович М. И. Измерения тепловых сопротивлений мощных транзисторов. «Известия вузов СССР». Радиотехника, 1961, № 3.

98. Аронов В. Л., Козлов В. А. Определение теплового сопротивления транзисторов с использованием дифференциальных параметров. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова, Вып. 14. Изд-во «Советское радио», 1965.

99. Ройзин Н. М., Аврасин Э. Т. Теория токораспределения и тепловых процессов в мощных транзисторах в стационарном и импульсном режимах. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова, Вып. 10. Изд-во «Советское радио», 1963.

100. Самохвалов М. М., Кубецкий Г. А. Мощные германиевые триоды и тетроды. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, Вып. 1. Изд-во «Советское радио», 1956.

101. Thornton C. G., Simmons C. D. A new high current mode of transistor operation. IRE Trans., 1958, v. ED-5, № 1, p. 6—10.

102. Lin H., Hlovacek A., White B., Transient operation of transistor with inductor load. Trans. IRE, 1960, v. ED-7, № 3.

103. Scarlett R., Shockley W. Secondary breakdown and hot in power transistors. IEEE Internat. Conv. Rec., 1963, v. 11, pt. 3.

104. English A. Mesoplasmas and second breakdown in silicon junctions. Solid—State Electronics, 1963, v. 6, IX—X, № 5.

105. Schafft H., French J. Trans. IRE, 1962, v. ED-9, III, № 2.

106. Николаевский И. Ф., Громов И. С., Ермаков Ю. В., Сачалели Г. Я. Метод измерения тепловых сопротивлений транзисторов без коммутации режимов. В сб. «Полупроводниковые приборы в технике электросвязи» под ред. И. Ф. Николаевского. Вып. 3. Изд-во «Связь», 1969.

107. «Транзисторы». Под ред. И. Г. Бергельсона, Ю. А. Каменецкого и И. Ф. Николаевского. Изд-во «Советское радио», 1968.

108. Конев Ю. И. Транзисторные импульсные устройства управления электродвигателями и электромагнитными механизмами. Изд-во «Энергия», 1964.

109. Сетюков Л. И., Соловьев А. К. Переходные и установившиеся процессы в транзисторном усилителе класса Д. «Радиотехника», 1962, т. 17, № 7.

110. Хейман Э. Л. Процессы запираания транзисторного ключа с LC-нагрузкой. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова. Вып. 15. Изд-во «Советское радио», 1966.

111. Mason S. J. Power gain in feedback amplifier. Trans IRE, 1954, v. CT-1, March, № 2.

112. Нетушил А. В., Страхов С. В. Основы электротехники, ч. II. Госэнергоиздат, 1955.
113. Демидович Б. П. и др. Численные методы анализа. Физматгиз, 1962.
114. Дьяконов В. П. Вольтамперная характеристика транзистора в лавинном режиме. «Радиотехника и электроника», 1968, т. XIII, № 5.
115. Paterson D. Micropower complementare logic. Proc. IEEE, 1964, № 12.
116. Каролл Д. Электронные схемы на полупроводниковых триодах. Изд-во иностранной литературы, 1959.
117. Анисимов В. И., Голубев А. П. Транзисторные модуляторы. Изд-во «Энергия», 1964.
118. Игумнов Д. В. Некоторые инверсные параметры транзистора. «Известия вузов СССР», Радиотехника, 1967, № 1.
119. Кармадонов А. Н., Ройтман М. С., Гофман С. А. Анализ остаточных параметров полупроводникового триода в режиме преобразования малых напряжений постоянного тока в переменные. «Труды Томского института радиоэлектронной и электронной техники», 1964, № 2.
120. Николаенко Н. С., Федотов В. П. Преобразователи тока на полупроводниковых триодах. «Известия вузов СССР». Приборостроение, 1961, № 6.
121. Николаенко Н. С., Федотов В. П. Полупроводниковый триод в режиме преобразования малого постоянного тока в переменный. «Известия вузов СССР», Приборостроение, 1962, № 1.
122. Васильев Е. К. Экспериментальное исследование ключевого режима полупроводникового триода на постоянном токе. «Электросвязь», 1961, № 3.
123. Chaplin G. V., Owens A. R. Some transistor input stages for high-gain DC amplifiers. Proc. IEE, pt. B, 1958, № 21.
124. Ю Де Фей, Федотов В. П. Расчет трансформаторного входного устройства постоянного тока с транзисторным модулятором. «Измерительная техника», 1966, № 2.
125. Trogus H. Schaltverhalten von Kleinleistungsschalttransistoren. International Electron. Rundschau, 1964, № 8.
126. Игумнов Д. В., Сетюков А. И., Шипулин А. М. К вопросу о выборе оптимального режима транзисторного модулятора. В сб. «Полупроводниковые приборы в технике электросвязи» под ред. И. Ф. Николаевского. Вып. 2. Изд-во «Связь», 1968.
127. Verster T. C. Silicon planar epitaxial transistors as fast and reliable low-level switches. IEEE Trans., 1964, v. ED-11, № 5.
128. Stripp K. F., Moore A. R. The effects of junction shape and surface recombination on transistor current gain. Proc. IRE, 1955, № 7.
129. Николаевский И. Ф., Игумнов Д. В., Громов И. С. Некоторые зависимости между параметрами прямого и инверсного включения транзистора. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова. Вып. 14. Изд-во «Советское радио», 1965.
130. Невон Д., Брей Р., Фен Г. Время жизни инжектированных носителей зарядов в германии. В сб. «Полупроводниковые электронные приборы» под ред. А. В. Ржанова, 1953.

131. И г у м н о в Д. В. К вопросу об усилении транзистора в инверсном включении. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова. Вып. 16. Изд-во «Советское радио», 1966.

132. И г у м н о в Д. В. О минимальном остаточном напряжении насыщенного транзистора. «Известия вузов СССР», Радиоэлектроника, 1968, № 8.

133. Э р л и Д. Теоретический расчет плоскостных транзисторов. Сборник «Полупроводниковая электроника», серия «Проблемы современной физики», 1955, № 2.

134. А г а х а н я н Т. М. Измерение импульсных параметров полупроводникового триода в ключевом режиме. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова, Вып. 10. Изд-во «Советское радио», 1963.

135. Т у р н е г С. R. Interpretation of rating for transistor. Radiotronics, 1962, № 7.

136. И г у м н о в Д. В. Эксплуатационные параметры транзистора в инверсном включении. В сб. «Полупроводниковые приборы в технике электросвязи» под ред. И. Ф. Николаевского. Вып. 1. Изд-во «Связь», 1967.

137. Г е р ш е н з о н Г. С., Т и т о в В. А., З л а т и н А. Л. Цифровые схемы на диодно-емкостных ячейках, питаемые переменным током. Труды конференции «Новые бесконтактные электронные устройства», 1966.

138. М и т р о п о л ь с к и й А. К. Техника статистических вычислений. Физматгиз, 1961.

139. Г у т е р Р. С., О в ч и н с к и й Б. В. Элементы численного анализа и математической обработки результатов. Физматгиз, 1962.

140. Ф и с е н к о М. Н. Реверсивный составной транзистор. Авторское свидетельство № 177990, «Бюллетень изобретений», 1966, № 2.

141. S t r ö m e r H. On diffusion and drift transistor theory. Archiv für Elektr. Übertragung, May, 1964, Bd. 8, S. 225.

142. N i e l s e n E. G. Behavior of noise figure in junction transistors. Proc. IRE, 1957, v. 45, July.

143. Р о й з и н Н. М., Ф е д о р о в А. Н. Образование и электрические свойства микротрещин в транзисторах. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова, Вып. 10. Изд-во «Советское радио», 1963.

144. Р о й з и н Н. М. Физические проблемы надежности. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение» под ред. Я. А. Федотова. Вып. 10. Изд-во «Советское радио», 1963.

145. H e n n e W. Transistorparameter oberhalb 100 MHz. «Frequenz», 1966, Bd. 20, № 10.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

|                       |   |
|-----------------------|---|
| Предисловие . . . . . | 3 |
|-----------------------|---|

### Глава 1

|   |    |
|---|----|
| КЛАССИФИКАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК<br>ТРАНЗИСТОРОВ . . . . .  | 11 |
| 1.1. Области работы и схемы включения транзистора . . .   | 11 |
| 1.2. Параметры области отсечки (начальные токи и потен-<br>циалы) . . . . .   | 15 |
| 1.2.1. Схема с общей базой . . . . .  | 16 |
| 1.2.2. Схема с общим эмиттером . . . . .  | 17 |
| 1.3. Параметры области умножения (максимальные напря-<br>жения) . . . . .   | 17 |
| 1.3.1. Схема с общей базой . . . . .  | 19 |
| 1.3.2. Схема с общим эмиттером . . . . .  | 20 |
| 1.4. Параметры области усиления (параметры малого и боль-<br>шого сигналов; предельные токи и максимальные мощ-<br>ности) . . . . .         | 22 |
| 1.4.1. Параметры малого сигнала . . . . .   | 22 |
| 1.4.2. Параметры большого сигнала . . . . .   | 25 |
| 1.4.3. Максимальные мощности и предельные токи . . . . .  | 27 |
| 1.5. Параметры области насыщения (параметры переключе-<br>ния, максимальные токи и мощности) . . . . .                                      | 28 |
| 1.6. Параметры, не зависящие от области работы и схемы<br>включения транзистора (тепловые параметры и макси-<br>мальные мощности) . . . . . | 29 |
| 1.6.1. Мощности рассеяния . . . . .   | 29 |
| 1.6.2. Тепловые сопротивления . . . . .   | 29 |
| 1.6.3. Тепловые постоянные . . . . .  | 30 |
| 1.6.4. Температура . . . . .  | 30 |
| 1.7. Характеристики транзисторов . . . . .  | 30 |
| 1.7.1. Схема с общей базой . . . . .  | 31 |
| 1.7.2. Схема с общим эмиттером . . . . .  | 32 |
| 1.8. Классификационные таблицы . . . . .  | 32 |

### Глава 2

|  |    |
|--|----|
| ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНЗИСТОРА . . . | 37 |
| 2.1. Входные характеристики . . . . .          | 37 |
| 2.1.1. Схема с общей базой . . . . .           | 37 |
| 2.1.2. Схема с общим эмиттером . . . . .       | 41 |
| 2.2. Выходные характеристики . . . . .         | 43 |
| 2.2.1. Схема с общей базой . . . . .           | 43 |
| 2.2.2. Схема с общим эмиттером . . . . .       | 60 |

|   |    |
|---|----|
| 2.3. Использование вольтамперных характеристик для расчета схем и определения режимов надежной работы . . . | 78 |
| 2.3.1. Входные характеристики . . . . .   | 78 |
| 2.3.2. Выходные характеристики . . . . .  | 81 |

### Глава 3

|   |     |
|---|-----|
| ПАРАМЕТРЫ МАЛОГО СИГНАЛА . . . . .            | 86  |
| 3.1. Параметры низких частот . . . . .        | 88  |
| 3.2. Параметры высоких частот . . . . .       | 104 |
| 3.3. Граничные и предельные частоты . . . . . | 112 |
| 3.4. Шумы . . . . .                           | 122 |

### Глава 4

|   |     |
|---|-----|
| ПАРАМЕТРЫ БОЛЬШОГО СИГНАЛА . . . . .  | 127 |
| 4.1. Параметры низких частот . . . . .  | 127 |
| 4.2. Параметры высоких частот . . . . .   | 134 |
| 4.3. Параметры переключения . . . . .   | 137 |
| 4.4. Некоторые вопросы использования параметров большого сигнала для расчета схем . . . . . | 149 |

### Глава 5

|   |     |
|---|-----|
| ТЕПЛОВЫЕ, ПРЕДЕЛЬНЫЕ И ПРЕДЕЛЬНО ДОПУСТИМЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРА . . . . .   | 151 |
| 5.1. Тепловые параметры . . . . .   | 152 |
| 5.1.1. Тепловая модель . . . . .  | 152 |
| 5.1.2. Максимальная температура перехода . . . . .  | 159 |
| 5.1.3. Тепловое сопротивление . . . . .   | 160 |
| 5.1.4. Теплоемкости и тепловые постоянные . . . . .   | 164 |
| 5.2. Максимальные мощности . . . . .  | 166 |
| 5.3. Максимально допустимые мощности . . . . .  | 172 |
| 5.4. Максимальные токи . . . . .  | 173 |
| 5.4.1. Стационарный режим . . . . .   | 173 |
| 5.4.2. Импульсный режим . . . . .   | 178 |
| 5.5. Максимально допустимые токи . . . . .  | 189 |
| 5.5.1. Постоянные токи . . . . .  | 190 |
| 5.5.2. Импульсные токи . . . . .  | 190 |
| 5.6. Начальные токи и потенциалы . . . . .  | 191 |
| 5.6.1. Обратные токи переходов . . . . .  | 192 |
| 5.6.2. Токи коллектора . . . . .  | 193 |
| 5.6.3. Плавающий потенциал . . . . .  | 195 |
| 5.7. Максимальные напряжения . . . . .  | 196 |
| 5.7.1. Тепловой пробой . . . . .  | 199 |
| 5.7.2. Электрический пробой . . . . .   | 208 |
| 5.7.3. Смыкание коллекторного и эмиттерного переходов . . . . .   | 218 |
| 5.8. Максимально допустимые напряжения . . . . .  | 219 |
| 5.9. Некоторые вопросы использования формул, вольтамперных характеристик и зависимостей предельных параметров для расчета схем и режимов их надежной работы . . . . . | 221 |

|  |     |
|--|-----|
| 5.9.1. Области безопасной работы и надежность . . .  | 222 |
| 5.9.2. Динамические характеристики . . . . .         | 226 |
| 5.9.3. Теплоотводы для охлаждения транзисторов . . . | 233 |

## Глава 6

|  |     |
|--|-----|
| ПАРАМЕТРЫ МИКРОРЕЖИМА . . . . .  | 241 |
| 6.1. Вольтамперные характеристики . . . . .                                    | 242 |
| 6.2. Усилительные параметры . . . . .  | 252 |
| 6.2.1. Коэффициент усиления . . . . .  | 252 |
| 6.2.2. Входное сопротивление . . . . .   | 258 |
| 6.3. Частотно-временные параметры . . . . .                                    | 263 |
| 6.3.1. Граничная частота усиления . . . . .                                    | 263 |
| 6.3.2. Емкость эмиттера . . . . .  | 265 |
| 6.3.3. Переходная характеристика . . . . .                                     | 268 |
| 6.4. Некоторые вопросы использования транзисторов в микро-<br>режиме . . . . . | 275 |
| 6.4.1. Работа в режиме пробоя . . . . .  | 276 |
| 6.4.2. Работа при питании переменным напряжением                               | 281 |

## Глава 7

|   |     |
|---|-----|
| ПАРАМЕТРЫ ИНВЕРСНОГО ВКЛЮЧЕНИЯ . . . . .  | 284 |
| 7.1. Остаточные параметры . . . . .   | 285 |
| 7.1.1. Остаточное напряжение . . . . .  | 285 |
| 7.1.2. Остаточный ток . . . . .   | 301 |
| 7.2. Усилительные параметры . . . . .   | 302 |
| 7.2.1. Коэффициент передачи тока $\alpha_I$ . . . . .   | 302 |
| 7.2.2. Входное сопротивление . . . . .  | 319 |
| 7.2.3. Крутизна проходной характеристики . . . . .  | 323 |
| 7.2.4. Коэффициент обратной связи по напряжению   | 324 |
| 7.2.5. Выходная проводимость . . . . .  | 326 |
| 7.3. Частотные и переходные свойства . . . . .  | 328 |
| 7.3.1. Граничная частота усиления . . . . .   | 329 |
| 7.3.2. Емкости переходов . . . . .  | 334 |
| 7.3.3. Времена переключения . . . . .   | 337 |
| 7.4. Максимальные предельные режимы . . . . .   | 339 |
| 7.4.1. Пробивное напряжение коллекторного пере-<br>хода . . . . .                             | 339 |
| 7.4.2. Максимальный ток коллектора . . . . .  | 345 |
| 7.5. Некоторые вопросы использования транзисторов в ин-<br>версном включении . . . . .        | 349 |
| 7.5.1. Транзисторные модуляторы . . . . .   | 349 |
| 7.5.2. Границы использования транзистора в инверс-<br>ном включении в схемах ключей . . . . . | 356 |
| 7.5.3. Транзисторный ключ с нулевым остаточным на-<br>пряжением . . . . .                     | 363 |
| 7.5.4. Реверсивный составной транзистор . . . . .   | 366 |
| Приложения . . . . .  | 367 |
| Литература . . . . .  | 371 |

**ИОСИФ ФЕДОРОВИЧ НИКОЛАЕВСКИЙ  
ДМИТРИЙ ВАСИЛЬЕВИЧ ИГУМНОВ**

**ПАРАМЕТРЫ И ПРЕДЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ  
РАБОТЫ ТРАНЗИСТОРОВ**

Редактор И. М. Волкова  
Художественный редактор З. Е. Вендрова  
Обложка художника Л. Г. Ларского  
Технический редактор Г. З. Шалимова  
Корректоры Н. М. Давыдова и И. Г. Багрова

---

Сдано в набор 10.VIII—1970 г.

Подписано в печать 21.X—1970 г. Т 13386

Формат 84×108/32. Бумага типографская № 1

Объем 20,16 усл. п. л. 21,394 уч.-изд. л.

Тираж 29000 экз. Зак. 425

Издательство «Советское радио», Москва, Главпочтамт, п/я 693

Цена 1 р. 38 к.

---

Московская типография № 16 Главполиграфпрома Комитета  
по печати при Совете Министров СССР. Москва, Трехпрудный пер., 9

В издательстве  
**«СОВЕТСКОЕ РАДИО»**  
готовятся к выпуску в свет

**Арсенид галлия (труды международного симпозиума).** Лондон, Пер. с англ., под ред. А. А. Визеля. 22 л. 1 р. 76 к.

Книга является сборником докладов, прочитанных на международном симпозиуме по арсениду галлия. В докладах рассматриваются вопросы физики, технологии и конструирования различных приборов на основе арсенида галлия. Обсуждаются способы получения металлургического и эпитаксиального арсенида галлия, оптические эффекты в нем, СВЧ приборы и приборы с  $p-n$  переходом.

Книга представляет интерес для специалистов, работающих в промышленных предприятиях и в научно-исследовательских учреждениях, занимающихся разработкой, исследованием и изготовлением полупроводниковых материалов и приборов на их основе.

**Полевые транзисторы. Физика, технология, применение.** (Под ред. Дж. Т. Уоллмарка и Г. Джонсона). Нью-Джерси, 1966 г. Пер. с англ. под ред. С. А. Майорова. 25 л. 1 р. 98 к.

Рассматриваются наиболее важные вопросы теории, конструирования и применения полевых транзисторов, в том числе: физика поверхности полупроводников, физика диэлектриков, структура и рост пленок двуокиси кремния, тонкопленочный транзистор и его применение в интегральных схемах, применение полевого транзистора в усилительных и цифровых схемах. Особое внимание уделяется конструированию интегральных схем, в которых применение полевых транзисторов кажется наиболее перспективным.

Книга содержит материал, имеющий практическую ценность, например, формулы для расчета толщины термически выращенной пленки двуокиси кремния в зависимости от времени и температуры окисления, уравнения для расчета характеристик и параметров полевых транзисторов и электронных схем на их основе, экспериментальные данные по радиационной стойкости транзисторов.

Книга предназначена для физиков, технологов и разработчиков аппаратуры на полевых транзисторах.



**Готовится к выпуску**  
**серия брошюр массовой научно-технической библиотеки**  
**«МИКРОЭЛЕКТРОНИКА»**

В 1971 г. выйдут следующие брошюры.

**Е ф и м о в И. Е. Современная микроэлектроника. 5 л., 25 к.**

Брошюра представляет собой введение в инженерно-техническую библиотеку «Микроэлектроника», в которой предполагается охватить все основные направления и проблемы микроэлектроники.

В брошюре приводится краткая характеристика предполагаемых выпусков. Рассматриваются основные положения микроэлектроники и области ее применения. Дается общая характеристика современной микроэлектроники и ее связей со смежными областями науки и техники, а также краткое описание основных направлений ее развития: интегральные гибридные пленочные схемы и полупроводниковые схемы (микросхемы). В заключение рассматриваются основные тенденции и проблемы развития микроэлектроники.

Брошюра рассчитана на широкий круг инженеров электронной техники, радиоинженеров и студентов старших курсов радиотехнических вузов.

**Сергеев В. С., Важенин И. Н. Интегральные гибридные пленочные схемы. 4 л., 20 к.**

Излагаются основные вопросы проектирования и изготовления гибридных пленочных микросхем как тонкопленочных, так и толстопленочных. Приводится технологическая схема изготовления микросхем и достаточно полно описывается технология изготовления ее пассивных элементов (резисторов, конденсаторов, индуктивностей, соединений), а также технология сборки и герметизация микросхемы в целом. Формулируются требования к активным и пассивным элементам микросхем. Дается краткое описание основного технологического и измерительного оборудования. Приводятся сведения об электрофизических параметрах и эксплуатационных характеристиках, основанные на результатах обработки большого статистического материала. В заключение указываются области применения таких схем и перспективы развития данного направления.

Брошюра рассчитана на инженеров электронной техники, радиоинженеров и студентов радиотехнических вузов.

11p. 38136

