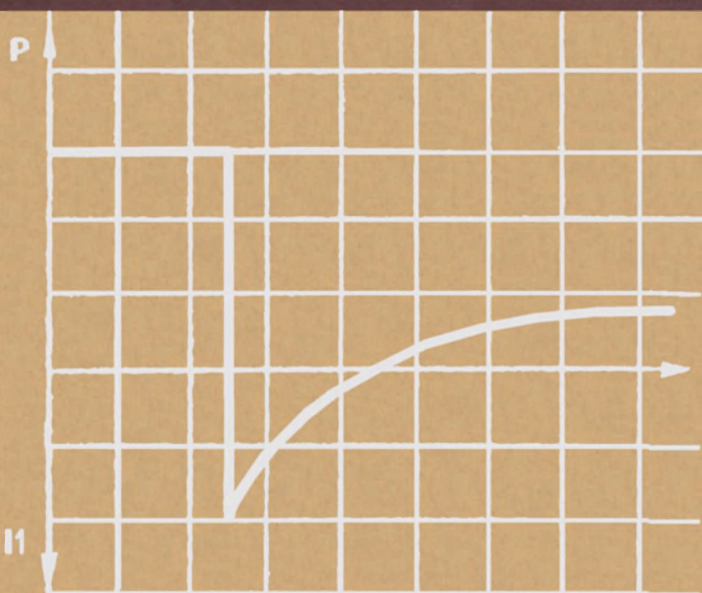


Н. С. Спиридонов
В. И. Вертоградов



ДРЕЙФОВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ



„СОВЕТСКОЕ РАДИО“



Н. С. СПИРИДОНОВ, В. И. ВЕРТОГРАДОВ

ДРЕЙФОВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «СОВЕТСКОЕ РАДИО»

МОСКВА 1964



Scan AAW

Рассматривается теория, технология изготовления, эквивалентные схемы, частотные свойства и температурные зависимости параметров малоомощных дрейфовых транзисторов.

Книга предназначена для инженеров, занимающихся разработкой и применением схем на транзисторах, производством и конструированием транзисторов, а также для студентов высших учебных заведений.

Николай Спиридонович СПИРИДОНОВ

Владимир Иванович ВЕРТОГРАДОВ

Дрейфовые транзисторы

Редактор *И. М. Волкова*. Техн. редактор *В. В. Беляева*

Обложка художника *В. Т. Сидоренко*

Сдано в набор 6/У 1964 г. Подписано к печати 24/VIII 1964 г.

Формат 84×103¹/₃₂ Уч. изд. л. 14,054 Объем 15,58 п. л.

Г-11962 Тираж 15 050 экз. Заказ 1234 Цена в пер. № 5 80 коп.

Изд-во «Советское радио». Темплан 1964 г. № 38

Московская типография № 10 Главполиграфпрома
Государственного комитета Совета Министров СССР по печати.
Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В последнее время широкое применение получают дрейфовые транзисторы, основной особенностью которых является неравномерное распределение примесей в базе. Такое распределение примесей в базовом слое транзистора приводит к образованию электрического поля, увеличивающего скорость движения носителей. При этом перенос носителей осуществляется не только за счет диффузии, но также и за счет дрейфа носителей в электрическом поле.

Дрейфовые транзисторы имеют более высокие предельные частоты, в них легче получить одновременно малые сопротивления базы r'_b , малые емкости коллекторного перехода $C_{кп}$ и высокие пробивные напряжения коллектора. При изготовлении дрейфовых транзисторов для образования p - n переходов используется технология диффузии примесей. Поэтому дрейфовые транзисторы часто называют диффузионными (по методу образования p - n переходов).

Дрейфовые транзисторы были предложены в 1953 г. [1, 2], а особенно широко применяются с 1956 г. [3, 4]. В настоящее время разработан ряд технологических методов их изготовления и эти транзисторы выпускаются с хорошими частотными свойствами и значительными рассеиваемыми мощностями [1—10].

Предельные частоты высокочастотных дрейфовых транзисторов примерно в 10 раз превосходят предельные частоты транзисторов с однородным распределением примесей в базовой области. Кроме того, рассеиваемая мощность высокочастотных дрейфовых транзисторов при больших предельных частотах может во много раз превосходить мощность бездрейфовых транзи-

стором. Поэтому дрейфовый транзистор становится основным типом высокочастотного транзистора.

Количество выпускаемых дрейфовых транзисторов непрерывно растет и, вероятно, в ближайшие годы их выпуск превысит выпуск бездрейфовых транзисторов.

Физические процессы в дрейфовом транзисторе значительно отличаются от процессов в обычном (бездрейфовом) плоскостном транзисторе, однако теория дрейфового транзистора еще мало разработана, а экспериментальные результаты имеют значительное расхождение с теоретическими данными.

Дрейфовые транзисторы мало описаны в литературе. Периодические издания и сборники, в которых можно почерпнуть сведения по этому вопросу, перегружены технологическими подробностями и материалами по теории полупроводников и страдают разнообразием терминологии и обозначениях. Отсутствует также объяснение особенностей схемы с дрейфовыми транзисторами.

Задачей настоящей книги является систематизация сведений по теории дрейфовых транзисторов, необходимых для широкого круга читателей, занимающихся практическим применением транзисторов и знакомых с основами теории плоскостного бездрейфового транзистора [15—17], но не являющихся специалистами по физике полупроводников. Значительную часть книги занимают результаты исследований авторов.

Авторы не стремились к полноте изложения всех вопросов теории и возможно полному охвату всех работ, так как это увеличило бы объем книги и сократило бы круг читателей.

В книге рассматривается теория, технология изготовления, частотные свойства, эквивалентные схемы и температурные зависимости параметров маломощных дрейфовых транзисторов.

Большинство числовых данных и примеров относятся к германиевым транзисторам. Данные, относящиеся к кремниевым транзисторам, специально оговариваются.

Гл. 1—6 написаны Н. С. Спиридоновым, гл. 7—8 и приложение написаны В. И. Вертоградовым.

Авторы выражают глубокую признательность лауреату Ленинской премии д-ру техн. наук проф. И. Л. Каганову, канд. техн. наук А. В. Красилову, А. А. Куликовскому, М. М. Самохвалову, В. М. Вальд-Перлову за об-

суждение ряда вопросов теории дрейфового транзистора и ценные советы.

Авторы глубоко признательны также рецензентам книги канд. техн. наук Ю. А. Каменецкому и Я. А. Федотову за внимательное ознакомление с рукописью и сделанные замечания, которые помогли авторам устранить ряд недочетов в рукописи.

Авторы просят читателей прислать свои отзывы и критические замечания по книге в адрес издательства: г. Москва, Главный почтамт, п/я 693.

ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- α — коэффициент, определяющий распределение примесей в базе.
- B — коэффициент усиления транзистора в схеме с общим эмиттером.
- $C_{э \text{ диф}}, C_{к \text{ диф}}$ — диффузионные емкости эмиттера и коллектора.
- $C_{эп}, C_{кп}$ — барьерные емкости эмиттерного и коллекторного переходов.
- C' — удельная емкость перехода.
- D — коэффициент диффузии примесей, число атомов вещества, диффундирующих за 1 сек через единичную площадку при единичном градиенте концентрации.
- D_p, D_n — коэффициенты диффузии дырок и электронов.
- D_{p0} — коэффициент диффузии дырок в базе бездрейфового транзистора.
- $D_p \text{ ср}$ — средний коэффициент диффузии дырок в базе дрейфового транзистора.
- d_k — ширина коллекторного перехода.
- E — напряженность электрического поля.
- $\Delta\mathcal{E}$ — ширина запрещенной зоны.
- $\Delta\mathcal{E}_1$ — энергия активизации примесей.
- $\Delta\mathcal{E}_2$ — энергия активизации ловушек.
- \mathcal{E}_F — уровень Ферми.
- f_B — предельная частота коэффициента передачи тока транзистора в схеме с общим эмиттером.

- f_k — предельная частота коллекторной цепи.
 f_α — предельная частота коэффициента передачи тока реального транзистора в схеме с общей базой.
 f_β — предельная частота коэффициента переноса базовой области.
 $f_{\beta 0}$ — предельная частота бездрейфового транзистора.
 f_γ — предельная частота эмиттерной цепи.
 $f_{\beta 1}$ — предельная частота для случая дрейфового движения носителей при больших перепадах концентраций примесей в базе.
 $f_{\beta 2}$ — предельная частота для случая дрейфа-диффузии носителей при больших перепадах концентраций примесей в базе.
 $f_{\text{макс}}$ — максимальная частота генерации.
 i_θ — постоянная составляющая эмиттерного тока.
 i_k — постоянная составляющая коллекторного тока.
 $I_{\theta s}$ — ток насыщения эмиттерного перехода, ток эмиттерного перехода при $u_k = 0$.
 I_{ks} — ток насыщения коллекторного перехода, ток коллектора при $u_\theta = 0$.
 i_0 — постоянная составляющая тока.
 $i_{\theta \partial}, i_{\theta k}$ — дырочные составляющие постоянных токов эмиттера и коллектора.
 $I_{\theta \partial}, I_{\theta k}$ — дырочные составляющие амплитуд переменных токов эмиттера и коллектора.
 j — плотность тока (с теми же индексами, что и для токов i).
 $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ дж/град}$ — постоянная Больцмана.
 L_p — диффузионная длина дырок в базовой области транзистора.
 $L_{p \text{ ср}}$ — средняя диффузионная длина неосновных носителей в базе.

- M — число атомов вещества, диффундирующих через единичную площадку за 1 сек.
- n — концентрация свободных электронов в полупроводнике.
- n_d — концентрация электронов, находящихся на донорных уровнях.
- n_i — концентрация свободных электронов и дырок в чистом полупроводнике.
- $n_{кр}$ — критическая концентрация носителей тока, при которой наступает вырождение полупроводника.
- N — концентрация примесей в полупроводнике.
- N_d, N_a — концентрация донорных и акцепторных примесей.
- $N_{исх}$ — исходная концентрация примесей в полупроводнике до проведения диффузии.
- $N_{диф}$ — концентрация примесей, добавленных в полупроводник в процессе проведения диффузии.
- N_{pk} — концентрация акцепторных примесей в коллекторной области.
- $N_{pэ}$ — концентрация акцепторных примесей в эмиттерной области.
- N_0 — объемная концентрация атомов диффундирующей примеси на поверхности полупроводника (у начального фронта диффузии).
- $N_э$ — концентрация донорных примесей в базе у эмиттерного перехода.
- p — концентрация свободных дырок в полупроводнике.
- p_0 — постоянная составляющая дырок в базе при наличии инжекции.
- p_1 — амплитуда переменной составляющей плотности инжектированных дырок, обусловленная переменным напряжением эмиттерного перехода.
- p_2 — амплитуда переменной составляющей инжектированных дырок, обуслов-

ленная изменением коллекторного напряжения (модуляцией ширины базовой области).

$p_э$ — концентрация дырок в области базы у эмиттера.

$p_б$ — концентрация равновесных дырок в базе.

$p_{бэ}, p_{бк}$ — концентрации равновесных дырок в базе у эмиттера, у коллектора.

$p_{1э}$ — амплитуда переменной составляющей концентрации дырок у эмиттерного перехода в базе, обусловленная переменным напряжением на эмиттерном переходе.

$q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ кул — заряд электрона, дырки. Заряд электрона ($-q$), дырки ($+q$).

Q — количество диффундирующих примесей, приходящихся на единицу площади поверхности полупроводника.

$r'_б, r'_э, r'_к$, — омические сопротивления областей базы, эмиттера и коллектора.

$r'_б$ — высокочастотное омическое сопротивление базовой области.

$r''_б$ — низкочастотное омическое сопротивление базовой области.

$r'''_б$ — часть омического сопротивления базовой области, шунтируемая емкостью коллекторного перехода.

$r''_{б1}$ — сопротивление растекания активного базового слоя.

$r''_{б2}$ — сопротивление соединительного слоя.

$r''_{б3}$ — сопротивление растекания базового контакта.

S — площадь p - n перехода.

$S_к$ — площадь коллекторного перехода.

$S_э$ — площадь эмиттерного перехода.

T — абсолютная температура.

t — время.

$u_э$ — постоянное напряжение смещения эмиттерного перехода.

$u_к$ — постоянное напряжение смещения коллекторного перехода.

- U_T — температурный потенциал; разность потенциалов, которую дырки могут преодолеть за счет тепловой энергии.
- $U_{mк}$ — амплитуда переменной составляющей напряжения коллекторного перехода.
- $U_{mэ}$ — амплитуда переменного напряжения эмиттерного перехода.
- ΔU — дрейфовый потенциал; разность потенциалов, создаваемая в базовой области дрейфового транзистора за счет неравномерного распределения примесей.
- v — скорость движения дырок в базе транзистора.
- x — расстояние от эмиттерного перехода до данной точки в базовой области плоской модели транзистора.
- x_k — координата центра коллекторного перехода, в которой $N_d = N_a$.
- x_0 — расстояние от поверхности полупроводника до центра перехода, полученного путем диффузии примесей.
- y — расстояние от центра коллекторного перехода до данной точки.
- $Y_{11}, Y_{12}, Y_{21}, Y_{22}$ — характеристические проводимости реального транзистора.
- $Y'_{11}, Y'_{12}, Y'_{21}, Y'_{22}$ — характеристические проводимости теоретической модели транзистора.
- $Y^P_{11}, Y^P_{12}, Y^P_{21}, Y^P_{22}$ — характеристические проводимости дырочных токов теоретической модели транзистора.
- $z_{б1}$ — сопротивление активной области базы на высоких частотах.
- z — расчетный коэффициент.
- W — ширина базовой области транзистора.
- W_0 — ширина базовой области при постоянном смещении на переходе.
- $W_1 = \frac{\Delta W_0}{\Delta u_k}$ — изменение ширины базовой области при изменении напряжения коллекторного перехода на 1 в.
- W' — координата x в области базы, начиная с которой дырки двигаются с постоянной подвижностью,

- β — коэффициент переноса (передачи) дырок транзистора, отношение изменения дырочной составляющей коллекторного тока к изменению дырочной составляющей эмиттерного тока.
- β_i — коэффициент передачи дырочного тока через запирающий слой коллектора.
- β_0 — низкочастотное значение β .
- γ — коэффициент инжекции эмиттерного перехода.
- γ_0 — низкочастотное значение γ .
- ϵ — относительная диэлектрическая постоянная германия.
- ϵ_0 — диэлектрическая постоянная воздуха.
- $\eta = \frac{\Delta U}{2kT}$ — коэффициент поля дрейфового транзистора.
- κ — градиент концентрации примесей.
- μ_n, μ_p — подвижность электронов и дырок в полупроводнике.
- μ_l — подвижности электронов и дырок, обусловленные рассеянием на ионизированных донорах и акцепторах.
- μ_T — подвижность, обусловленная рассеянием на термических колебаниях решетки.
- ξ — коэффициент умножения носителей в коллекторном переходе.
- ρ — удельное сопротивление материала полупроводника.
- σ — проводимость полупроводника.
- τ — время движения (переноса) носителей через базу в дрейфовом транзисторе.
- τ_i — время пролета дырок через запирающий слой коллекторного перехода.
- τ_K — постоянная времени коллекторной цепи.
- τ_0 — время пролета дырок через базовый слой бездрейфового транзистора.
- τ_p — время жизни дырок в базовой области.

- φ — потенциал данной точки в p - n переходе.
- φ_T — диффузионный потенциал p - n перехода.
- φ_β — фазовый сдвиг коэффициента β .
- ω — угловая частота.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ПОНЯТИЕ О БЕЗДРЕЙФОВЫХ И ДРЕЙФОВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

Первый транзистор, предложенный в 1948 г. Бардином и Бреттеном, был точечным. В настоящее время точечный транзистор практически не применяется и основным типом транзистора является плоскостной (транзистор с двумя p - n переходами) [15—17].

Плоскостные транзисторы по характеру переноса носителей в базе могут быть разделены на два типа.

Бездрейфовый транзистор, т. е. транзистор, перенос носителей в базе которого происходит за счет диффузии (например, сплавные транзисторы). Концентрация примесей в базе такого транзистора постоянна (около 10^{15} $1/\text{см}^3$), и электрическое поле отсутствует.

Дрейфовый транзистор, т. е. транзистор, движение носителей в базе которого происходит как за счет диффузии, так и за счет дрейфа в электрическом поле базы. Концентрация примесей в базе такого транзистора не одинакова: она очень велика у эмиттера (около 10^{17} $1/\text{см}^3$) и уменьшается вдоль базы, доходя у коллектора до 10^{15} — 10^{14} $1/\text{см}^3$. В базовой области такого транзистора возникает электрическое поле, которое является ускоряющим для неосновных носителей,двигающихся от эмиттера к коллектору. Разность потенциалов между краями базовой области, создаваемая электрическим полем базы дрейфового транзистора, определяется перепадом концентраций примесей в базе.

Теория показывает, что оба типа транзисторов значительно отличаются друг от друга. При разработке теории плоскостных транзисторов обычно принимается одномерное приближение, при котором считается, что все дырки двигаются в одном направлении, от эмиттера

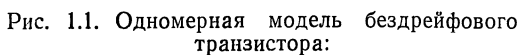
к коллектору, а эмиттерный и коллекторный переходы являются параллельными друг другу. Это приближение принято и в настоящей книге.

Впервые теория плоскостного транзистора была разработана Шокли в 1949 г. [11], и первые плоскостные транзисторы, изготовленные в 1951 г., имели равномерное распределение примесей в базе, т. е. были бездрейфовыми. Такой тип транзистора является наиболее распространенным в настоящее время. Теория бездрейфового транзистора достаточно хорошо разработана [11—17]. Примером транзистора с равномерным распределением примесей в базе является транзистор, изготавливаемый методом сплавления.

На рис. 1.1 приводится схематическое устройство бездрейфового транзистора с равномерным распределением примесей в базе, а также распределение концентрации примесей и расположение энергетических зон в монокристалле для случая, когда напряжения смещения приложены в прямом направлении на эмиттерном переходе и в обратном — на коллекторном переходе. Такие смещения используются в большинстве практических схем.

За счет диффузионного перераспределения носителей в области p - n переходов образуются слои с малой концентрацией носителей и потенциальные барьеры. Внешние напряжения, приложенные к электродам, создают электрическое поле только в областях p - n переходов. Это связано с тем, что эти области имеют значительно меньшую концентрацию носителей, а следовательно, и более высокие сопротивления, чем n - и p -области. Поэтому внутри базовой области электрическое поле и падение напряжения практически отсутствуют, и наклон энергетических зон на рис. 1.1. имеет место только в областях p - n переходов.

Принцип действия такого транзистора основан на следующих явлениях: инжекции неосновных носителей в базовую область из эмиттерной области, диффузионном движении инжектированных носителей от эмиттера к коллектору, т. е. движении за счет существования градиента концентрации в сторону с меньшей концентрацией носителей и управлении плотностью инжектированных носителей с помощью напряжения на базе относительно эмиттера.



15

При подаче положительного смещения на эмиттерный переход происходит инжектирование дырок эмиттером в базовую область. В базовой области создается диффузионный ток дырок, направленный в сторону уменьшения плотности дырок, т. е. в сторону коллектора. Инжекция носителей в базу транзистора не нарушает нейтральности базы, так как создаваемое инжектированными дырками поле компенсируется током электронов, направленным в базовую область из источника питания. Поэтому наличие тока внутри базовой области объясняется только перемещением носителей за счет диффузии. Только в коллекторном переходе наличие тока определяется дрейфом носителей.

По характеру переноса носителей в базе транзисторы с равномерным распределением примесей часто называются диффузионными. Однако такое название, на наш взгляд, является неудачным, так как часто диффузионными (по методу изготовления) называются транзисторы, *p-n* переходы которых изготавливаются путем диффузии примесей в исходный полупроводник. Как будет видно из дальнейшего изложения, транзисторы с диффузионными *p-n* переходами по характеру переноса носителей относятся к дрейфовым (т. е. не являются диффузионными). В связи с этим возникает путаница в терминологии, поэтому в дальнейшем транзисторы с диффузионным переносом носителей, т. е. с равномерным распределением примесей в базовой области, будем называть бездрейфовыми транзисторами.

Термин «бездрейфовый» подчеркивает отсутствие ускоряющего электрического поля в базе и отличие транзистора с однородной базой от дрейфового транзистора по характеру движения носителей в базе. Этот термин удачен в связи с тем, что бездрейфовый транзистор является частным случаем дрейфового транзистора, когда дрейфовое поле в базе равно нулю.

Ниже при изложении теории дрейфового транзистора предполагается, что читатель знаком с основами теории бездрейфового транзистора. Бездрейфовые транзисторы наиболее легко можно изготавливать методом сплавления индия в кристалл германия *n*-типа. Этим объясняется тот факт, что основным типом транзистора является *p-n-p* транзистор. Методы изготовления бездрейфовых транзисторов подробно описаны в литературе [17, 28]

Для расширения области рабочих частот транзистор должен иметь малую ширину базовой области W , малое сопротивление базы $r'_б$ и малую емкость коллекторного перехода $C_{кп}$. Эти требования являются противоречивыми, и их трудно выполнить в транзисторах с однородным распределением примесей в базе, т. е. в бездрейфовых транзисторах. Например, уменьшение ширины базы W увеличивает предельную частоту f_a , но увеличивает также сопротивление базовой области $r'_б$. Увеличение концентрации примесей в базе для уменьшения $r'_б$ увеличивает емкость коллектора $C_{кп}$ и уменьшает пробивное напряжение коллекторного p - n перехода. Поэтому предельные частоты бездрейфовых транзисторов, как правило, не достигают 100 МГц.

Требование одновременного уменьшения W , $r'_б$ и $C_{кп}$ при обеспечении достаточно высоких пробивных напряжений коллекторного перехода может быть более полно удовлетворено в транзисторе, имеющем неравномерное распределение примесей в базе (рис. 1.2). По характеру движения носителей в базе такой транзистор получил название дрейфового.

В области базы такого транзистора концентрация примесей велика у эмиттера и уменьшается у коллектора. Такое распределение примесей достигается путем диффузии примесей в полупроводник (см. гл. 2). Базовая область такого транзистора может быть сделана очень узкой за счет хорошей контролируемости процесса диффузии примесей (см. § 2.2). Малая ширина базовой области обеспечивает малое время пролета носителей и высокие предельные частоты дрейфового транзистора (до 1000 МГц и более в германиевых транзисторах). В то же время сопротивление базы оказывается сравнительно малым и определяется сопротивлением низкоомной области базы, расположенной вблизи эмиттера, где концентрация примесей велика (порядка 10^{17} см^{-3}). Так как концентрация примесей в базе у коллектора очень мала, емкость коллекторного перехода на единицу площади перехода оказывается малой, а пробивное напряжение коллекторного перехода большим.

По принципу действия дрейфовый и бездрейфовый транзисторы одинаковы. Различие между ними заключается лишь в различии механизма переноса носителей через базовую область. В дрейфовом транзисторе ско-

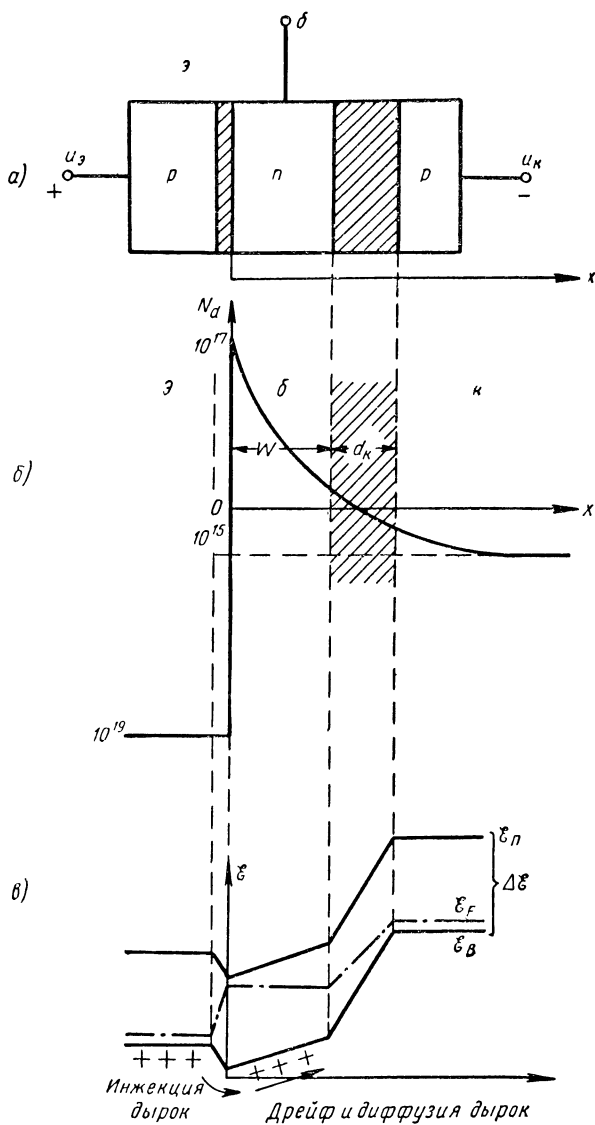


Рис. 1.2. Одномерная модель дрейфового транзистора:

a — структура p - n переходов; b — распределение примесей; $в$ — энергетическая диаграмма p - n переходов.

рость носителей увеличивается за счет дрейфового поля, и это приводит к различиям в численных значениях параметров двух типов транзисторов.

Образование электрического поля в базовой области транзистора с неравномерным распределением примесей можно объяснить следующим образом. Концентрация атомов донорной примеси в базе (для p - n - p транзистора) велика у эмиттера и мала у коллектора. Так же меняется и концентрация свободных электронов, определяемая концентрацией примесей, поскольку свободные электроны создаются за счет ионизации атомов донорной примеси. В базе происходит диффузионное перераспределение свободных электронов и образование электрического поля. Этот процесс аналогичен созданию потенциального барьера в p - n переходе.

За счет диффузии часть свободных электронов от эмиттера уходит к той части области базы, которая расположена у коллекторного p - n перехода. Это перемещение создает избыточный положительный заряд ионов у эмиттерного перехода и избыточный отрицательный заряд электронов у коллекторного перехода. Таким образом создаются электрическое поле и наклон энергетических зон в базовой области (рис. 1.2).

Электрическое поле в базе, как следует из изложенного, направлено от эмиттера к коллектору и, следовательно, способствует движению дырок в этом направлении. Поэтому дрейфовое поле существенно увеличивает скорость движения дырок в базе, уменьшает время пролета дырок и улучшает частотные свойства транзистора. Следовательно, дрейфовое поле в базе создается аналогично потенциальному барьеру в p - n переходе за счет диффузионного перераспределения носителей. Это поле не зависит от приложенных к электродам напряжений и определяется только распределением концентрации примесей в базовой области.

Дрейфовый транзистор предложен Кремером в 1953 г. [1]. Теория дрейфового транзистора была разработана Кремером в 1954 г. [2] для транзистора с большим перепадом концентраций примеси в базе (10^{18} — $2,5 \cdot 10^{13}$), для которого им было принято предположение, что носители переносятся в базе только за счет дрейфа (чисто дрейфовый транзистор). Теория такого транзистора рассмотрена в работах [1, 2, 18—21].

В 1956 г. были опубликованы первые работы по изготовлению транзисторов с диффузионными p - n переходами [3, 4] из низкоомного полупроводника. Особенностью этих транзисторов является то, что перепад концентраций примесей в области базы здесь значительно меньше (10^{17} — 10^{15} атом/см³), чем в прежних транзисторах, влияние дрейфового поля проявляется более слабо, и наряду с дрейфовым механизмом движения носителей в таком транзисторе оказывается существенным механизм диффузии носителей. За счет больших концентраций примесей в базе такого транзистора скорость движения носителей оказывается уменьшенной из-за сильного рассеяния носителей на примесях [23].

Теория дрейфового транзистора, изготавливаемого из низкоомного полупроводника, рассмотрена в работах [23, 25, 26, 31].

В настоящее время разработано большое количество технологических методов изготовления дрейфовых транзисторов [1—10]. Все они различаются в основном методом изготовления переходов и конструкцией. Технологии изготовления и конструкции дрейфовых транзисторов кратко описаны в гл. 2.

Закон распределения примесей в базовой области у различных по конструкции и методам изготовления типов дрейфовых транзисторов практически одинаков, поэтому происходящие в них процессы и теоретические соотношения, их описывающие, также одинаковы.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ДРЕЙФОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

2.1. ДИФФУЗИЯ ПРИМЕСЕЙ В ТВЕРДЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК

Диффузией атомов или молекул называется процесс их переноса, происходящий в результате хаотического теплового движения. Диффузия имеет место во всех агрегатных состояниях вещества, но скорость ее сильно зависит от агрегатного состояния.

При неравномерном распределении и наличии градиента концентрации вещества создается направленное диффузионное движение, стремящееся выравнять концентрацию во всем объеме. В этом случае движение частиц носит хаотический характер, но будет существовать некоторая направленная составляющая скорости движения в сторону уменьшения концентрации. На практике чаще всего рассматривается диффузия примесей в одном направлении.

Математически процесс диффузии в твердом теле в одномерном приближении описывается двумя дифференциальными уравнениями, называемыми законами Фика [30]:

$$M = -D \frac{\partial N}{\partial x} \quad (1\text{-й закон Фика}), \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} \quad (2\text{-й закон Фика}), \quad (2.2)$$

где N — концентрация атомов диффундирующего вещества, *атом/см³*.

Согласно первому закону Фика число атомов вещества M , проходящих в результате направленной диффузии через единичное сечение в одну секунду, пропорционально градиенту концентрации в направлении диффузии. Коэффициент пропорциональности D носит название коэффициента диффузии. Он равен числу атомов вещества, диффундирующих за одну секунду через единичную площадку при единичном градиенте концентрации. Знак минус показывает, что поток диффундирующих атомов направлен в сторону уменьшения концентрации примесей. Коэффициент диффузии D зависит от температуры, определяет скорость диффузии атомов данного вещества и имеет размерность $см^2/сек$.

Второй закон Фика связывает изменение концентрации во времени с изменением распределения концентрации вдоль направления диффузии.

Для случая одномерной диффузии в любой момент времени функция $N(x, t)$ может быть найдена путем решения уравнения (2.2) [30]. Практический интерес для расчета режимов диффузии примесей в полупроводник имеет решение уравнения (2.2) для двух частных случаев.

1. *Случай постоянного числа атомов диффундирующей примеси* $Q = \text{const}$ (случай постоянного источника). Если общее количество диффундирующих атомов остается постоянным на единицу поверхности,

$$Q = \int_0^{\infty} N(x) dx = \text{const},$$

то решение уравнения (2.2) имеет вид

$$N(x) = Q(\pi Dt)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right), \quad (2.3)$$

где $Q(\pi Dt)^{-\frac{1}{2}}$ — объемная концентрация примеси у поверхности полупроводника.

Из формулы видно, что в случае $Q = \text{const}$ концентрация примеси у поверхности с течением времени уменьшается за счет перехода атомов примеси в глубь

кристалла. Распределение концентрации примеси при диффузии с поверхности в случае постоянства Q приводится на рис. 2.1.

2. *Случай постоянной поверхностной концентрации.* Если концентрация примеси на поверхности полупроводника поддерживается постоянной, то решение уравнения (2.2) имеет вид

$$N(x) = N_0 \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{2} (Dt)^{1/2} \right] = \\ = N_0 \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[\frac{x}{2} (Dt)^{1/2} \right] \right\}. \quad (2.4)$$

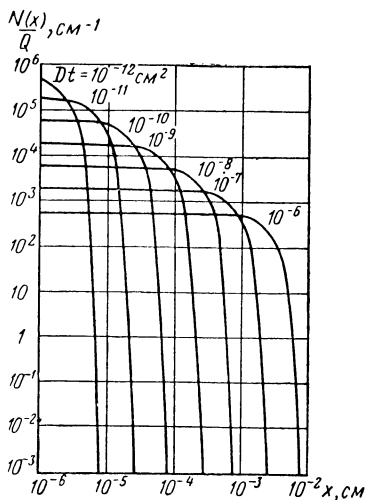


Рис. 2.1. Распределение примесей в полупроводнике при диффузии в случае постоянства количества диффундирующих атомов.

Здесь N_0 — объемная концентрация примеси у поверхности полупроводника,

$$\operatorname{erfc} y = 1 - \operatorname{erf} y,$$

$$\operatorname{erf} y = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-z^2} dz$$

— функция ошибок Гаусса.

Распределение диффундирующих примесей в случае постоянной поверхностной концентрации приводится на рис. 2.2. Коэффициент диффузии примесей в полупроводнике экспоненциально растет с ростом температуры. Эта зависимость для некоторых примесей в германии и кремнии приводится на рис. 2.3 и 2.4. Как видно из этих рисунков, величина D донорных примесей в германии значительно больше этой величины для акцепторных примесей, т. е. донорные примеси диффундируют намного быстрее, чем акцепторные; для кремния имеет место обратное положение.

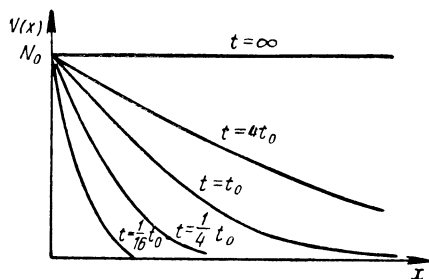


Рис. 2.2. Распределение примесей в полупроводнике при диффузии в случае постоянной поверхностной концентрации.

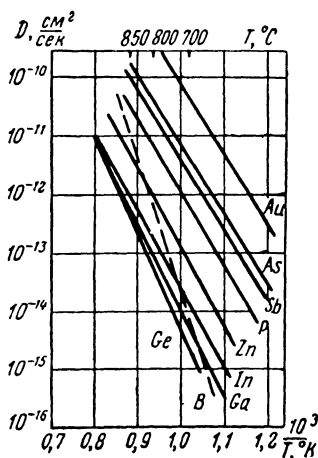


Рис. 2.3. Температурная зависимость коэффициента диффузии различных примесей в германии.

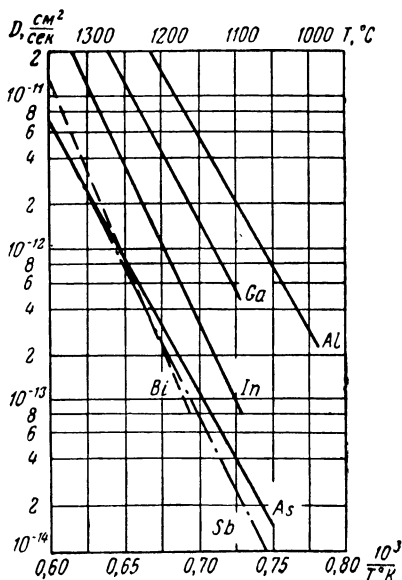


Рис. 2.4. Температурная зависимость коэффициента диффузии примесей в кремнии.

Поверхностная концентрация примеси определяется в основном растворимостью примеси в полупроводнике при данной температуре. Предельная растворимость также зависит от температуры, но эта зависимость является менее резкой, чем температурная зависимость коэффициента диффузии D . Предельная растворимость наиболее широко

применяемых примесей в германии и кремнии приводится в табл. 1.

Таблица 1

Предельная растворимость примесей в германии и кремнии, атом/см³

Примесь	Кремний при температуре 1200° С	Германий при температуре 800° С
Al	$10^{16}—10^{17}$	10^{21}
Ga	$10^{19}—10^{20}$	$5 \cdot 10^{20}$
In	$5 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{20}$
As	10^{20}	10^{20}
Sb	$5 \cdot 10^{18}$	10^{19}

2.2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ *p-n* ПЕРЕХОДОВ МЕТОДОМ ДИФфуЗИИ ПРИМЕСЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИК

Разброс глубины проплавления полупроводника при изготовлении сплавных транзисторов составляет несколько микрон. Поэтому при изготовлении сплавных транзисторов нельзя получить узкие базовые слои, обеспечивая при этом необходимую воспроизводимость параметров транзисторов. Часть образцов получается со слишком широкими базовыми слоями, у некоторых образцов базовая область проплавляется насквозь, т. е. они становятся непригодными.

Диффузия — процесс значительно более медленный, чем сплавление. Поэтому при правильном выборе температуры и времени диффузии могут быть получены тонкие слои нужного типа проводимости, а следовательно, тонкие базовые слои. Чтобы обеспечить однородность параметров транзисторов, изготавливаемых методом диффузии, необходимо очень точно поддерживать постоянство температуры диффузии, иначе коэффициент диффузии D и скорость диффузии будут меняться и процесс диффузии будет плохо воспроизводимым.

Рассмотрим процесс изготовления *p-n* переходов и базовых слоев транзистора методом диффузии примесей в полупроводник. Если на поверхности кристалла полупроводника, помещенного в вакуум или очищенный водород, создать источник нужной примеси (в виде напыленной пленки, паров или кусочка сплава) и повысить температуру кристалла, то примеси будут диффундиро-

вать в глубь кристалла. Распределение концентрации примесных атомов, диффундирующих в кристалл (см. рис. 2.1 и 2.2) определяется уравнениями (2.3) и (2.4). При этом возможны два случая распределения примесей после диффузии в зависимости от того, одинаковы или различны по типу создаваемой проводимости диффундирующая примесь и примесь в исходном кристал-

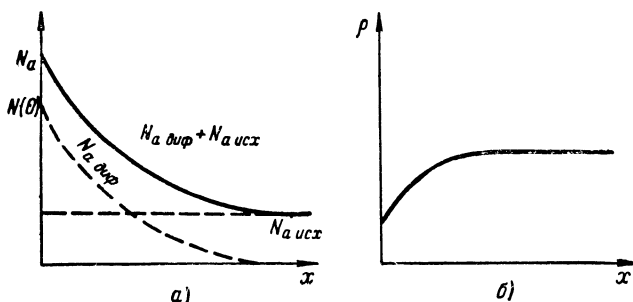


Рис. 2.5. Диффузия акцепторных примесей в полупроводник p -типа:

a — распределение примесей; b — распределение удельного сопротивления.

ле. Рассмотрим эти случаи на примере диффузии примесей в полупроводник p -типа.

1. *Диффузия акцепторной примеси в полупроводник p -типа.* Распределение диффундируемой примеси в случае $N_0 = \text{const}$ (рис. 2.5) определяется уравнением (2.4). При этом суммарная концентрация диффундирующих атомов-акцепторов и атомов-акцепторов исходного полупроводника $N_{a_{диф}} + N_{a_{исх}}$ (сплошная линия на рис. 2.5, a), определяющих проводимость в поверхностном слое, превосходит концентрацию исходного полупроводника (рис. 2.5, b), что увеличивает проводимость поверхностного слоя полупроводника, т. е. уменьшает его удельное сопротивление

$$\rho = \frac{1}{q (N_{a_{исх}} + N_{a_{диф}}) \mu_p}.$$

2. *Диффузия донорной примеси в полупроводник p -типа.* Распределение примесей в этом случае будет таким, как показано на рис. 2.6. Вблизи поверхности полупроводника (при $x < x_0$) концентрация доноров больше

концентрации акцепторов. Поверхностный слой приобретает электронную проводимость, изменяет (инвертирует) тип проводимости. В случае диффузии донорной примеси в p -полупроводник тип и величина проводимости определяются разностью концентраций донорных и акцепторных примесей $N_d - N_a$. Зависимость $N_d - N_a$ от координаты x на рис. 2.6 показана сплошной линией. В некоторой точке x_0 , где $N_d = N_{диск}$, знак

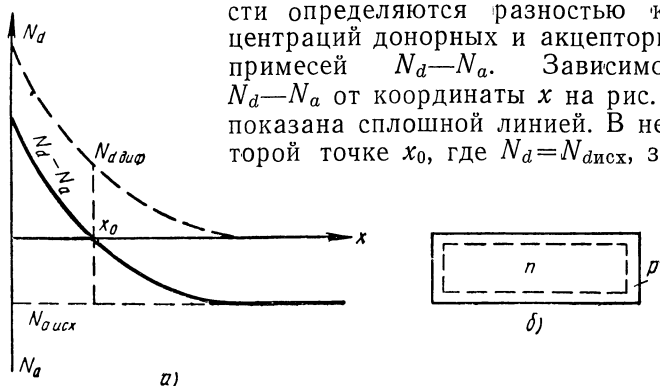


Рис. 2.6. Образование p - n перехода при диффузии донорных примесей в полупроводник p -типа:

a — распределение примесей; b — расположение областей проводимости в пластинке полупроводника.

проводимости изменяется, т. е. в результате диффузии донорной примеси в полупроводник p -типа образуется p - n переход.

Координата центра перехода x_0 может быть найдена в результате решения уравнений (2.3) и (2.4) относительно x и подстановкой вместо $N(x)$ значения исходной концентрации, так как $N(x) = N_{исх}$ для $x = x_0$. При этом для случая постоянного источника, решая уравнение (2.3), получаем

$$x_0 = 2 (Dt)^{1/2} \left\{ \ln \left[\frac{Q}{N_{исх}} (\pi Dt)^{-1/2} \right] \right\}^{1/2}. \quad (2.5)$$

Для случая постоянной поверхностной концентрации при условии $N_{d0} \gg N_{исх}$ из уравнения (2.4) получим

$$x_0 \approx 2 (Dt)^{1/2} \left[\ln \frac{N_{d0}}{N_{исх}} \right]^{1/2}. \quad (2.6)$$

Как следует из уравнений (2.5) и (2.6), условием образования p - n перехода является $N_{d0} > N_{исх}$, т. е. для

образования перехода необходимо, чтобы поверхностная концентрация диффундирующей примеси была больше концентрации примесей исходного кристалла. Если исходный кристалл p -типа использовать как коллекторный слой, а инвертированный слой полупроводника n -типа как слой базы транзистора, то за счет хорошей воспроизводимости процесса диффузии можно получить очень тонкие базовые слои. При этом для изготовления структуры двойного перехода (структуры p - n - p типа) необходимо изготовить еще один (эмиттерный) p - n переход.

Транзистор, у которого p - n переход база — коллектор создается путем диффузии примесей, по характеру переноса носителей является дрейфовым, так как концентрация примесей в базе у такого транзистора убывает к коллектору. Существует несколько методов изготовления эмиттерного перехода такого транзистора. В зависимости от этого различают ряд технологических методов изготовления дрейфовых транзисторов, которые кратко рассматриваются в следующем параграфе.

При изготовлении дрейфовых транзисторов часто применяется двойная диффузия примесей в полупроводник, т. е. проведение диффузии как донорной, так и акцепторной в исходный полупроводник. Проводя последовательно диффузию примесей двух типов в p -полупроводник, можно получить структуру двойного перехода (переход p - n - p типа), которая может быть использована для изготовления транзистора. Однако изготовление двойных переходов практически осуществляется не последовательной диффузией, а одновременной диффузией донорной и акцепторной примесей. Так как эти примеси значительно отличаются по предельной растворимости и коэффициенту диффузии, то при правильном выборе материалов диффундирующих примесей в результате одновременного процесса диффузии двух примесей происходит образование двойного перехода.

Например, если в кварцевую ампулу поместить пластинку германия p -типа и кусочки донорной и акцепторной примесей и нагреть амплитуду до высокой температуры (700 — 800°C), то будет происходить испарение примесей и их одновременная диффузия в кристалл германия p -типа. Так как для акцепторных примесей в германии предельная растворимость больше, а коэф-

коэффициент диффузии меньше, чем для донорных примесей (см. табл. 1 и рис. 2.3), то распределение примесей в результате диффузии будет соответствовать распределению, показанному на рис. 2.7. Как видно из этого рисунка, в результате двойной диффузии образуется два p - n перехода, которые разделяют три области проводимости полупроводника:

I — область дырочной проводимости с большой концентрацией примесей, которая используется как эмиттер транзистора. Эта область образуется за счет более высоких предельных растворимостей донорных примесей;

II — область электронной проводимости шириной W , которая используется в качестве базы транзистора. Эта область образуется за счет диффузии донорных примесей, диффундирующих быстрее, чем акцепторные примеси, и создающих более широкий диффузионный слой;

III — исходная область полупроводника p -типа, которая используется как коллекторная область транзистора.

Получающуюся при двойной диффузии структуру с двумя p - n переходами (p - n - p структуру) можно использовать для изготовления транзисторов после присоединения выводов к этим областям.

Аналогично можно изготавливать n - p - n структуру из кремния путем одновременной диффузии донорной и акцепторной примесей в кремний n -типа. При этом ис-

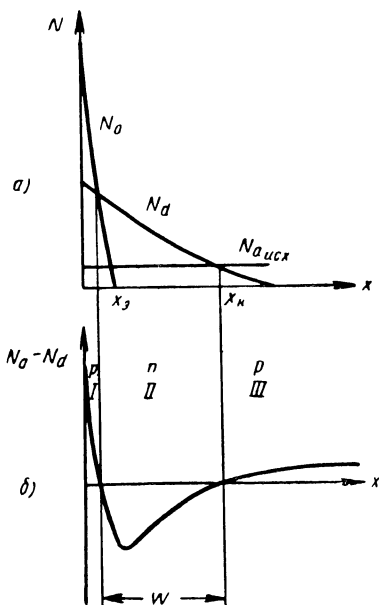


Рис. 2.7. Образование p - n - p перехода при одновременной диффузии донорных и акцепторных примесей в германий p -типа:

a — распределение концентрации исходной примеси и диффундирующих примесей; *б* — распределение избыточных примесей $N_d - N_a$.

пользуется тот факт, что предельная растворимость в кремнии больше для донорных примесей, а коэффициент диффузии больше у акцепторных примесей (см. табл. 1 и рис. 2.4).

2.3. МЕТОДЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ДРЕЙФОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ [5]

Триод p - n - i - p типа [22]. В гл. 1 было указано, что требования одновременного уменьшения $C_{кп}$, $r'_б$ и W являются трудно выполнимыми в транзисторах с равномерным распределением примесей.

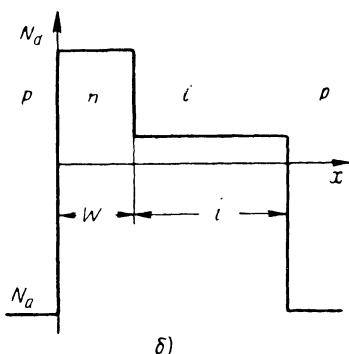
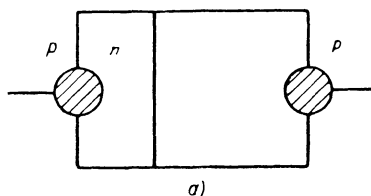


Рис. 2.8. Транзистор p - n - i - p типа: а — распределение областей проводимости; б — распределение концентрации примесей.

Первым типом транзистора, в котором было использовано распределение примесей, отличающиеся от представленного на рис. 1.1, был транзистор p - n - i - p типа [22]. Транзистор p - n - i - p типа, распределение примесей в котором представлено на рис. 2.8, является промежуточным между транзистором с равномерным распределением примесей (рис. 1.1) и дрейфовым транзистором. В транзисторе p - n - i - p типа между низкоомным слоем базы и областью коллектора расположен i -слой, обладающий проводимостью, близкой к собственной

(i —intrinsic — внутренний, собственный). Ширина i -слоя значительно больше ширины низкоомного базового слоя. В таком триоде сопротивление базы мало, так как область базы имеет высокую удельную проводимость. Это позволяет уменьшить ширину базового слоя без значительного увеличения сопротивления базы. Малое удельное сопротивление области базы не приводит к увеличению емкости коллекторного перехода, так как эта

емкость определяется шириной и проводимостью i -слоя и очень мала (менее 1 пф).

Так как i -слой имеет высокое удельное сопротивление, то при рабочих напряжениях на коллекторе p - n переход распространяется на всю область i -слоя и доходит до низкоомной n -области. Дырки через i -область двигаются в сильном электрическом поле с большой скоростью [22, 17], поэтому время переноса носителей определяется временем их движения через низкоомный n -слой. Так как этот слой имеет равномерное распределение примеси, то электрическое поле в нем отсутствует и носители перемещаются за счет диффузии. Таким образом, p - n - i - p транзистор с равномерным распределением примесей в n -области можно рассматривать как бездрейфовый транзистор с широким коллекторным переходом.

Триод p - n - i - p типа с равномерным распределением примесей изготовить трудно, поэтому он не нашел практического применения. Более удобным для практического изготовления базового слоя оказалось введение примесей в высокоомный германий методом диффузии, при котором низкоомная область базы имеет неравномерное распределение примесей. При этом в базовой области образуется электрическое поле и триод становится дрейфовым.

Дрейфовый транзистор с широким коллекторным переходом [1, 2, 10, 18] (транзистор p - n - i - p типа с неравномерным распределением примесей в базе). Это первый тип дрейфового транзистора, предложенный Кремером.

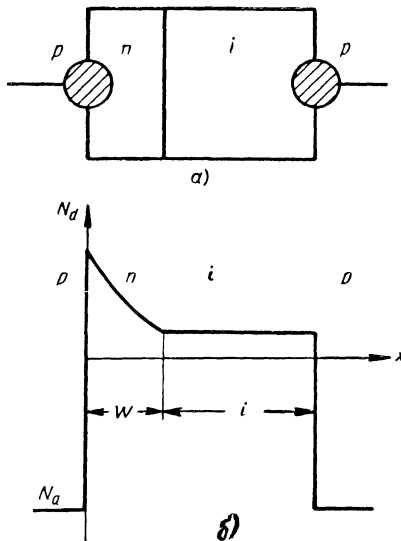


Рис. 2.9. Устройство дрейфового транзистора с широким коллекторным переходом:

a — распределение областей проводимости; b — распределение концентрации примесей.

Конструкция такого транзистора и распределение примесей в нем приводятся на рис. 2.9. По структуре проводимостей этот триод является триодом $p-n-i-p$ типа и отличается от предыдущего типа только неравномерным распределением примесей в базе. Такой транзистор изготавливается следующим образом. Исходная пластинка высокоомного германия обладает проводимостью, близкой к собственной проводимости. Путем диффузии образуется слой n -полупроводника с неравномерным распределением примеси, который используется в качестве слоя базы.

Слой эмиттера и коллектора создаются путем вплавления шариков индия. Такой транзистор имеет в основном дрейфовое движение носителей в базовой области. Область i -проводимости при достаточно высоких напряжениях полностью перекрывается $p-n$ переходом база—коллектор. Движение носителей в i -области происходит со значительно большей скоростью, чем в области базы, за счет ускоряющего поля коллекторного перехода. Поэтому, хотя эта область имеет большую ширину, чем область базы, частотные свойства транзистора обычно определяются временем переноса носителей через базовую область.

Транзистор имеет следующие важные достоинства:

- 1) достаточно высокие пробивные напряжения эмиттерного перехода (несколько вольт) и очень высокие пробивные напряжения коллекторного перехода (порядка 100 в);
- 2) малые емкости коллекторного перехода на единицу площади, что объясняется большой шириной слоя, обедненного носителями.

Здесь рассмотрен транзистор с широким коллекторным переходом со сплавными $p-n$ переходами коллектора и эмиттера. Транзисторы с широким коллекторным переходом могут иметь диффузионные $p-n$ переходы. Эти типы транзисторов рассмотрены ниже.

Германиевый диффузионно-базовый транзистор [3] (рис. 2.10). Германиевый диффузионно-базовый триод изготавливается следующим образом. Исходный германий p -типа с удельным сопротивлением 0,5—1,0 ом·см разрезается на пластинки, которые очищаются путем травления и промываются. Затем пластинки помещаются в вакуумную печь, производится диффузия донор-

ной примеси (мышьяк) из паровой фазы и создается тонкая базовая область, обладающая проводимостью n -типа.

Для образования эмиттера на пластинку через маскирующую оправу напыляется очень тонкая (около $0,1 \text{ мк}$) пленка алюминия размером $25 \times 50 \text{ мк}$. Затем в атмосфере водорода вплавляют алюминий и образуется сплавной эмиттерный переход. Пленку алюминия необходимо делать очень тонкой и строго выдерживать режим сплавления, чтобы глубина вплавления эмиттера была значительно меньше ширины базового слоя.

Аналогичным образом напыляется пленка сплава сурьма-золото размером $25 \times 50 \text{ мк}$ на расстоянии $12\text{—}25 \text{ мк}$ от эмиттерной пленки.

Эта пленка вплавляется в базовый слой одновременно со сплавлением эмиттера и образует невыпрямляющий базовый контакт. Исходная пластинка германия p -типа образует область коллектора транзистора. На образец затем наносится капля воска диаметром $0,15\text{—}0,2 \text{ мм}$ так, чтобы воск покрывал электроды эмиттера и базы. Для уменьшения площади n -слоя и коллекторного перехода с части поверхности кристалла, не покрытой воском, путем травления удаляется n -слой. Вывод коллектора осуществляется путем приплавления пластинки к кристаллодержателю с помощью индия. После изготовления $p\text{-}n$ переходов образец промывают и высушивают. Затем изготавливаются выводы транзистора и транзистор монтируется в корпус.

Транзисторы, изготавливаемые двойной диффузией примесей [4]. Как было указано выше, за счет различных значений коэффициентов диффузии и предельных растворимостей примесей возможно образование структур $n\text{-}p\text{-}n$ (в кремнии) и структур $p\text{-}n\text{-}p$ (в германии) при одновременной диффузии n - и p -примесей (см. рис. 2.7). При этом важно правильно выбрать источник примеси, температуру и время диффузии. Этим методом можно

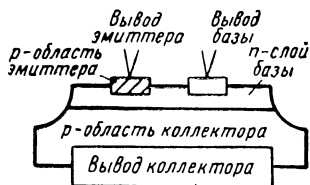


Рис. 2.10. Схематическое устройство диффузионно-базового транзистора.

получить очень узкие базовые слои, что обусловлено хорошей воспроизводимостью процесса диффузии, т. е. тем фактом, что все p - n переходы здесь создаются без применения сплавления.

При изготовлении таких транзисторов бывает трудно получить омические контакты с областями эмиттера и базы. Базовый контакт может быть припаян после шлифования образца под косым углом (базовый

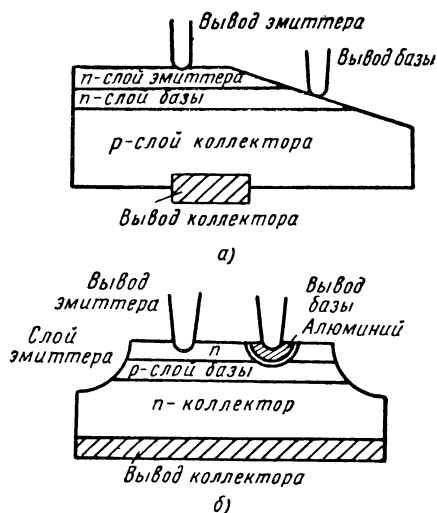


Рис. 2.11. Схематическое устройство дрейфового транзистора, изготовленного методом двойной диффузии примесей:

а — вывод базы припаян к косому шлифу образца с p - n переходами (германиевый транзистор); б — вывод базы изготовлен путем проплавания эмиттерной области n -типа (кремниевый транзистор).

слой при этом расширяется, рис. 2.11,а). Другим методом изготовления базового вывода, применимым к кремниевому триоду, является припавление алюминиевой проволоочки к p -области сквозь n -слой эмиттера. При этом алюминий создает с областями эмиттера и коллектора p - n переходы. Омический контакт с коллекторной областью изготавливается припавлением пластинки к держателю с помощью сплава, имеющего примеси золота и сурьмы (рис. 2-11,б).

Транзисторы, изготавливаемые методом сплавления-диффузии [9, 6, 8, 42]. Транзисторы, изготавливаемые методом двойной диффузии, и диффузионно-базовые транзисторы имеют узкие базовые слои и высокие предельные частоты. Однако в их изготовлении имеются существенные технологические трудности, ограничивающие практические возможности их массового производства.

В диффузионно-базовом триоде сложным является процесс сплавления эмиттера, требующий строгого контроля глубины сплавления и напыления тонких пленок. Высокая точность размеров базы, полученная путем диффузии, теряется, если процесс сплавления эмиттера недостаточно точно контролируется.

В транзисторе, изготавливаемом методом двойной диффузии, очень сложным является присоединение омических выводов к тонким слоям эмиттера и базы. Метод сплавления-диффузии не имеет этих недостатков. Он является более простым, чем методы, рассмотренные выше, и обеспечивает хорошие частотные свойства транзистора.

Технология изготовления дрейфовых транзисторов методом сплавления-диффузии отработана достаточно хорошо (транзисторы П401, П402, П403, П410, П411, П415, П416).

Рассмотрим для примера технологию изготовления и конструкцию отечественных дрейфовых транзисторов типов П401—П403. В пластинке исходного германия *p*-типа ($\rho = 0,8 \div 1 \text{ ом} \cdot \text{см}$) делаются углубления (лунки). Путем диффузии сурьмы из паровой фазы на поверхности пластинки германия создается соединительный *n*-слой толщиной около 20 мк. Пластика покрывается воском, затем воск снимается с ее поверхности и остается только в лунках. После этого производится травление, в результате которого *n*-слой германия травливается с части поверхности, не покрытой воском, и сохраняется в лунках. В каждую лунку кладут два кусочка сплавов, необходимых для образования *p-n* переходов (рис. 2.12).

Кристалл с кусочками этих сплавов помещается в водородную печь и подвергается термообработке. При этом сначала происходит расплавление сплава, растворение германия и проникновение жидкого фронта в кри-

сталл. Затем устанавливается равновесие, граница жидкий сплав — твердый германий становится неподвижной и происходит проникновение примесей из жидкого сплава в твердый германий за счет диффузии.

Первый, эмиттерный, сплав содержит как донорные, так и акцепторные примеси (состав сплава: In — 88%, Ga — 1,5%, Sb — 3,5%, Au — 7%). Так как донорные

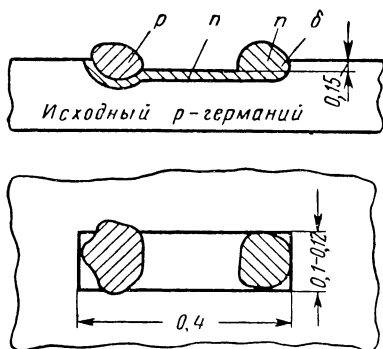


Рис. 2.12. Структура переходов диффузионно-сплавного триода.

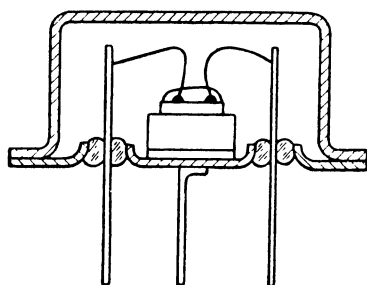


Рис. 2.13. Устройство транзистора типов П401-П403.

примеси диффундируют быстрее и проникают глубже в твердый германий, а акцепторные примеси диффундируют медленнее, но обладают большей растворимостью в германии, распределение примесей у границы сплав — твердый германий под эмиттерной каплей будет таким, как показано на рис. 2.7, т. е. в процессе сплавления-диффузии образуются два $p-n$ перехода.

Жидкая капля после затвердевания образует эмиттерную p -область с очень большой концентрацией примесей (около 10^{19} $1/\text{см}^3$). Слой германия n -типа, образованный диффузией доноров из капли, имеет малую ширину (несколько микрон). Этот слой создает область базы и соединяется со слоем, нанесенным в лунке и служащим для вывода базы. Кристалл исходного p -германия образует коллекторную область.

Вторая, базовая, капля (состав сплава: Pb — 95%, Sb — 5%) служит для создания вывода базы. При сплавлении происходит диффузия доноров из этой капли, которая приводит к образованию диффузионного

p-n перехода между каплей и *p*-германием кристалла в случае проплавления этой каплей *n*-слоя в лунке. Вывод коллектора припаян к корпусу. Устройство готовых триодов показано на рис. 2.13.

Дрейфовые транзисторы *p-n-i-p* типа с диффузионными *p-n* переходами [5, 9, 25]. Недостатком рассмотренных выше дрейфовых транзисторов с широким коллекторным переходом является применение метода сплавления для изготовления эмиттерного *p-n* перехода. При этом слой низкоомной базы оказывается плохо воспроизводимым. Он оказывается слишком широким или проплавляется эмиттерной каплей. Поэтому уже в первых работах по разработке дрейфовых транзисторов с диффузионными *p-n* переходами [3] было высказано предположение, что можно выпускать дрейфовые *p-n-i-p* транзисторы с диффузионными *p-n* переходами.

Такие транзисторы обладают одновременно высоким пробивным напряжением коллекторного перехода, малой емкостью коллекторного перехода, высокой предельной частотой (порядка 100 МГц), малым сопротивлением базы и большой рассеиваемой мощностью. Поэтому они представляются перспективными.

Рассмотрим применение технологии диффузии-сплавления для изготовления германиевых транзисторов типа *p-n-i-p* [5, 61]. В качестве исходного материала берется германий *p*-типа с удельным сопротивлением $\rho = 20\text{—}35 \text{ ом} \cdot \text{см}$. Германий *p*-типа выбирается из-за меньшего влияния термообработки на его проводимость. На пластинке исходного германия толщиной 150—200 мк производится нарезка лунок размерами $150 \times 80 \times 60 \text{ мк}$ и создается соединительный *n*-слой в лунке толщиной около 10 мк. Нарезка лунок и изготовление соединительного слоя производится по описанной выше технологии *p-n-p* диффузионно-сплавных транзисторов типа П401—П403.

Термообработка, проводимая при температуре 800°С в течение 1 часа для создания высокоомного *i*-слоя, увеличивает проводимость исходного германия *p*-типа за счет образования термоакцепторов. Для возвращения пластинке исходного сопротивления на нее напыляется золотая пленка толщиной около 1 мк со стороны, противоположной лункам, и производится термообработка, в результате которой термоакцепторы (примеси меди)

диффундируют из пластинки и растворяются в пленке золота. Пластика германия (за исключением тонкого соединительного n -слоя) после термообработки снова обладает высоким удельным сопротивлением.

После этого производится процесс диффузии-сплав-ления, при котором происходит проплавление капель

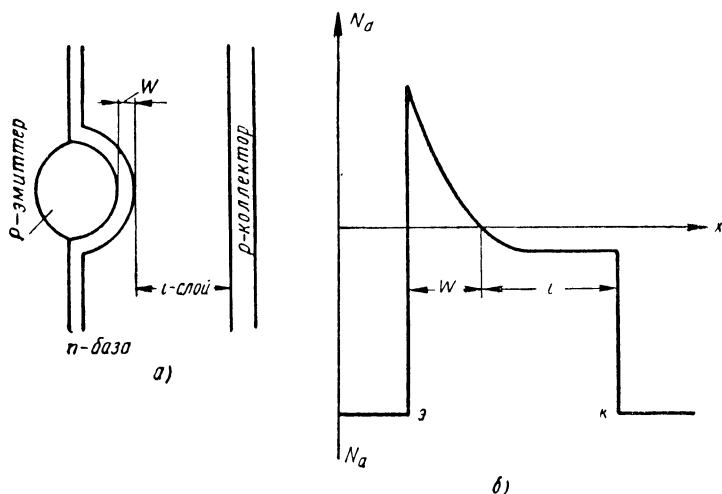


Рис. 2.14. Диффузионно-сплавной транзистор с широким коллекторным переходом:

a — области проводимости; b — распределение концентрации примесей.

эмиттерного сплава (In, Ga, Sb) соединительного слоя, диффузия n -примесей в i -слой и образование узкой области германия n -типа с низким удельным сопротивлением шириной W . При затвердевании капли создается эмиттерный p - n переход. Так как процесс диффузии является хорошо контролируемым, ширина базы W очень мала и хорошо воспроизводится. Влияние термообработки в процессе диффузии-сплавания на удельное сопротивление исходного германия является незначительным. Это подтверждается специальными опытами обработки исходных пластинок в том же режиме.

Вывод базы создается путем приплавления капли Pb, Sb к соединительному слою, аналогично случаю изготовления *p-n-p* диффузионно-сплавного транзистора.

После изготовления эмиттерного перехода и базового контакта пластинка разрезается на маленькие кристаллики, каждый из которых является исходным для изготовления транзистора. Коллекторный *p-n* переход изготавливается в процессе приплавления кристалла к кристаллодержателю с помощью индия.

Распределение избыточных примесей в готовом триоде приводится на рис. 2.14,б.

Технология изготовления диффузионно-сплавных *p-n-i-p* транзисторов предложена в работах [5] и [9].

Транзисторы типа «меза». Одним из транзисторов с дрейфовым движением носителей в базе является транзистор конструкции «меза». Устройство транзистора типа «меза» показано на рис. 2.15. Основной частью конструкции транзистора является выступ или стол (по испански *mesa*), образующий активную область транзистора. Меза-транзисторы предназначены для работы в усилителях СВЧ и в быстродействующих переключателях. Могут изготавливаться германиевые и кремниевые меза-транзисторы.

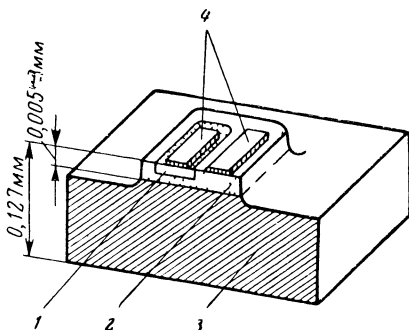


Рис. 2.15. Устройство меза-транзистора:

1 — эмиттер; 2 — базовый *n*-слой; 3 — коллектор (исходный полупроводник $p \approx 1 \text{ ом} \cdot \text{см}$); 4 — контакты эмиттера и базы.

Рассмотрим для примера процесс изготовления германиевого меза-транзистора. Вначале изготавливается исходный кристалл германия *p*-типа, образующий после изготовления транзистора коллекторную область. Путем диффузии сурьмы из паровой фазы (650°C , 1 час) создается базовый слой германия *n*-типа. После этого изготавливаются контакты эмиттера и базы и эмиттерный *p-n* переход путем одновременного процесса напыления и сплавления (рис. 2.16). Таким образом, создание *p-n* переходов происходит за счет операций, которые про-

изводятся одновременно для большого числа транзисторов (100—1000), как показано на рис. 2.16. Образование «стола» осуществляется применением техники фотолитографии. Поверхность германия с p - n переходом покрывается светочувствительным лаком. Платформу с p - n переходами, образующую «стол», освещают через маскирующее покрытие. После освещения лак, покрывающий освещенную часть площади, становится нерастворимым в травителе [46]. Затем пластинки разрезаются на элементы, каждый из которых рассчитан на изготовление одного образца триода.

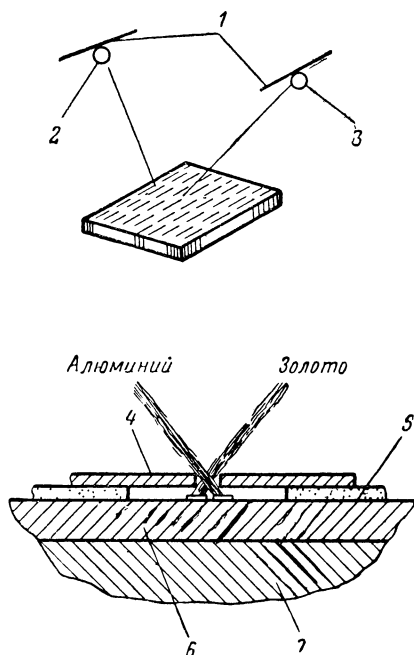


Рис. 2.16. Напыление электродов при изготовлении меза-транзистора:

1 — вольфрамовая нить-подогреватель; 2 — алюминий; 3 — золото; 4 — экран; 5 — прокладка; 6 — германий; 7 — подогреватель.

Каждый такой элемент с p - n переходами приплавляют к основанию корпуса и производят травление образца, при котором образуется «стол». Этим достигается уменьшение емкости и утечек коллекторного перехода за счет уменьшения площади коллекторного перехода. Затем с помощью приварки золотых проволок напыленные электроды базы и эмиттера соединяются с внешними выводами прибора. После этого свариваются крышка и основание корпуса и изготовление прибора заканчивается.

Благодаря применению фотолитографической техники меза-триоды могут иметь очень малые размеры и обладать высокими предельными частотами. Они обеспечивают большие мощности на высоких частотах. Напри-

мер, были изготовлены образцы с рассеиваемой мощностью 200 мвт на частоте 200 Мгц.

Как следует из описания конструкции, меза-транзисторы весьма напоминают диффузионно-базовые транзисторы (рис. 2.10), но технология их изготовления более проста, что упрощает их массовое производство.

Недостатком меза-транзисторов описанной конструкции является большое последовательное сопротивление коллекторной области из-за сравнительно высокого удельного сопротивления материала коллектора. Это

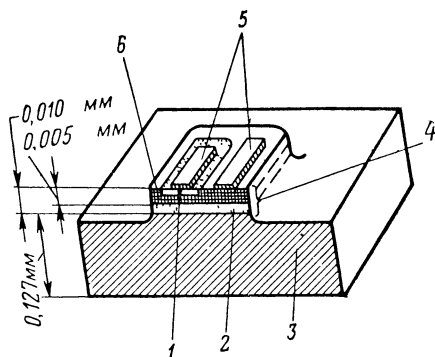


Рис. 2.17. Устройство эпитаксиального меза-транзистора:

1 — эмиттер; 2 — высокоомный слой, полученный эпитаксиальным выращиванием; 3 — коллектор (очень низкоомный полупроводник); 4 — эпитаксиальный слой; 5 — контакты эмиттера и базы; 6 — базовая область, полученная диффузией примесей в эпитаксиальный слой.

приводит к значительному падению напряжения на триоде, увеличению внутренних потерь и ограничению максимальной выходной мощности.

Высокое удельное сопротивление коллекторной области приводит к большому избыточному заряду, накапливаемому при прохождении тока. За счет этого увеличивается время выхода триода из насыщенного состояния и уменьшается скорость переключения.

Удельное сопротивление исходного материала для изготовления меза-транзистора не может быть уменьшено, так как это приводит к уменьшению напряжения пробоя и увеличивает емкость коллектора.

Указанные недостатки обычного меза-транзистора устраняются в так называемом эпитаксиальном меза-транзисторе, устройство которого показано на рис. 2.17.

Структура эпитаксиального меза-транзистора отличается тем, что между низкоомной областью базы и областью коллектора имеется узкая (шириной около 5 мк) область высокоомного полупроводника, которая в рабочем режиме транзистора является областью коллекторного перехода. Удельное сопротивление материала коллекторной области транзистора может быть малым, так как высокоомная область обеспечит при этом малую емкость коллектора и высокое пробивное напряжение.

Эпитаксиальные транзисторы изготавливаются следующим образом. В качестве исходного материала берется низкоомный полупроводник (n -типа для кремниевых, p -типа для германиевых триодов). На поверхности исходного полупроводника создается очень тонкая пленка высокоомного полупроводника (эпитаксиальный слой) [47] порядка 10—20 мк. Эпитаксиальный слой имеет ту же ориентацию кристаллической решетки, что и монокристаллический слой исходного германия, т. е. техника наращивания эпитаксиальных пленок обеспечивает ту же ориентацию кристаллической решетки в пленке, что и в монокристалле исходного германия.

Методом диффузии примесей в этой пленке создается тонкий слой низкоомной базовой области такой толщины, что между базовыми и коллекторными областями остается высокоомный слой, полученный наращиванием эпитаксиального слоя. Затем изготавливаются эмиттерный переход и базовый электрод тем же методом, который используется при изготовлении меза-транзистора.

Благодаря наличию высокоомного слоя между базой и коллектором и применению низкоомного полупроводника коллекторной области увеличивается пробивное напряжение коллекторного перехода, улучшаются частотные свойства триода, так как возможно уменьшение ширины базового слоя без увеличения r'_b и уменьшения пробивного напряжения. При этом улучшаются температурные свойства транзистора и уменьшается сопротивление насыщения коллекторной области за счет уменьшения удельного сопротивления коллекторной области.

Удельное сопротивление исходного материала эпитаксиальных транзисторов равно 0,01—0,002 ом·см, удельное сопротивление эпитаксиального слоя 0,5—10 ом·см в зависимости от требуемых характеристик триода.

Эпитаксиальные транзисторы имеют низкие напряжения насыщения и малые времена переключения. В табл. 2 приводятся сравнительные данные кремниевого меза-транзистора 2N706 и экспериментального меза-транзистора с эпитаксиальным слоем [48].

Таблица 2

Сравнительные данные меза-транзисторов

Параметр	Эпитаксиальный меза-транзистор	Меза-транзистор
$U_{кэ}$ насыщ. (при 10 <i>ма</i> , 25° С)	0,25 <i>в</i>	0,4 <i>в</i>
$U_{кэ}$ насыщ. (при 100 <i>ма</i> , 25° С)	1,2 <i>в</i>	2,2 <i>в</i>
$U_{кэ}$ насыщ. (при 100 <i>ма</i> , 170° С)	1,2 <i>в</i>	4 <i>в</i>
$U_{бэ}$ (при 10 <i>ма</i> , 25° С)	0,8 <i>в</i>	0,85 <i>в</i>
$C_{кп}$	3,5 <i>пф</i>	3,5 <i>пф</i>
f_{α}	300 <i>Мгц</i>	200 <i>Мгц</i>
Время переключения		
при 20 <i>ма</i>	30 <i>нсек</i>	60 <i>нсек</i>
при 100 <i>ма</i>	30 <i>нсек</i>	100 <i>нсек</i>

Метод создания эпитаксиальных пленок может применяться также при изготовлении обычных дрейфовых транзисторов.

2.4. РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ В БАЗЕ И КОЛЛЕКТОРНОМ ПЕРЕХОДЕ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

Для расчета параметров эквивалентной схемы дрейфового транзистора необходимо знать ширину базовой области W , концентрацию примесей в базе у коллекторного перехода N_k и ширину коллекторного перехода при различных напряжениях коллекторного перехода. Эти величины могут быть определены из закона распределения примесей в транзисторе после процесса диффузии [25]. Ниже приводятся численные значения этих величин для отечественных триодов, изготавливаемых методом сплавления-диффузии.

Ширину базовой области, создаваемой при двойной диффузии примесей, можно определить как разность координат коллекторного и эмиттерного переходов (см. рис. 2.7):

$$W = x_k - x_{\text{э}}. \quad (2.7)$$

Расстояние x_K и x_3 могут быть определены по формулам диффузии (2.3) и (2.4). Начальные концентрации N_{d0} и N_{a0} для диффузии из сплава представляют собой объемные концентрации примесей в твердом полупроводнике на границе с жидким расплавом и зависят от состава диффундирующего сплава, предельной растворимости диффундирующих примесей и коэффициента сегрегации, т. е. отношения концентрации примесей в жидком сплаве и твердом полупроводнике на границе расплава.

Проведенный в [25] приближенный расчет для сплава $\text{In}—0,88$, $\text{Sb}—0,035$, $\text{Ga}—0,015$, $\text{Au}—0,07$, диффундирующего в p -германий с исходной концентрацией $3 \cdot 10^{15} \text{ 1/см}^3$, дает величины, приведенные в табл. 3.

Таблица 3

Расчет N_{a0} и N_{d0} дрейфовых триодов при различных режимах сплавления-диффузии

Режим сплавления-диффузии	Коэффициент диффузии D , $\text{см}^2/\text{сек}$			N_{a0} , $1/\text{см}^3$	N_{d0} , $1/\text{см}^3$	x_K , мк	x_3 , мк
	Ga	In	Sb				
800° С 20 мин	10^{-13}	$2 \cdot 10^{-13}$	$2,5 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^{19}$	$2,8 \cdot 10^{17}$	7,4	0,6
740° С 20 мин	10^{-14}	$2 \cdot 10^{-14}$	$0,7 \cdot 10^{-11}$	$1,1 \cdot 10^{19}$	$2,0 \cdot 10^{17}$	4,0	0,45
700° С 20 мин	$5 \cdot 10^{-15}$	10^{-14}	$0,25 \cdot 10^{-11}$	$1,0 \cdot 10^{19}$	$1,4 \cdot 10^{17}$	2,1	0,45

Формула (2.7) дает значение ширины базы W в том случае, если шириной коллекторного перехода можно пренебречь. При рабочих значениях u_K ширина перехода d_K (рис. 2.18) оказывается сравнимой с шириной базы и поэтому для определения W необходимо пользоваться формулой

$$W = x_K - x_3 - \Delta_1, \quad (2.8)$$

где Δ_1 — ширина части коллекторного перехода, расположенной в n -области.

Концентрация примесей $N_K = N_d - N_a$ в базе у коллекторного перехода при этом определяется из формулы (2.3) для $x = x_K - \Delta_1$. Таким образом, для определения $\frac{N_a}{N_K}$ и W необходимо рассчитать величину Δ_1 .

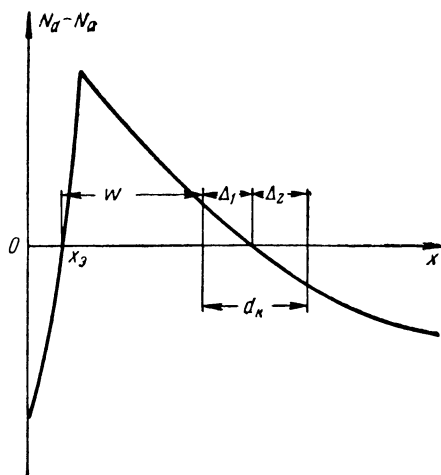


Рис. 2.18. Определение ширины базы транзистора, изготовленного путем двойной диффузии примесей в полупроводник с учетом ширины коллекторного p - n перехода.

Распределение донорных примесей в дрейфовом триоде может быть принято экспоненциальным:

$$N_d(x) = N_{d0}e^{-ax},$$

где N_{d0} — концентрация примесей у начального фронта диффузии.

Перенеся начало координат в центр коллекторного перехода (рис. 2.19, 2.20), т. е. вводя новую координату $y = x - x_K$, где x_K — расстояние от начального фронта диффузии до центра коллекторного перехода, получаем уравнение распределения концентрации донорных примесей в следующем виде:

$$N_d(y) = N_{a \text{ и } c} e^{-ay}. \quad (2.9)$$

В точке $x = x_K$, т. е. $y = 0$ $N_d = N_{a \text{ исх}}$, где $N_{a \text{ исх}}$ — концентрация акцепторных примесей исходного германия. Разность концентраций доноров и акцепторов $N_d - N_a$ может быть определена по формуле

$$N = N_d - N_{a \text{ исх}} = N_{a \text{ исх}}(e^{-ay} - 1). \quad (2.10)$$

Для малых ay

$$e^{-ay} \approx 1 - ay,$$

отсюда получим

$$N = -N_{a \text{ исх}} ay. \quad (2.11)$$

Таким образом, при малых y распределение примесей $N_d - N_a$ в коллекторном переходе является линей-

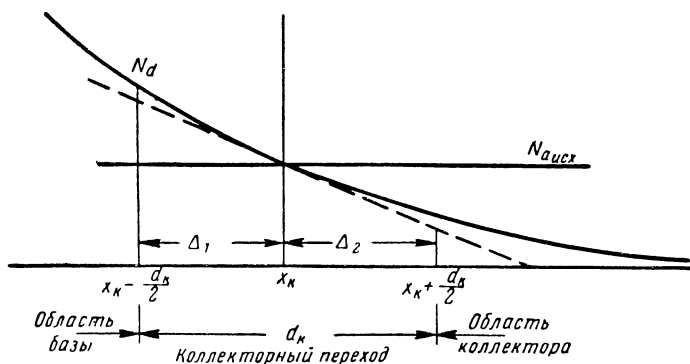


Рис. 2.19. Линейное приближение распределения концентрации примесей в коллекторном переходе дрейфового транзистора.

ным. Допущение о линейности распределения примесей $N = N_d - N_a$ в коллекторном переходе может быть принято для практических расчетов. Это подтверждается экспериментальными исследованиями зависимости емкости коллекторного перехода от напряжения на переходе, которая хорошо совпадает с результатами расчета по формуле плавного перехода [25, 50].

При линейном изменении концентрации примесей коллекторный переход расширяется одинаково при изменении u_K как в сторону базы, так и в сторону коллектора. Поэтому для расчета ширины базы достаточно рассчи-

тать ширину коллекторного перехода d_K и принять $\Delta_1 = \frac{d_K}{2}$ в формуле (2.7).

Величину d_K можно определить по известной формуле ширины плавного перехода

$$d_K = 2 \left(\frac{3\varepsilon_0\varepsilon}{2q\kappa} \right)^{\frac{1}{3}} u_K^{\frac{1}{3}} = B_1 u_K^{\frac{1}{3}}, \quad (2.12)$$

где ε_0 — диэлектрическая постоянная вакуума;

$\varepsilon=16$ — относительная диэлектрическая постоянная германия;

$\kappa = \frac{\Delta(N_d - N_{a\text{исх}})}{\Delta x} = N_{a\text{исх}} a$ — градиент концентрации примесей в переходе.

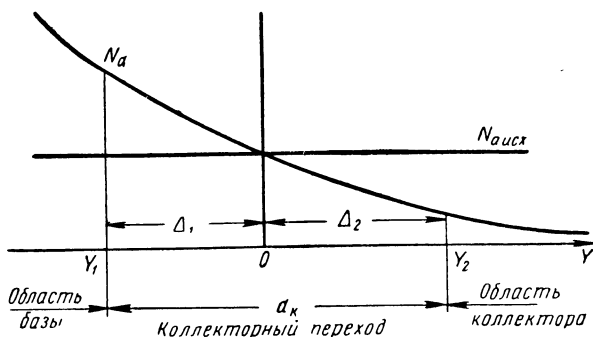


Рис. 2.20. Экспоненциальное распределение концентрации примесей в коллекторном переходе дрейфового транзистора.

Изменение ширины базы, вызванное изменением напряжения коллектора на 1 в, при $\Delta_1 = \frac{d_K}{2}$ может быть найдено из формулы

$$\frac{\Delta W}{\Delta u_K} = \frac{1}{2} \frac{d(d_K)}{du_K} = \frac{1}{3} \left(\frac{3\varepsilon_0\varepsilon}{2q\kappa} \right)^{\frac{1}{3}} u_K^{-\frac{2}{3}} = B_2 u_K^{-\frac{2}{3}}. \quad (2.13)$$

Концентрация примеси в базе у коллекторного перехода N_K и ее зависимость от напряжения на коллекторном переходе могут быть рассчитаны по распределению

примесей в коллекторном переходе. Концентрация $N = N_d - N_a$ равна нулю в точке $x = x_k$ и растет со скоростью κ до границы коллекторного перехода, т. е. до точки $x = x_k - \frac{d_k}{2}$. Отсюда

$$N_k = \kappa \frac{d_k}{2},$$

$$N_k = \left(\frac{3\epsilon_0 \epsilon x}{2q} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{1}{u_k^{\frac{1}{3}}} = B_3 u_k^{\frac{1}{3}}. \quad (2.14)$$

Результаты расчета N_k по формуле (2.14) для триодов, изготавливаемых в различных режимах диффузии-сплавания, при напряжении $u_k = -4$ в приводятся в табл. 5.

Таблица 4

Расчетные коэффициенты B_1, B_2, B_3 при различных режимах сплавления-диффузии

Режим сплавления-диффузии	$x_k, \text{ мк}$	$x_1, \text{ мк}$	$\kappa, \frac{1}{\text{см}^4}$	$B_1, \frac{\text{мкм}}{b^{1/3}}$	$B_2, \frac{\text{см}}{b^{1/3}}$	$B_3, \frac{1/\text{см}^3}{b^{1/3}}$	$u_k, \text{ в}$	Ширина базы W при $u_k = -4 \text{ в, мк}$
800° С 20 мин	7,40	9,5	$1,35 \cdot 10^{27}$	1,95	$3,28 \cdot 10^{-5}$	1,33	-11,0	5,0
740° С 20 мин	4,02	5,4	$2,00 \cdot 10^{27}$	1,72	$2,88 \cdot 10^{-5}$	1,72	-5,5	2,3
700° С 20 мин	2,10	3,0	$3,35 \cdot 10^{27}$	1,46	$2,44 \cdot 10^{-5}$	2,42	-2,0	1,0

Коэффициент κ , входящий в формулы (2.12) — (2.14), можно определить, если рассчитать расстояние между двумя точками в переходе, имеющими известные концентрации примесей.

В табл. 4 приводятся результаты расчета координаты центра коллекторного перехода x , имеющей концентрацию доноров $N_d = N_{\text{акс}x} = 3 \cdot 10^{15} \text{ 1/см}^3$, и точки x_1 , имеющей концентрацию доноров $N_d = 0,15 \cdot 10^{15} \text{ 1/см}^3$. Расчет производился по формуле

$$x = 2 \left(Dt \ln \frac{N_{d0}}{N_{dx}} \right)^{\frac{1}{2}},$$

которая получается из формулы (2.8). Отсюда приближенно можно найти градиент концентрации примесей в переходе:

$$\kappa = \frac{(3 - 0,15) \cdot 10^{15}}{x_1 - x_k}.$$

Результаты расчета κ , B_1 , B_2 , B_3 для различных режимов диффузии-сплавания приводятся в табл. 4.

Формулы (2.8) — (2.11) приближенно справедливы до некоторого напряжения на коллекторе u'_k , зависящего от режима диффузии-сплавания, при котором распределение примесей в переходе еще может считаться линейным, а проникновение перехода в сторону базы и коллектора от точки компенсации примесей одинаковы (ширина перехода d_k , рис. 2.19). При увеличении отрицательного напряжения на коллекторе свыше u'_k расширение перехода будет происходить в основном в сторону коллекторной области. Это подтверждается отклонением экспериментальной зависимости $\frac{1}{C_{кп}} = f(u_k)$ от линейной [31] при больших зна-

чениях u_k . Зависимости d_k , $\frac{\Delta W}{\Delta u_k}$ и N_k от напряжения u_k , рассчитанные по описанной выше методике для режима диффузии-сплавания (740°C , 20 мин), приводятся в табл. 5.

Таблица 5

Зависимости d_k , $\frac{\Delta W}{\Delta u_k}$, W и N_k от коллекторного напряжения при линейном распределении примесей в коллекторном переходе

$u_k, \text{ в}$	$d_k, \text{ мк}$	$\frac{\Delta W}{\Delta u_k}$	$N_k, 1/\text{см}^3$	$W, \text{ мк}$
—1	1,72	$2,28 \cdot 10^{-5}$	$1,58 \cdot 10^{15}$	2,71
—2	2,16	$1,44 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{15}$	2,49
—3	2,48	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$2,28 \cdot 10^{15}$	2,33
—4	2,72	$0,9 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{15}$	2,21
—5	2,96	$0,78 \cdot 10^{-5}$	$2,7 \cdot 10^{15}$	2,09
—6	3,12	$0,69 \cdot 10^{-5}$	$2,86 \cdot 10^{15}$	2,01

Как уже указывалось, рассмотренные выше допущения о линейном распределении примесей в коллекторном переходе дрейфового транзистора допустимы при малых

коллекторных напряжениях. Для оценки погрешности, получающейся за счет этого при расчете ширины коллекторного перехода и базовой области, необходимо рассмотреть расчет d_k , W , N_k для случая экспоненциального распределения примесей.

Примем допущения, что примеси являются полностью ионизированными, а плотность свободных носителей в переходе равна нулю. При этом с учетом (2.10) плотность пространственного заряда в области коллекторного перехода определяется формулой (рис. 2.20)

$$\rho = q(N_d - N_a) = qN_{a \text{ и с х}}(e^{-ay} - 1). \quad (2.15)$$

Распределение напряженности поля внутри коллекторного перехода может быть определено по формуле

$$E = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \int_{y_1}^y \rho dy. \quad (2.16)$$

Отсюда получим выражение для распределения напряженности поля

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \int_{y_1}^y qN_{a \text{ и с х}}(e^{-ay} - 1) dy = \\ &= \frac{qN_{a \text{ и с х}}}{\epsilon \epsilon_0} \left[\frac{e^{-ay} - e^{-ay_1}}{a} + y - y_1 \right]. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Распределение потенциала внутри перехода может определяться выражением

$$\varphi_y - \varphi_{y_1} = - \int_{y_1}^y E dy. \quad (2.18)$$

Если определить этот интеграл в пределах от y_1 до y_2 , то можно найти связь между шириной коллекторного перехода $d_k = y_2 - y_1$ и напряжением на переходе $u_k = \varphi_2 - \varphi_1$:

$$u_k = - \frac{qN_{a \text{ и с х}}}{\epsilon \epsilon_0} \int_{y_1}^{y_2} \left[\frac{e^{-ay} - e^{-ay_1}}{a} + y - y_1 \right] dy. \quad (2.19)$$

Если произвести интегрирование, подставить пределы интегрирования, разложить в ряд функции e^{-ay_2} , e^{-ay_1} и ограничиться членами с четвертыми степенями y_2 и y_1 , то получим

$$u_K = \frac{qN_{a \text{ псх}}}{\epsilon\epsilon_0} \left[\frac{a(y_1^3 - y_2^3)}{6} + \frac{ay_1^2(y_2 - y_1)}{2} + \right. \\ \left. + \frac{a^2}{24} \{y_2^4 - y_1^4 - 4y_1^3(y_2 - y_1)\} \right]. \quad (2.20)$$

Как следует из рис. 2.20, величины $|y_1|$ и $|y_2|$ отличаются друг от друга из-за различия в распределении концентраций $N_d - N_a$ в n - и p -областях. Для определения зависимости между напряжением коллекторного перехода и шириной перехода с учетом различия $|y_1|$ и $|y_2|$ введем обозначения:

$$|y_2| - |y_1| = \Delta, \quad y_1 = -\left| \frac{d_K}{2} - \frac{\Delta}{2} \right|, \quad y_2 = \frac{d_K}{2} + \frac{\Delta}{2}. \quad (2.21)$$

Подставляя эти величины в уравнение (2.20), разлагая в ряд $\left(\frac{d_K}{2} + \frac{\Delta}{2} \right)^n$ и пренебрегая членами, содержащими Δ в степени, выше первой, получим

$$|u_K| = \frac{qN_{a \text{ псх}}}{\epsilon\epsilon_0} \frac{a}{12} d_K^3 z = \frac{qx}{12\epsilon\epsilon_0} d_K^3 z, \\ z = \left[1 + \frac{ad_K}{4} + 3 \frac{\Delta}{d_K} + \frac{\Delta a}{2} \right] > 1. \quad (2.22)$$

Если принять $z \approx 1$, то формула (2.20) сводится к формуле плавного перехода (2.12).

Соотношение между y_1 и y_2 , необходимое для расчета $u_K = f(d_K)$, может быть получено из условия равенства пространственных зарядов в n - и p -областях перехода

$$\int_{y_1}^0 qN_{a \text{ псх}} (e^{-ay} - 1) dy = - \int_0^{y_2} qN_{a \text{ псх}} (e^{-ay} - 1) dy.$$

После интегрирования получим уравнения

$$|y_1| = \frac{1}{a} \ln \frac{d_K a}{1 - e^{-a d_K}},$$

где

$$a = \frac{qE}{kT} = \frac{\ln \frac{N_0}{N_{a \text{ псх}}}}{x_K}.$$

Для диффузионно-сплавных триодов П401—П403 при изготовлении в режиме 740° С, 20 мин получим

$$\alpha \approx \frac{1}{мк}.$$

Задаваясь различными значениями d_k , можно найти при известном распределении примесей в переходе (значении α) величины y_2 , y_1 и Δ . По этим данным с помощью формулы (2.22) можно рассчитать зависимость между d_k и u_k , а следовательно, и зависимость W и $\frac{\Delta W}{\Delta u_k}$ от u_k .

Концентрация примесей в базе у коллекторного перехода может быть для этого случая определена по формуле

$$N_k = N_{a \text{ исх}} \alpha |y_1| \left(1 + \frac{\alpha y_1}{4}\right), \quad (2.23)$$

которая получается путем разложения $e^{-\alpha y}$ в формуле (2.9) в ряд по y и подставления значения

$$y = y_1 = -\left(\frac{d_k}{2} - \frac{\Delta}{2}\right).$$

Зависимости d_k , y_1 , N_k , W , $\frac{\Delta W}{\Delta u_k}$ от коллекторного напряжения, полученные для случая экспоненциального распределения примесей в коллекторном переходе, приводятся в табл. 6.

Таблица 6

Зависимости d_k , $|y_1|$, N_k , W и $\frac{\Delta W}{\Delta u_k}$ от коллекторного напряжения при экспоненциальном распределении примесей в коллекторном переходе

u_k , в	d_k , мк	$\frac{\Delta W}{\Delta u_k}$, см/в	$ y_1 $	N_k , 1/см ³	W , мк
—1	1,25	$2,27 \cdot 10^{-5}$	0,565	$2,15 \cdot 10^{15}$	3,00
—2	1,58	$1,30 \cdot 10^{-5}$	0,675	$2,74 \cdot 10^{15}$	2,90
—3	1,75	$0,95 \cdot 10^{-5}$	0,750	$3,10 \cdot 10^{15}$	2,82
—4	1,89	$0,80 \cdot 10^{-5}$	0,800	$3,41 \cdot 10^{15}$	2,77
—5	2,0	$0,65 \cdot 10^{-5}$	0,845	$3,65 \cdot 10^{15}$	2,72
—6	2,11	$0,55 \cdot 10^{-5}$	0,885	$3,85 \cdot 10^{15}$	2,68

При больших напряжениях коллекторного перехода $|y_1| \ll |y_2|$ коллекторный переход в основном расширяется в сторону коллекторной области. При этом плотность пространственного заряда в обедненной области

$$\rho \approx -qN_{a \text{ псх}}.$$

Подставляя это выражение в формулы для E и u_K , получаем квадратичную зависимость между u_K и d_K :

$$u_K \approx \frac{qN_{a \text{ псх}} d_K^2}{2\epsilon\epsilon_0}. \quad (2.24)$$

Практически зависимость u_K от d_K , начиная с некоторых значений u'_K , отличается от кубической зависимости и приближается к квадратичной, что следует из проведенных исследований зависимости емкости перехода от напряжений перехода (см. § 5.6). Однако эта зависимость не доходит до квадратичной.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ТЕОРИЯ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

3.1. ОСНОВНЫЕ ДОПУЩЕНИЯ

В настоящей главе сделан краткий обзор работ и изложены основы теории дрейфового транзистора. При рассмотрении будем делать следующие допущения:

1. Рассматривается транзистор p - n - p типа. Это делается для большей определенности рассуждений. Положения теории справедливы как для p - n - p , так и для n - p - n транзисторов.

2. Рассматривается одномерное приближение. Считается, что концентрация донорных примесей в базовой области экспоненциально меняется с координатой и равна

$$N_d(x) = N_0 e^{-\alpha x}. \quad (3.1)$$

Уравнение (3.1) является приближенным. Так как диффузия примесей производится при постоянной поверхностной концентрации, более правильно считать, что распределение примесей подчиняется уравнению (2.4):

$$N_d(x) = N_0 \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[\frac{x}{2} (Dt)^{1/2} \right] \right\}.$$

Предположение об экспоненциальном распределении примесей дает значительные математические упрощения, а, как показывают результаты исследований, проведенные в ряде работ [18], это допущение не приводит к значительным ошибкам при расчете параметров транзистора.

3. Все атомы донорной примеси являются ионизированными. Отсюда следует, что концентрация равновес-

ных электронов в базе при комнатной температуре, когда выполняется соотношение $N_d \gg n_i$, определяется концентрацией примесей $n_0 = N_d$.

При повышенных температурах, когда необходимо учитывать влияние собственной проводимости материала базовой области, концентрация равна [81]

$$n_0 = \frac{N_d}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{N_d^2 + 4n_i^2}. \quad (3.2)$$

4. Ширина коллекторного перехода изменяется пропорционально приложенному к переходу сигналу. При синусоидальном изменении коллекторного напряжения и малой амплитуде переменного сигнала ширина базовой области за счет эффекта Эрли [14—17] меняется по закону

$$W(u_k) = W_0 + W_1 U_{mk} \sin \omega t,$$

где U_{mk} — амплитуда переменной составляющей напряжения коллекторного перехода;

W_0 — ширина базовой области при отсутствии переменного напряжения коллектора;

$W_1 = \frac{dW}{du_k}$ — изменение ширины базовой области при изменении напряжения коллекторного перехода на 1 в.

5. Эмиттерный переход считается резким. Явления, связанные с тормозящим полем [31], в эмиттерном переходе не рассматриваются.

6. Принимается, что коэффициент диффузии дырок в базе D_p (и подвижность μ_p) не зависит от концентрации примесей. Как будет указано ниже [25, 26], это допущение приводит к значительным погрешностям, так как в действительности D_p меняется в несколько раз. Однако предположение $D_p = \text{const}$ позволяет в значительной степени упростить математический анализ для рассмотрения качественных зависимостей. Поэтому в настоящей главе будет рассмотрена теория дрейфового транзистора при $D_p = \text{const}$, а затем в следующих главах будет учтено влияние зависимости D_p от концентрации примесей на параметры дрейфового транзистора.

7. Модель дрейфового транзистора, который при этом рассматривается, соответствует рис. 1.2.

3.2. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В БАЗОВОЙ ОБЛАСТИ. УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

Как было указано выше, неравномерное распределение примесей в базе дрейфового транзистора приводит к диффузионному перемещению электронов в сторону коллектора. Перераспределение электронов создает электрическое поле, которое приводит к потоку электронов, направленных в обратную сторону:

$$j_n = j_{\text{диф}} + j_{\text{др}} = qD_n \frac{dn}{dx} + q\mu_n n. \quad (3.3)$$

При состоянии равновесия токи, вызванные перемещением носителей, взаимно компенсируются. Поэтому, приравняв (3.3) к нулю и решая уравнение относительно E , получаем выражение, определяющее зависимость поля от распределения примесей:

$$E = -\frac{D_n}{\mu_n n} \frac{dn}{dx} = -\frac{kT}{q} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}. \quad (3.4)$$

С учетом соотношения Эйнштейна $D_n = \frac{kT}{q} \mu_n$ и допущения $n \approx N_d$ получим

$$E = -\frac{kT}{q} \frac{1}{N_d} \frac{dN_d}{dx} = -\frac{kT}{q} \frac{d \ln N_d}{dx}. \quad (3.5)$$

Предполагая, что распределение примесей в базе является экспоненциальным [т. е. определяется формулой (3.1)], получаем соотношение между полем E и показателем экспоненты a .

$$E = \frac{kT}{q} a.$$

Для границы базы и коллекторного перехода, т. е. для $x = W$,

$$N_K = N_a e^{-aW}.$$

Отсюда

$$aW = \ln \frac{N_a}{N_K}$$

или

$$E = \frac{kT}{q} a = \frac{kT}{qW} \ln \frac{N_a}{N_k}, \quad (3.6)$$

где

$$a = \frac{qE}{kT} = \frac{E}{U_T};$$

$U_T = \frac{kT}{q}$ — температурный потенциал.

Таким образом, в случае экспоненциального распределения примесей электрическое поле в базе постоянно, т. е. не зависит от координаты x , и определяется перепадом концентраций примесей в базе и шириной базовой области.

Дополнительное дрейфовое поле оказывает существенное влияние на распределение и характер движения инжектированных эмиттером дырок в базовой области. Плотность дырочного тока в p - n - p дрейфовом транзисторе определяется формулой, учитывающей наличие переноса дырок как за счет диффузии, так и за счет дрейфа:

$$j_p = -qD_p \frac{dp}{dx} + q\mu_p E p. \quad (3.7)$$

Рассмотрим вначале упрощенный случай решения уравнения (3.7), когда концентрация носителей не зависит от времени и можно пренебречь рекомбинацией дырок, т. е. считать, что плотность тока не зависит от координаты x . Такое рассмотрение не дает возможности найти количественные значения параметров транзистора, но позволяет рассмотреть распределение и механизм переноса носителей в базовой области. Продифференцировав уравнение (3.7) с учетом, что $\frac{\partial j_p}{\partial x} = 0$, получим

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - a \frac{\partial p}{\partial x} = 0. \quad (3.8)$$

Найдем решение уравнения (3.8). Корни характеристического уравнения равны

$$k_1 = 0, \quad k_2 = a.$$

Общее решение уравнения имеет вид

$$p = C_1 + C_2 e^{ax}. \quad (3.9)$$

Постоянные интегрирования C_1 и C_2 находятся при граничных условиях:

- 1) $p = p_0$ при $x = 0$,
- 2) $p = 0$ при $x = W$,
- 3) $|u_k| \gg U_T$.

Подставляя значения C_1 и C_2 в формулу (3.9), получаем выражение для распределения инжектированных дырок дрейфового транзистора с экспоненциальным распределением примесей

$$p_x = \frac{p_0 [1 - e^{-a(W-x)}]}{1 - e^{-aW}}. \quad (3.10)$$

Распределение, определяемое формулой (3.10), представлено на рис. 3.1 для различных значений a . На этом же рисунке приводится распределение инжектированных дырок в базовой области бездрейфового транзистора, определяемое при отсутствии рекомбинации уравнением,

$$p_x = p_{00} \left(\frac{W-x}{W} \right), \quad (3.11)$$

где p_{00} — концентрация инжектированных дырок в базе у эмиттера бездрейфового транзистора.

Различный характер распределения примесей (рис. 3.1) в дрейфовом и бездрейфовом транзисторах вытекает из различия в механизмах движения носителей. В бездрейфовом транзисторе носители перемещаются только за счет диффузии, градиент концентрации носителей одинаков во всей области базы, что необходимо для обеспечения постоянства

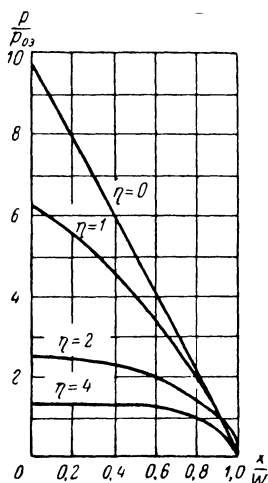


Рис. 3.1. Распределение плотности инжектированных носителей в базе дрейфового транзистора при одинаковой плотности тока и различных дрейфовых полях.

$\eta = \frac{\Delta U}{2U_T} = 0$ — случай бездрейфового транзистора.

$\eta = \frac{aW}{2} = \frac{\Delta U}{2U_T}$ — коэффициент поля дрейфового транзистора.

p_{00} — концентрация примесей в базе у эмиттера в бездрейфовом транзисторе.

тока во всех точках базы. В дрейфовом транзисторе дырочный ток представляет собой сумму диффузионного и дырочного токов [уравнение (3.7)].

Если скорость движения в основном определяется дрейфом носителей (сильное дрейфовое поле — большие η на рис. 3.1), то градиент концентрации дырок в базе мал (малый наклон начального участка кривой распределения плотности дырок), диффузионная составляющая тока очень мала и ток в основном определяется дрейфом носителей. В том случае, если значительными окажутся диффузионные составляющие скорости переноса носителей и плотности тока, то градиент концентрации дырок (наклон кривой p) оказывается существенным (малые η на рис. 3.1). Поэтому соотношение между дрейфовым и диффузионным токами определяется так же, как распределение дырок [см. формулу (3.10)] коэффициентом a и шириной базы W .

Для учета этого соотношения вводится коэффициент поля $\eta = \frac{aW}{2}$. В соответствии с (3.6) для этого коэффициента справедливо соотношение

$$\eta = \frac{aW}{2} = \frac{qEW}{2kT} = \frac{\Delta U}{2U_T} = \frac{1}{2} \ln \frac{N_a}{N_K}. \quad (3.12)$$

Коэффициент поля η при условии постоянства подвижности дырок в базе и экспоненциальном распределении примесей в базе определяется только перепадом концентраций примесей $\frac{N_a}{N_K}$. Коэффициент поля η определяет соотношение между разностью потенциалов, создаваемой дрейфовым полем в базе $\Delta U = EW$, и температурным потенциалом U_T .

При $\eta \gg 1$ из-за сильного электрического поля в большей части базы дрейфового транзистора перенос дырок в основном происходит за счет дрейфа в электрическом поле, поэтому градиент концентрации дырок здесь очень мал, $\frac{dp}{dx} \approx 0$. Вследствие этого в большей части базы концентрация дырок p и дрейфовая составляющая плотности тока

$$j_{др} = q\mu_p p E$$

постоянны, а плотность диффузионного тока

$$j_{\text{диф}} = -qD_p \frac{dp}{dx}$$

равна нулю. Для этого случая dp/dx растет только вблизи коллекторного перехода, так как в точке $x=W$ концентрация дырок равна нулю.

С ростом x увеличивается dp/dx и уменьшается p , а следовательно, растет диффузионная составляющая тока и уменьшается дрейфовая составляющая. На границе базы при $x=W$ (рассматривается подход к этой точке со стороны $x < W$, где скорость дрейфового движения дырок будет такой же, как и во всей базовой области) дрейфовый ток равен нулю, так как $p=0$, а диффузионный ток у коллектора равен дрейфовому току у эмиттера.

При уменьшении коэффициента поля η распределение носителей в базе дрейфового транзистора приближается к линейному, имеющему место в бездрейфовом транзисторе. Действительно, если предположить, что электрическое поле мало $aW \ll 1$, то экспоненты в (3.10) можно заменить приближенными выражениями

$$e^{-a(W-x)} \approx 1 - a(W-x),$$

$$e^{-aW} \approx 1 - aW.$$

При этом уравнение (3.10) обращается в уравнение (3.11). Практически коэффициент aW в дрейфовых транзисторах имеет величину от 3 до 8 ($\eta=1,5-4,0$) и поэтому необходимо в большинстве случаев учитывать как влияние диффузии, так и влияние дрейфа в переносе носителей во всей области базы.

Сравним значения плотностей токов в бездрейфовом и дрейфовом транзисторах при одинаковых плотностях инжектированных дырок в области базы $p_{\text{зо}}$. Из (3.11) для бездрейфового транзистора получим

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{p_{\text{зо}}}{W}. \quad (3.13)$$

Подставляя (3.13) в (3.7), при $E=0$ получаем для бездрейфового транзистора

$$j_{p \text{ бездр}} = qD_p \frac{p_{\text{эо}}}{W}.$$

Подставляя в (3.7) $\mu_p = \frac{q}{kT} D_p$ при $\frac{dp}{dx} \approx 0$ для дрейфового транзистора с сильным электрическим полем ($\eta \gg 1$), получаем

$$j_{p \text{ др}} = qD_p \frac{qE}{kT} p_{\text{эо}}$$

или

$$j_{p \text{ др}} = qD_p \frac{p_{\text{эо}}}{W} \frac{qEW}{kT} = j_{p \text{ бездр}} \frac{\Delta U}{U_T}. \quad (3.14)$$

Таким образом, в чисто дрейфовом транзисторе (для случая $\eta \gg 1$) плотность тока оказывается в $\frac{\Delta U}{U_T}$ раз большей по сравнению с плотностью тока бездрейфового транзистора при одинаковых плотностях инжектированных дырок $p_{\text{эо}}$ (при одинаковых напряжениях на эмиттерном переходе).

Как следует из (3.14), при одинаковых плотностях токов плотности инжектированных дырок в дрейфовом транзисторе оказываются в $\frac{\Delta U}{U_T}$ раз меньшими, чем в бездрейфовом:

$$p_{\text{э др}} = \frac{p_{\text{э бездр}}}{\frac{qEW}{kT}} = \frac{p_{\text{э бездр}}}{\frac{\Delta U}{U_T}}. \quad (3.15)$$

Это объясняется следующим. Плотность тока и плотность носителей связаны формулой

$$j_p = qvp,$$

где v — скорость переноса носителей.

Так как v в $\frac{\Delta U}{U_T}$ раз больше в дрейфовом транзисторе (см. ниже), то j_p оказывается для него в $\frac{\Delta U}{U_T}$ раз больше, чем в бездрейфовом транзисторе при тех же значениях $p_{\text{э}}$.

Рассмотрим случай решения уравнения (3.7) с учетом рекомбинации носителей в базе. Чтобы получить уравнение переноса дырок с учетом эффектов рекомбинации и изменения p от времени, необходимо уравнение плотности дырочного тока дрейфового транзистора решать совместно с уравнением непрерывности (ср. со случаем бездрейфового транзистора [15, 17]).

Уравнение непрерывности для дырочного тока дрейфового транзистора может быть получено, если в уравнение непрерывности транзистора

$$\frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{1}{\tau_p} (p - p_0) \quad (3.16)$$

вместо $p_0 = \text{const}$, справедливого для бездрейфового транзистора, подставить зависимость равновесной концентрации дырок в базе от координаты x . Так как

$$p_0(x) = \frac{n_i^2}{n_0(x)}, \quad n_0(x) \approx N_d(x) = N_0 e^{-ax},$$

то

$$p_0(x) = \frac{n_i^2 e^{ax}}{N_0} = p_{00} e^{ax}, \quad (3.17)$$

где p_{00} — концентрация равновесных дырок в базе у эмиттера.

Подставляя (3.17) в (3.16), получаем уравнение непрерывности дрейфового транзистора

$$\frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{1}{\tau_p} (p - p_{00} e^{ax}). \quad (3.18)$$

Дифференцируя (3.7) и подставляя полученный результат в (3.18), получаем уравнение переноса дырок в базе дрейфового транзистора

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - a \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{D_p} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{L_p^2} (p - p_{00} e^{ax}). \quad (3.19)$$

Это уравнение определяет распределение дырок в базовой области дрейфового транзистора с учетом рекомбинации и зависимости p от времени. В случае, если рекомбинация отсутствует ($\frac{1}{L_p} = 0$) и концентрация p не

зависит от времени ($\frac{\partial p}{\partial t} = 0$), уравнение (3.19) переходит в уравнение (3.8). Решение уравнения (3.17) рассматривается в следующем параграфе.

3.3. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

Уравнения для составляющих плотности дырок. Уравнение переноса дрейфового транзистора (3.19) отличается от уравнения диффузии бездрейфового транзистора членом $a \frac{\partial p}{\partial x}$, который учитывает перенос носителей через базовую область за счет дрейфа в электрическом поле. Решение уравнения (3.19) производилось во многих работах [2, 3, 18, 33, 34] разными методами. Оно может быть представлено в виде суммы трех составляющих плотности дырок:

$$p = p_0 + p_1 e^{j\omega t} + p_2 e^{j\omega t}, \quad (3.20)$$

где p_0 — постоянная составляющая плотности инжектированных дырок;

p_1 — амплитуда переменной составляющей, обусловленная переменным напряжением эмиттерного перехода;

p_2 — амплитуда переменной составляющей, обусловленная изменением коллекторного напряжения (модуляцией ширины базовой области).

Если из уравнения (3.20) найти выражения для $\frac{\partial p}{\partial x}$,

$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}$ и $\frac{\partial p}{\partial t}$ и подставить их в (3.19), то можно получить дифференциальные уравнения (3.21) — (3.23) для каждой из составляющих p_0 , p_1 и p_2 аналогично случаю решения уравнения диффузии бездрейфового транзистора [32]:

$$\frac{\partial^2 p_0}{\partial x^2} - a \frac{\partial p_0}{\partial x} - \frac{p_0}{L_p^2} = 0, \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} - a \frac{\partial p_1}{\partial x} - \left(\frac{1 + j\omega\tau_p}{L_p^2} \right) p_1 = 0, \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial^2 p_2}{\partial x^2} - a \frac{\partial p_2}{\partial x} - \left(\frac{1 + j\omega\tau_p}{L_p^2} \right) p_2 = 0. \quad (3.23)$$

Решение уравнения (3.19) может быть найдено по формуле (3.20), если известны решения уравнений (3.21)—(3.23). Уравнения (3.21)—(3.23) отличаются друг от друга только коэффициентами при независимой переменной. Поэтому вместо решения каждого из этих уравнений можно решить обобщенное уравнение

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - a \frac{\partial y}{\partial x} - my = 0, \quad (3.24)$$

а затем, подставив $y = p_0$, $y = p_1$, $y = p_2$ и соответствующее значение коэффициента m , можно найти решение (3.21)—(3.23):

$$m = m_0 = \frac{1}{L_p^2} \text{ для уравнения (3.21),} \quad (3.25)$$

$$m = m_{1,2} = \frac{1 + j\omega\tau_p}{L_p^2} \text{ для уравнений (3.22) и (3.23).}$$

Решение уравнения (3.24) имеет вид

$$y = A e^{k_1 x} + B e^{k_2 x}, \quad (3.26)$$

где

$$k_{1,2} = \frac{a}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + m}. \quad (3.27)$$

Для удобства выкладок обозначим

$$\left. \begin{aligned} \frac{a}{2} = \frac{1}{f}; \quad \sqrt{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + m_{1,2}} &= \sqrt{\frac{1}{f^2} + \frac{1 + j\omega\tau_p}{L_p^2}} = \frac{1}{\delta}, \\ \sqrt{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + m_0} &= \sqrt{\frac{1}{f^2} + \frac{1}{L_p^2}} = \frac{1}{\delta_0}, \\ \frac{W_0}{f} = \eta &= \frac{1}{2} \ln \frac{N_0}{N_N}; \quad \frac{W_0}{\delta_0} = \eta', \\ \frac{f}{\delta_0} = \frac{\eta'}{\eta} &= \sqrt{1 + \frac{W_0^2}{L_p^2 \eta^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (3.28)$$

Решение обобщенного уравнения (3.24). Решение для обобщенного распределения дырок y (символ означает одну из составляющих дырок p_0 , p_1 или p_2) будем пред-

ставлять в виде (3.26). Постоянные A и B можно найти из следующих уравнений, определяющих значение y при значениях x , соответствующих границам области базы:

$$\begin{aligned} \text{при } x=0 \quad y_0 &= A + B; \\ \text{при } x=W \quad y_K &= A e^{k_1 W} + B e^{k_2 W}. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Решая уравнения (3.29), получаем

$$A = \frac{y_0 e^{k_2 W} - y_K}{e^{k_2 W} - e^{k_1 W}}, \quad B = \frac{y_K - y_0 e^{k_1 W}}{e^{k_2 W} - e^{k_1 W}}. \quad (3.30)$$

Подставляя эти величины в уравнение (3.26) и производя ряд преобразований, получаем

$$y(x) = y_0 e^{\frac{x}{f}} \frac{\operatorname{sh} \left[\frac{1}{\delta} (W - x) \right]}{\operatorname{sh} \frac{W}{\delta}} + y_K e^{-\frac{W-x}{f}} \frac{\operatorname{sh} \frac{x}{\delta}}{\operatorname{sh} \frac{W}{\delta}}. \quad (3.31)$$

Уравнение (3.31), может быть, как уже указывалось выше, использовано для получения решений (3.21) — (3.23). Для этого вместо y надо подставить одно из значений p_0 , p_1 или p_2 , учесть соотношения (3.25), (3.27) и (3.28) и граничные условия.

Граничные условия для составляющих плотности избыточных дырок p_0 , p_1 , p_2 . При определении граничных условий будем считать, что напряжение на каждом из переходов состоит из постоянной составляющей и синусоидального напряжения с малой амплитудой

$$\begin{aligned} u_0 &= U_{00} + U_{m0} e^{j\omega t}, \\ u_K &= U_{K0} + U_{mK} e^{j\omega t}. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Плотности равновесных дырок у эмиттера и коллектора дрейфового транзистора в соответствии с (3.17) определяются соотношениями

$$p_{00} = \frac{n_i^2}{N_0}, \quad p_{0K} = p_{00} e^{aW}.$$

Плотности дырок в базе у эмиттерного и коллекторного переходов при приложении к переходам внешних смещений определяются уравнениями

$$p_{\text{э}} = p_{\text{бэ}} e^{\frac{qu_{\text{э}}}{kT}},$$

$$p_{\text{к}} = p_{\text{бк}} e^{\frac{qu_{\text{к}}}{kT}}. \quad (3.33)$$

Из совместного решения систем уравнений (3.32) и (3.33) с учетом только первых членов разложения (3.32) в ряды по $U_{\text{мэ}}$ и $U_{\text{мк}}$ получим

$$p_{\text{э}} = p_{\text{бэ}} e^{\frac{qU_{\text{э0}}}{kT}} + \frac{q}{kT} U_{\text{мэ}} p_{\text{бэ}} e^{\frac{qU_{\text{э0}}}{kT}} e^{j\omega t}, \quad (3.34)$$

$$p_{\text{к}} = p_{\text{бк}} e^{\frac{qU_{\text{к0}}}{kT}} + \frac{q}{kT} U_{\text{мк}} p_{\text{бк}} e^{\frac{qU_{\text{к0}}}{kT}} e^{j\omega t}. \quad (3.35)$$

Считая, что в уравнениях (3.34) и (3.35) граница базы у коллекторного перехода является неподвижной $x_{\text{к}} = W_0$, найдем из этих уравнений граничные условия для составляющих избыточной концентрации дырок p_0 и p_1 .

Для составляющей p_0 :

при $x=0$

$$p_{\text{э0}} = p_{\text{бэ}} e^{\frac{qU_{\text{э0}}}{kT}} - p_{\text{бэ}} = p_{\text{бэ}} \left(e^{\frac{qU_{\text{э0}}}{kT}} - 1 \right); \quad (3.36)$$

при $x=W_0$

$$p_{\text{к0}} = p_{\text{бк}} e^{\frac{qU_{\text{к0}}}{kT}} - p_{\text{бк}}$$

или

$$p_{\text{к0}} = p_{\text{бэ}} e^{\frac{W_0}{l}} \left(e^{\frac{qU_{\text{к0}}}{kT}} - 1 \right). \quad (3.37)$$

Для составляющей p_1 :
при $x=0$

$$p_{1э} = p_{бэ} e^{\frac{qU_{э0}}{kT}} \frac{q}{kT} U_{мэ}; \quad (3.38)$$

при $x=W_0$ из (3.35) получим

$$p_{1к} = p_{бк} e^{\frac{qU_{к0}}{kT}} \frac{q}{kT} U_{мк}.$$

Практически в большинстве случаев коллекторный переход имеет большое отрицательное смещение, при котором $e^{\frac{qU_{к0}}{kT}} \ll 1$. При этом граничное условие для коллекторного перехода можно записать в виде

$$p_{1к} = 0. \quad (3.39)$$

Граничные условия для составляющей p_2 могут быть выбраны из следующих соображений:

1) при $x=0$

$$p_{2э} = 0, \quad (3.40)$$

так как плотность дырок у эмиттера определяется только напряжением на эмиттерном переходе;

2) при $x=x_k$ координата границы коллекторного перехода меняется при синусоидальном сигнале по синусоидальному закону в соответствии с допущениями § 3.1:

$$x_k = W_0 + W_1 U_{мк} e^{j\omega t}.$$

Будем считать, что на коллекторном переходе, несмотря на изменение координаты начала перехода, концентрация дырок определяется (3.33) и является суммой величин

$$p_k = p_{бк} + p_0(x_k) + p_{2к}(x_k) e^{j\omega t} = p_{бк} e^{\frac{qU_{к0}}{kT}},$$

где $p_{ок}$ — равновесная концентрация дырок у коллектора;

$p_0(x_K)$ — постоянная составляющая избыточной концентрации дырок;

$p_2(x_K)$ — амплитуда переменной составляющей плотности дырок, обусловленной модуляцией ширины базовой области.

Отсюда получим выражение для переменной составляющей p_{2K} :

$$p_2(W_0 + W_1 U_{mK} e^{j\omega t}) e^{j\omega t} = p_{BK} \left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) - \\ - p_0(W_0 + W_1 U_{mK} e^{j\omega t}).$$

Амплитуда плотности p_{2K} определяется формулой

$$p_{2K} = p_2(W_0 + W_1 U_{mK} e^{j\omega t}) \approx \frac{1}{e^{j\omega t}} p_0(W_0 + W_1 U_{mK} e^{j\omega t}). \quad (3.41)$$

Решение уравнения переноса (3.21) для постоянной составляющей плотности дырок. Это решение может быть найдено, если в уравнение (3.21) подставить

$$y = p_0, \quad \delta = \delta_0, \quad W = W_0. \quad (3.42)$$

При этом получим уравнение распределения постоянной составляющей плотности дырок в базовой области

$$p_0(x) = p_{\partial 0} e^{\frac{x}{f}} \frac{\operatorname{sh} \frac{W_0 - x}{\delta_0}}{\operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta_0}} + p_{K0} e^{-\frac{W_0 - x}{f}} \frac{\operatorname{sh} \frac{x}{\delta_0}}{\operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta_0}}. \quad (3.43)$$

Плотности постоянных составляющих инжектированных дырок у эмиттера и коллектора постоянны (не зависят от времени) и определяются граничными условиями (3.36) и (3.37) [11, 2, 32].

Из (3.43) найдем производную

$$\frac{\partial p_0}{\partial x} = p_{\partial 0} \frac{1}{f} e^{\frac{x}{f}} \frac{\operatorname{sh} \frac{W_0 - x}{\delta_0}}{\operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta_0}} - p_{\partial 0} e^{\frac{x}{f}} \frac{\frac{1}{\delta_0} \operatorname{ch} \frac{W_0 - x}{\delta_0}}{\operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta_0}} + \\ + \frac{1}{f} p_{K0} e^{-\frac{W_0 - x}{f}} \frac{\operatorname{sh} \frac{x}{\delta_0}}{\operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta_0}} + p_{K0} e^{-\frac{W_0 - x}{f}} \frac{\frac{1}{\delta_0} \operatorname{ch} \frac{x}{\delta_0}}{\operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta_0}}. \quad (3.44)$$

При $x=0$

$$\left. \frac{\partial p_0}{\partial x} \right|_{x=0} = p_{\partial 0} \left(\frac{1}{f} - \frac{\operatorname{cth} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0} \right) + p_{K0} e^{\frac{W_0}{\delta_0}} \frac{\operatorname{csch} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0}; \quad (3.45)$$

при $x=W_0$

$$\left. \frac{\partial p_0}{\partial x} \right|_{x=W_0} = -\frac{p_{\partial 0} e^{\frac{W_0}{f}}}{\delta_0 \operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta_0}} + \frac{p_{K0}}{f} + p_{K0} \frac{\operatorname{cth} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0}. \quad (3.46)$$

Найдем постоянные составляющие плотностей дырочных токов эмиттерного и коллекторного переходов

$$j_{\partial 0} = -qD_p \left. \frac{dp_0}{dx} \right|_{x=0} + q\mu_p E p_{\partial 0}.$$

Подставляя величины $\left. \frac{dp_0}{dx} \right|_{x=0}$ и $p_{\partial 0}$, получаем

$$j_{\partial 0} = qD_p p_{\partial 0} \left(\frac{1}{f} + \frac{\operatorname{cth} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0} \right) - qD_p p_{K0} e^{-\frac{W_0}{f}} \frac{\operatorname{csch} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0}. \quad (3.47)$$

Аналогично можем найти

$$j_{K0} = qD_p p_{\partial 0} \frac{e^{\frac{W_0}{\delta_0}}}{\delta_0 \operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta_0}} + qD_p p_{K0} \left(\frac{1}{f} - \frac{\operatorname{cth} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0} \right). \quad (3.48)$$

Найдем плотности токов насыщения переходов:

при $u_K=0$ ($p_{K0}=0$) и $e^{\frac{qu_a}{kT}} \ll 1$,

$$j_{\partial s} = j_{\partial 0}|_{u_K=0} = -qD_p p_{\partial 0} \left(\frac{1}{f} + \frac{\operatorname{cth} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0} \right); \quad (3.49)$$

при $u_a=0$ ($p_{\partial 0}=0$) и $e^{\frac{u_K}{kT}} \ll 1$,

$$j_{Ks} = -qD_p p_{K0} \left(\frac{1}{f} - \frac{\operatorname{cth} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0} \right). \quad (3.50)$$

Решение уравнения переноса (3.22) для переменной составляющей p_1 . Составляющая плотности дырок p_1 — это переменная составляющая концентрации дырок в базе, обусловленная изменением напряжения на эмиттерном переходе (т. е. изменением числа инжектированных в базовую область дырок).

Как следует из (3.22), (3.24)—(3.28), решение для распределения составляющей p_1 может быть получено путем подстановки в (3.31) величин

$$y = p_1, \quad \frac{1}{\delta} = \sqrt{\frac{1}{f^2} + \frac{1 + j\omega\tau_p}{L_p^2}}$$

и граничных условий (3.38) и (3.39):

$$p_1(x) = p_{\beta 0} \frac{q}{kT} e^{\frac{qU_{\beta 0}}{kT}} e^{\frac{x}{f}} U_{m\beta}. \quad (3.51)$$

Найдем распределение градиента концентрации $\frac{\partial p_1}{\partial x}$

$$\frac{\partial p_1}{\partial x} = p_{\beta 0} \frac{q}{kT} e^{\frac{qU_{\beta 0}}{kT}} e^{\frac{x}{f}} \frac{U_{m\beta}}{\text{sh} \frac{W_0}{\delta}} \left(1/f \text{sh} \frac{W_0 - x}{\delta} - \frac{\text{ch} \frac{W_0 - x}{\delta}}{\delta} \right). \quad (3.52)$$

Решение уравнения переноса для переменной составляющей, обусловленной модуляцией ширины базы p_2 . Для отыскания решения уравнения (3.23) необходимо использовать граничные условия (3.40) и (3.41). Преобразуем вначале граничные условия (3.41), подставив в (3.41) соотношение (3.43). Используя при этом приближенные формулы

$$\text{sh} \frac{W_1 U_{m\kappa}}{\delta_0} \approx 0, \quad \text{ch} \frac{W_1 U_{m\kappa}}{\delta_0} \approx 1,$$

получаем следующую формулу для граничных условий при $x = x_K$:

$$p_{2\kappa} = p_{\beta\kappa} \left[\frac{e^{\frac{W_0}{\delta_0}} \left(e^{\frac{qU_{\beta 0}}{kT}} - 1 \right)}{\text{sh} \frac{W_0}{\delta_0}} + \frac{\text{cth} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0} - \frac{1}{f} \right] W_1 U_{m\kappa}. \quad (3.53)$$

Подставив (3.53) вместо y_K в уравнение (3.31), учитывая соотношение (3.40) и подставляя в формулу (3.31) соотношения

$$y = p_2, \frac{1}{\delta} = \sqrt{\frac{1}{f^2} + \frac{1 + j\omega\tau_p}{L_p^2}},$$

получаем уравнение распределения составляющей плотности дырок $p_2(x)$, обусловленной модуляцией ширины базовой области:

$$p_2(x) = p_{BK} \left[e^{\frac{W_0}{\delta_0}} \cdot \frac{e^{\frac{qU_{\partial 0}}{kT}} - 1}{\operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta_0}} + \frac{\operatorname{cth} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0} - \frac{1}{f} \right] \times \\ \times \frac{\operatorname{sh} \frac{x}{\delta}}{\operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta}} e^{-\frac{W_0 - x}{f}} W_1 U_{mk}. \quad (3.54)$$

3.4. МАТРИЦА ПРОВОДИМОСТИ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

В предыдущем параграфе были получены соотношения, определяющие распределение дырок в базовой области. По этим соотношениям могут быть найдены параметры «теоретической модели» транзистора, которые учитывают явления переноса носителей в базе. При этом не будут учтены «внешние» параметры транзистора, не связанные с явлениями переноса носителей, — барьерные емкости p - n переходов и собственные сопротивления областей транзистора, которые следует рассчитывать отдельно. Подставим в общее уравнение для плотности дырочного тока (3.7) значения переменных составляющих плотностей дырок p_1 , p_2 и их производные при $x=0$ и $x=W_0$ и умножим плотности токов на площадь активной области транзистора, равную площади эмиттерного перехода S_0 . При этом получим

$$I_{m_0}^p = -qD_p \left[\left. \frac{\partial p_1}{\partial x} \right|_{x=0} - ap_1 \right|_{x=0} + \left. \frac{\partial p_2}{\partial x} \right|_{x=0} \right] S_0, \quad (3.55)$$

$$I_{mk}^p = -qD_p \left[\left. \frac{\partial p_1}{\partial x} \right|_{x=W_0} + \left. \frac{\partial p_2}{\partial x} \right|_{x=0} \right] S_0. \quad (3.56)$$

После определения и подстановки величин, входящих в (3.55) и (3.56), получим

$$I_{m\vartheta}^p = -qD_p \left\{ \left[p_{\text{б}\vartheta} \frac{q}{kT} e^{\frac{qU_{\vartheta 0}}{kT} \text{cth} \frac{W_0}{\delta_0}} - \frac{1}{\delta} + \frac{1}{f} p_{\text{б}\vartheta} \frac{q}{kT} \times \right. \right. \\ \times e^{\frac{qU_{\vartheta 0}}{kT}} \left. \right] U_{m\vartheta} + p_{\text{бк}} \left[\frac{1}{\delta_0} \left(e^{-\frac{W_0}{f}} e^{\frac{qU_{\vartheta 0}}{kT}} - 1 + \text{cth} \frac{W_0}{\delta_0} \right) - \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{f} \right] e^{-\frac{W_0}{f}} W_1 \frac{\delta}{\text{sh} \frac{W_0}{\delta}} U_{mк} \right\} S_{\vartheta}, \quad (3.57)$$

$$I_{mк}^p = -qD_p \left\{ p_{\text{б}\vartheta} \frac{q}{kT} e^{\frac{qU_{\vartheta 0}}{kT}} e^{\frac{W_0}{f}} \frac{1}{\delta \text{sh} \frac{W_0}{\delta}} \times \right. \\ \times U_{m\vartheta} + p_{\text{бк}} \left[\frac{1}{\delta_0} \left(e^{-\frac{W_0}{f}} e^{\frac{qU_{\vartheta 0}}{kT}} - 1 + \right. \right. \\ \left. \left. + \text{cth} \frac{W_0}{\delta_0} \right) - \frac{1}{f} \right] \left(\text{cth} \frac{W_0}{\delta} - \frac{1}{f} \right) W_1 U_{mк} \right\} S_{\vartheta}. \quad (3.58)$$

Эти уравнения можно записать в следующем виде:

$$I_{m\vartheta}^p = Y_{11}^p U_{m\vartheta} + Y_{12}^p U_{mк}, \quad (3.59)$$

$$I_{mк}^p = Y_{21}^p U_{m\vartheta} + Y_{22}^p U_{mк}. \quad (3.60)$$

В уравнениях (3.59) и (3.60) Y_{11}^p , Y_{12}^p , Y_{21}^p , Y_{22}^p — параметры четырехполюсника замещения, моделирующего процессы переноса дырок в базовой области. Эти параметры не учитывают наличия электронных токов в базе.

Из сравнения (3.57), (3.58), (3.59) и (3.60) получим

$$\left. \begin{aligned} Y_{11}^p &= -qD_p p_{\text{бэ}} e^{\frac{qU_{\text{э0}}}{kT}} \frac{q}{kT} \left(\frac{1}{f} + \frac{\text{cth} \frac{W_0}{\delta}}{\delta} \right) S_{\text{э}}, \\ Y_{12}^p &= -qD_p p_{\text{бк}} \left[\frac{e^{-\frac{W_0}{f}}}{\delta_0} \frac{e^{\frac{qU_{\text{э0}}}{kT}} - 1}{\text{sh} \frac{W_0}{\delta_0}} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\text{cth} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0} - \frac{1}{f} \right] \frac{e^{-\frac{W_0}{f}}}{\delta \text{sh} \frac{W_0}{\delta}} W_1 S_{\text{э}}, \\ Y_{21}^p &= -qD_p p_{\text{бэ}} \frac{q}{kT} e^{\frac{qU_{\text{э0}}}{kT}} e^{\frac{W_0}{f}} \frac{1}{\delta \text{sh} \frac{W_0}{\delta}} S_{\text{э}}, \\ Y_{22}^p &= -qD_p p_{\text{бк}} \left[\frac{e^{-\frac{W_0}{f}}}{\delta_0} \frac{e^{\frac{qU_{\text{э0}}}{kT}} - 1}{\text{sh} \frac{W_0}{\delta_0}} - \frac{1}{f} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\text{cth} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0} \right] \left(\frac{1}{f} + \frac{\text{cth} \frac{W_0}{\delta}}{\delta} \right) W_1 S_{\text{э}}. \end{aligned} \right\} (3.61)$$

Пренебрегая вторым членом в (3.47), получаем

$$j_{\text{э0}} \approx qD_p p_{\text{э0}} \left(\frac{1}{f} + \frac{\text{cth} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0} \right).$$

Учитывая это соотношение и соотношение (3.48), выражение (3.61) можно записать в виде:

$$Y_{11}^p = i_{\text{э0}}^p \frac{q}{kT} \frac{\frac{1}{f} + \frac{\text{cth} \frac{W_0}{\delta}}{\delta}}{\frac{1}{f} + \frac{\text{cth} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0}},$$

$$Y_{12}^p = -i_{k0}^p W_1 \frac{e^{-\frac{W_0}{f}}}{\delta \operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta}}, \quad (3.62)$$

$$Y_{21}^p = i_{\partial 0}^p \frac{q}{kT} \frac{e^{\frac{W_0}{f}}}{\delta \operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta} \left(\frac{1}{f} + \frac{\operatorname{cth} W_0 / \delta}{\delta} \right)},$$

$$Y_{22}^p = i_{k0}^p W_1 \left(\frac{\operatorname{cth} \frac{W_0}{\delta}}{\delta} - \frac{1}{f} \right).$$

В этих уравнениях $i_{k0} = j_{k0} S_{\partial}$ и $i_{\partial 0} = j_{\partial 0} S_{\partial}$ — токи теоретической модели транзистора. Из уравнения (3.62) может быть получено выражение для коэффициента переноса дырок в базовой области

$$\beta = \frac{Y_{21}^p}{Y_{11}^p} = \frac{I_{mk}^p}{I_{m\partial}^p} \bigg|_{U_{mk}=0} = \frac{e^{\gamma} \operatorname{csch} \frac{W_0}{\delta}}{\delta \left(\frac{1}{f} + \frac{\operatorname{cth} \frac{W_0}{\delta}}{\delta} \right)}. \quad (3.63)$$

Это соотношение совпадает с соотношениями, полученными в работах [3, 18, 34].

Электронные токи транзистора, как показано в работе [2], необходимо учитывать только при расчете параметра Y_{11} и расчете коэффициента усиления α теоретической модели

$$\alpha = \frac{Y_{21}^p}{Y_{11}} = \frac{Y_{21}^p}{Y_{11}^p + Y_{11}^n} = \frac{Y_{21}^p}{Y_{11}^p} \frac{Y_{11}^p}{Y_{11}^p + Y_{11}^n} = \beta \gamma, \quad (3.64)$$

где $\beta = \frac{Y_{21}^p}{Y_{11}^p}$ — коэффициент переноса дырок;

$\gamma = \frac{Y_{11}^p}{Y_{11}^p + Y_{11}^n}$ — коэффициент инжекции эмиттерного перехода.

Для низкой частоты при $\omega \rightarrow 0$ $\delta \rightarrow \delta_0$. Преобразуя (3.63) с учетом $\text{sh } \eta' \approx \frac{e^{\eta'}}{2}$ и $\text{cth } \eta' \approx 1$ при $\eta' > 2$, получаем

$$\beta_0 = \frac{2e^{\eta}/e^{\eta'}}{\eta/\eta' + 1} \approx e^{\eta - \eta'},$$

$$\eta - \eta' = \eta \left(1 - \sqrt{1 + \frac{W_0^2}{L_p^2 \eta^2}} \right) \approx -\frac{W_0^2}{2L_p^2 \eta}.$$

Отсюда получим приближенную формулу для низкочастотного значения коэффициента передачи β_0 :

$$\beta_0 \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W_0}{L_p} \right)^2 \frac{1}{\eta}.$$

С учетом этого соотношения можно записать следующую формулу для α_0 :

$$\alpha_0 = \gamma_0 \beta_0 = \gamma_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W_0}{L_p} \right)^2 \frac{1}{\eta} \right]. \quad (3.65)$$

Из этого выражения следует, что β_0 меньше отличается от единицы у дрейфового транзистора, чем у бездрейфового при тех же $\frac{W_0}{L_p}$, так как рекомбинация носителей при этом получается меньше у дрейфового транзистора за счет большей скорости движения носителей.

С учетом электронных токов формулы (3.62) имеют вид:

$$Y'_{11} = \frac{i p_{30}}{\gamma} \frac{q}{kT} \frac{\frac{1}{f} + \frac{\text{cth } \frac{W_0}{\delta}}{\delta}}{\frac{1}{f} + \frac{\text{cth } \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0}},$$

$$Y'_{12} = -i p_{30} W_1 \frac{e^{-\frac{W_0}{f}}}{\delta \text{ sh } \frac{W_0}{\delta}}, \quad (3.66)$$

$$Y'_{21} = i_{\text{э0}}^p \frac{q}{kT} \frac{e^{\frac{W_0}{f}}}{\delta \operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta} \left(\frac{1}{f} + \frac{\operatorname{cth} \frac{W_0}{\delta_0}}{\delta_0} \right)},$$

$$Y'_{22} = i_{\text{к0}}^p W_1 \left(\frac{\operatorname{cth} \frac{W_0}{\delta}}{\delta} - \frac{1}{f} \right),$$

где Y'_{11} , Y'_{12} , Y'_{21} , Y'_{22} — характеристические проводимости теоретической модели транзистора в схеме с общей базой с учетом электронных и дырочных токов.

Подставляя соотношения (3.28) в (3.66) и обозначая

$$\Omega = \sqrt{1 + j\omega \frac{\delta_0^2}{D_p}}, \quad (3.67)$$

для проводимости Y'_{11} получим соотношение

$$Y'_{11} = \frac{i_{\text{э0}}^p}{\gamma} \frac{q}{kT} \frac{1 + \frac{\eta'}{\gamma} \Omega \frac{1 + e^{-2\eta'\Omega}}{1 - e^{-2\eta'\Omega}}}{1 + \frac{\eta'}{\gamma} \frac{1 + e^{-2\eta'\Omega}}{1 - e^{-2\eta'\Omega}}}.$$

Экспонентами с отрицательными показателями можно пренебречь. При $\eta' = 2$ ошибка получается 5%, при $\eta = 3$ — менее 1%. Делая аналогичные преобразования, получаем формулы, определяющие частотную зависимость параметров триода:

$$Y'_{11} = \frac{i_{\text{э0}}^p}{\gamma_0} \frac{q}{kT} \frac{1 + \Omega}{2}, \quad (3.68)$$

$$Y'_{12} = 2i_{\text{к0}}^p \frac{\eta'}{W} \frac{dW}{dU_{\text{к}}} \Omega e^{-(\eta + \eta'\Omega)}, \quad (3.69)$$

$$Y'_{21} = i_{\text{э0}}^p \frac{q}{kT} \Omega e^{\eta - \eta'\Omega}, \quad (3.70)$$

$$Y'_{22} = -\frac{i_{\text{к0}}^p}{W} \frac{dW}{dU_{\text{к}}} [2\eta'\Omega e^{-2\eta'\Omega} + \eta'\Omega - \eta]. \quad (3.71)$$

Частотная зависимость γ , т. е. частотная зависимость электронных токов при этом может не учитываться, так как она меньше проявляется, чем частотная зависимость других параметров.

Рассмотрим выражения для активных проводимостей и емкостей переходов дрейфового транзистора и сравним эти параметры с параметрами бездрейфового транзистора [20].

1. *Эмиттерная проводимость и диффузионная емкость эмиттера.* Из уравнения (3.68) с учетом (3.67) при $\omega \rightarrow 0$ получим

$$g_{11} = \left. \frac{\partial i_a}{\partial u_a} \right|_{u_k = \text{const}} = i_{a0} \frac{q}{kT}.$$

Таким образом, низкочастотная проводимость эмиттерного перехода для переменного тока, определяющая соотношение между переменными составляющими тока и напряжения, одинакова в бездрейфовом и дрейфовом транзисторах.

Заменим (3.67) соотношением

$$\Omega = \sqrt{1 + j\omega \frac{\delta_0^2}{D_p}} \approx 1 + j\omega \frac{\delta_0^2}{2D_p} = 1 + j\omega \frac{W^2}{2D_p} \left(\frac{U_T}{\Delta U} \right)^2. \quad (3.72)$$

Подставляя (3.72) в (3.68), получаем для высоких частот

$$Y'_{11} \approx g_{11} + j\omega C_{эд}, \quad (3.73)$$

где

$$C_{эд} = i_{a0} \frac{q}{kT} \frac{W^2}{D_p} \left(\frac{U_T}{\Delta U} \right)^2 \quad (3.74)$$

— диффузионная емкость эмиттера дрейфового транзистора, которая в $2,4 \left(\frac{U_T}{\Delta U} \right)^2$ раз меньше соответствующей величины бездрейфового транзистора при той же ширине базовой области.

Для $\Delta U = 8U_T$ величина $2,4 \left(\frac{U_T}{\Delta U} \right)^2$ равна около 0,04. Такое уменьшение диффузионной емкости дрейфового транзистора

$$C_{эд} = \frac{dQ_6}{du_a}$$

связано с тем, что из-за дрейфового поля и уменьшения плотности носителей в базе уменьшается накопление заряда в базе, приходящееся на единицу изменения напряжения эмиттера.

Следует заметить, что (как это подробно рассматривается ниже) дрейфовые транзисторы имеют большую барьерную емкость эмиттерного перехода $C_{эп}$ на единицу площади, чем бездрейфовые триоды. Это приводит к тому, что барьерная емкость эмиттерного перехода становится сравнимой с диффузионной емкостью эмиттера.

2. *Проводимость обратной связи.* Ширина базовой области уменьшается с увеличением отрицательного напряжения коллектора. В бездрейфовом транзисторе это приводит к увеличению градиента концентрации диффундирующих носителей. Поэтому коллекторный ток увеличивается с ростом u_k , если напряжение на эмиттере остается постоянным. Если эмиттерный ток, а следовательно, и градиент концентрации неосновных носителей поддерживать постоянным, то увеличение u_k приводит к уменьшению u_a . При этом уменьшается рекомбинация за счет уменьшения ширины базы, увеличивается α и коллекторный ток.

В дрейфовом транзисторе распределение дырок более однородно в области базы, поэтому увеличение u_k приводит в основном к изменению ширины слоя дырок, но мало изменяет форму кривой распределения дырок. Поэтому в дрейфовом транзисторе обратная связь меньше, чем в бездрейфовом. Следовательно, u_a и i_a изменяются много меньше с изменением u_k в дрейфовом транзисторе.

При $\omega \rightarrow 0$ из (3.69) следует

$$g_{12} = \left. \frac{\partial i_a}{\partial u_k} \right|_{u_a = \text{const}} \approx i_{a0} \frac{1}{W} \frac{dW}{du_k} \eta' e^{-2\eta'}, \quad (3.75)$$

что на множитель $2\eta' e^{-2\eta'}$ отличается от соответствующей величины для бездрейфового транзистора.

Для $\eta' = 2$ проводимость обратной связи в 14 раз меньше, а при $\eta' = 4$ в 375 раз меньше, чем в бездрейфовом транзисторе (при тех же W и $\frac{dW}{du_k}$).

3. *Коллекторная проводимость.* Как уже указывалось выше, коллекторное напряжение в дрейфовом тран-

зисторе мало влияет на величины u_a и i_a . Как следует из (3.71), проводимость коллекторного перехода при $\omega \rightarrow 0$

$$g_{22} = \left. \frac{\partial i_k}{\partial u_k} \right|_{u_a = \text{const}} = \frac{i_{k0}}{W} \frac{dW}{du_k} \left[2\eta' e^{-2\eta'} + \frac{W^2}{L_p^2} \frac{1}{2\eta'} \right]. \quad (3.76)$$

Эта проводимость отличается от проводимости коллекторного перехода бездрейфового транзистора на множитель, значительно меньший единицы. Заменяя Ω в (3.71) формулой (3.72), получаем

$$Y_{22} = g_{22} + j\omega C_{\text{к диф}},$$

где

$$C_{\text{к диф}} = - \frac{i_{k0}}{W} \frac{dW}{du_k} \frac{W^2}{2D_p} \frac{1}{\eta'}. \quad (3.77)$$

Эта величина в $2,4/\eta'$ раз отличается от соответствующей величины бездрейфового транзистора при тех же $\frac{dW}{du_k}$ и W .

Множитель $2,4/\eta'$ имеет величину 0,6—1, т. е. диффузионная емкость коллектора дрейфового и бездрейфового транзистора близки по величине.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

4.1. ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ПЕРЕДАЧИ ТОКА ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

Частотная зависимость α теоретической модели дрейфового транзистора определяется частотной зависимостью коэффициента передачи β , так как γ мало меняется с ростом частоты.

Частотные зависимости модуля и фазы β дрейфового транзистора отличаются от аналогичных зависимостей бездрейфового транзистора. Частотная зависимость β в транзисторе определяется сдвигом по фазе β , 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 скорость размывания сигнала.

Частотная зависимость β бездрейфового транзистора показана рис. 4.1 на комплексной плоскости. Фазовый угол коэффициента β на предельной частоте бездрейфового транзистора (кривая 2 на рис. 4.1) равен 57° . При отсутствии рекомбинации хорошим приближением частотной зависимости β бездрейфового транзистора является частотная зависимость импеданса RC -цепочки, которая представляет собой полукруг с радиусом 0,5 и центром в точке 0,5 на вещественной оси комплексной плоскости (кривая 1 на рис. 4.1). На предельной частоте фазовый угол RC -цепочки равен 45° .

Рассмотрим частотную зависимость β идеального дрейфового транзистора, в котором отсутствует диффузия носителей.

Сделаем два допущения:

1) носители переносятся в базовой области только за счет дрейфа, т. е. $\frac{dp}{dx} = 0$ во всей области базы;

2) отсутствует рекомбинация.

При этих условиях с ростом частоты сохраняется ам-

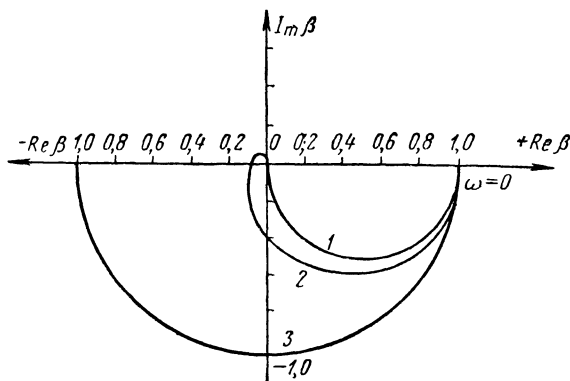


Рис. 4.1. Представление частотной зависимости коэффициента передачи цепи на комплексной плоскости:

1 — коэффициент передачи цепочки RC; 2 — бездрейфовый транзистор; 3 — идеальный дрейфовый транзистор.

плитуда переменного тока в базе, но создается сдвиг фазы, пропорциональный частоте. Поэтому частотная зависимость идеального дрейфового транзистора в комплексной плоскости может быть представлена окружностью с радиусом, равным 1, и центром в нулевой точке (кривая 3, рис. 4.1).

Такой дрейфовый транзистор имел бы только задержку сигнала и позволял бы передавать очень короткие импульсы, близко расположенные друг к другу, т. е. обладал бы бесконечной предельной частотой ω_p и бесконечным сдвигом по фазе на предельной частоте.

Рассмотрим частотную зависимость β дрейфового транзистора при условии, что указанные выше допущения выполняются, но происходит размывание сигнала за

счет диффузии. Пусть в момент $t=0$ (рис. 4.2,а), в начале базовой области введен импульс тока, который проходит через базу за время t_1 . Если размывания импульса за счет диффузии не происходит, то импульс в момент t_1 приходит к концу базы, т. е. достигает координаты $x=W$ без искажения формы (рис. 4.2,б). Но так как на краях импульса создаются сильные местные градиен-

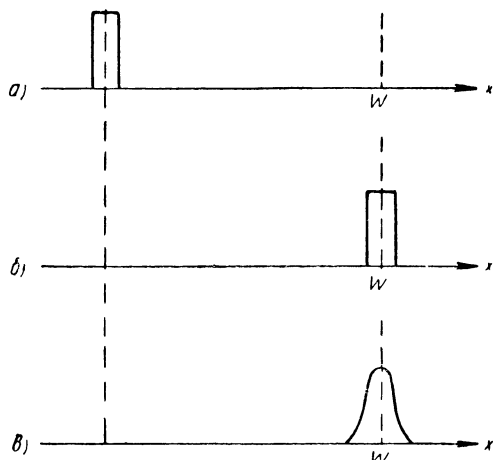


Рис. 4.2. Передача импульса тока через базу дрейфового транзистора:

а — импульс в момент $t=0$, инжектированный в базу транзистора; б — импульс, перенесенный через базу за время t_1 при чисто дрейфовом механизме диффузии; в — импульс, размытый за время t_1 в результате диффузии и перенесенный за счет дрейфа.

ты концентрации носителей, то в реальном транзисторе происходит размывание импульса за счет диффузии.

В силу принятого ранее допущения время пролета носителей определяется дрейфом и не зависит от диффузии, которая является более медленным процессом. Поэтому время прохождения базы импульсом по-прежнему равно t_1 , но импульс приходит к концу базы несколько размытым за счет диффузии (рис. 4.2,в).

При увеличении частоты следования импульсов за счет размывания импульсы будут перекрываться. За счет этого будет уменьшаться амплитуда импульсов (а значит и модуль коэффициента передачи β) и при

некоторой частоте передача импульсов становится невозможной.

Частотная зависимость β дрейфового транзистора определяется как дрейфом, так и диффузией носителей, но оба эти механизма движения носителей влияют на β по-разному. Дрейф носителей в основном определяет время пролета, т. е. фазовый сдвиг β , а диффузия носителей определяет размывание сигнала, т. е. уменьшение модуля β . Таким образом, предельная частота дрейфового транзистора определяется в основном только диффузией носителей. Следует, однако, учитывать, что размывание сигнала за счет диффузии определяется временем дрейфового переноса, так как в течение этого времени происходит и размывание сигнала.

Дрейфовое поле в базе, уменьшая время переноса носителей в базе, уменьшает влияние частоты как на фазовый сдвиг, так и на модуль коэффициента переноса β . При этом влияние дрейфового поля на модуль β оказывается более сильным, чем влияние на фазовый сдвиг β , поэтому фазовый сдвиг β на предельной частоте с ростом дрейфового поля увеличивается. В этом можно убедиться, используя соотношение [2] для частотной зависимости коэффициента переноса дрейфового транзистора:

$$\beta = e^{-\frac{1}{2} \frac{W_0 f}{2L^2}} e^{-j\omega \frac{W_0 f}{2D_p}} e^{-\frac{\omega^2}{2} \frac{W_0 f^2}{(2D_p)^2}}. \quad (4.1)$$

Это выражение может быть получено из формулы (3.63) при некоторых упрощениях. Первый множитель, определяющий низкочастотное значение β , можно считать равным единице. Второй множитель имеет мнимый показатель и определяет фазовый сдвиг β . Коэффициент при $j\omega$ в показателе этого множителя представляет собой время задержки, т. е. время переноса носителей τ :

$$t_{\text{зад}} = \frac{W_0 f}{2D_p} = \frac{W_0 kT}{qD_p E} = \frac{W_0}{\mu_p E} = \tau. \quad (4.2)$$

Третий множитель имеет вещественный показатель и определяет частотную зависимость модуля β . Показатель этого множителя может быть преобразован следующим образом:

$$\frac{\omega^2}{2} \frac{W_0 f^2}{(2D_p)^2} = \frac{\omega^2 W_0}{2\mu_p^2 E^2} = \frac{\omega^2}{2\tau^2 W_0}. \quad (4.3)$$

Из формул (4.2) и (4.3) следует, что если за счет уменьшения дрейфового поля увеличить τ в 2 раза (4.2), то сдвиг по фазе β увеличится в 2 раза, а модуль β уменьшится (4.3) в e^4 раз.

Кривые частотной зависимости β дрейфового транзистора с учетом влияния как дрейфа, так и диффузии на перенос носителей в базе могут быть рассчитаны по формуле

$$\beta = \frac{e\gamma \frac{W_0}{\delta}}{\eta \operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta} + \frac{W_0}{\delta} \operatorname{ch} \frac{W_0}{\delta}}, \quad (4.4)$$

которую легко получить из формулы (3.63).

Расчеты частотной зависимости β выполнены в работах [3, 18, 35]. Результаты этих расчетов для различных

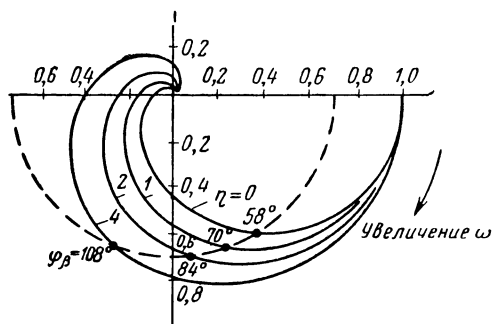


Рис. 4.3. Представление частотной зависимости коэффициента передачи тока базы дрейфового транзистора.

значений η приводятся на рис. 4.3 и в табл. 7. Случай $\eta=0$ соответствует бездрейфовому транзистору, для которого формула (4.4) преобразуется в формулу β бездрейфового транзистора:

$$\beta = \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{W_0}{\delta}} \approx \operatorname{sch} \left[(1 + j\omega\tau_p)^{1/2} \frac{W_0}{L_p} \right]. \quad (4.5)$$

Кривая при $\eta=4$ соответствует предельному значению дрейфового потенциала в германиевом транзисторе. Таким образом, все возможные значения β дрейфовых гер-

маниевых транзисторов лежат в области, ограниченной кривыми, соответствующими $\eta=0$ и $\eta=4$.

На рис. 4.3 не показаны кривые $\alpha=\gamma\beta$: они мало отличались бы от кривых β . Кривые α располагаются внутри областей, ограниченных соответствующими кривыми β , так как $\gamma < 1$. С ростом частоты влияние γ на кривую α уменьшается, так как γ более медленно меняется с частотой, чем β .

На рис. 4.3 проведена пунктиром окружность радиусом 0,7 с центром в начале координат, т. е. окружность уменьшения β/β_0 на 3 дБ. Точки пересечения этой окружности с кривыми зависимости β от частоты позволяют найти фазовые углы на предельной частоте при различных значениях η . Фазовый угол равен 45° для RC-цепочки: 57° для бездрейфового транзистора и 108° для $\frac{\Delta U}{U_T}=8$ ($\eta=4$).

Зависимость фазового угла на предельной частоте транзистора от величин $\frac{\Delta U}{U_T}$ [35] приводится на рис. 4.4. В работе [35] дается удобная аппроксимация для этой зависимости:

$$\varphi_{f\beta} = 58^\circ + 6^\circ \frac{\Delta U}{U_T} = 58^\circ + 12^\circ \eta. \quad (4.6)$$

По-видимому, в качестве более точной и также очень простой аппроксимации может быть использована формула

$$\varphi_{f\beta} = 57^\circ + 13^\circ \eta, \quad (4.7)$$

расчет по которой дает результат практически такой же, как и расчет по теоретической формуле.

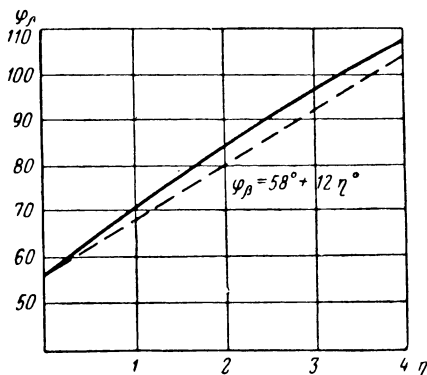


Рис. 4.4. Зависимость фазового угла на предельной частоте дрейфового

транзистора от величины $\frac{\Delta U}{U_T}$:

——— — теоретическая кривая;
----- — эмпирическая аппроксимация.

4.2. РАСЧЕТ ПРЕДЕЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ КОЭФФИЦИЕНТА ПЕРЕНОСА ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА ПРИ ПОСТОЯННОЙ ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ В БАЗЕ

Одной из основных расчетных величин транзистора, характеризующих его частотные свойства, является предельная частота транзистора. Поэтому необходимо получить аналитическое выражение для предельной частоты дрейфового транзистора. Для теоретической модели дрейфового транзистора формула предельной частоты могла бы быть получена приравниванием модуля выражения (4.4) величине $\sqrt{2}$ при $\omega = \omega_p$:

$$|\beta|_{\omega=\omega_p} = \frac{e^{\gamma} \frac{W_0}{\delta}}{\eta \operatorname{sh} \frac{W_0}{\delta} + \frac{W_0}{\delta} \operatorname{ch} \frac{W_0}{\delta}} = \sqrt{2}. \quad (4.8)$$

Однако это уравнение является трансцендентным и не может быть решено точно относительно ω_p .

Рядом авторов предложены приближенные методы расчета предельной частоты дрейфового транзистора. Формулы для расчета предельной частоты и численные результаты, полученные в различных работах [2, 18, 29, 35, 37], приводятся в табл. 7.

Впервые формула предельной частоты дрейфового транзистора была получена Кремером [2]. Им были получены приближенные выражения для β [см. формулу (4.1)]. В этой формуле первый сомножитель является частотно-независимым и мало отличается от единицы ($W_0 \ll L_p$). Второй член определяет изменение фазы β , так как имеет место мнимый показатель экспоненты. Третий сомножитель в (4.1) определяет уменьшение модуля β с ростом частоты

$$|\beta| \approx e^{-\frac{\omega}{2} \frac{W l^2}{(2D_p)^2}} \approx e^{-\frac{\omega^2}{a^3} \frac{W_0}{D_p^2}}.$$

Отсюда для предельной частоты получим

$$|\beta|_{\omega=\omega_p} \approx 0,7 = e^{-\frac{\omega_p}{a^3} \frac{W_0}{D_p^2}} = e^{-0,89}$$

Таблица 7

Результаты расчета предельной частоты дрейфового транзистора, полученные по различным формулам

Расчетная формула для $\omega_{\beta}/\omega_{\beta 0}$ при $W = \text{const}$	Величина $\eta = \frac{\Delta U}{2U_T}$				
	0	1,0	2,0	3,0	4,0
Расчет численным методом [18]	1,0	2,5	3,4	5,4	7,5
$\left(\frac{N_{\alpha}}{N_{\kappa}}\right)^{0,3}$ [18]	1,0	1,84	3,45	6,04	11,0
$(\Delta U/2U_T)^{3/2}$ [2]	0	1,0	2,82	5,2	8,0
Данные графика работы [29]	—	—	—	8,4	11,3
$\Delta U/U_T$ [35]	0	2,0	4,0	6,0	8,0
$1 + 0,85 (\Delta U/2U_T)^{3/2}$ [23]	1,0	1,85	3,4	5,33	7,8
$\left(1 + \frac{\Delta U}{2U_T}\right)^{3/2}$ [23]	1,0	2,83	5,2	8,2	11,2

или

$$\frac{\omega_{\beta}}{\alpha^3} \frac{W_0}{D_p^2} = 0,69.$$

Это выражение позволяет получить формулу для предельной частоты дрейфового транзистора

$$\omega_{\beta} \approx \frac{2,4D_p}{W^2} \left(\frac{\Delta U}{2U_T}\right)^{3/2}. \quad (4.9)$$

Принимая для бездрейфового транзистора [15, 17]

$$\omega_{\beta 0} = \frac{2,43D_p}{W^2},$$

получаем формулу для отношения частот дрейфового и бездрейфового транзисторов, имеющих одинаковую ширину базовой области:

$$\frac{\omega_{\beta}}{\omega_{\beta 0}} \approx \left(\frac{\Delta U}{2U_T}\right)^{3/2}. \quad (4.10)$$

Формула (4.10) получена при предположении, что дырки в базе транзистора переносятся только за счет дрейфа, а диффузия носителей мала ($\frac{\Delta U}{U_T} \gg 1$). Эта формула справедлива только для случая больших $\omega_\beta/\omega_{\beta 0}$ и дает большие погрешности при малых $\Delta U/U_T$. В частности, при $\Delta U = 0$ (бездрейфовый транзистор) формула дает $\frac{\omega_\beta}{\omega_{\beta 0}} = 0$, тогда как в действительности для этого случая отношение должно быть равным единице.

В работе [35] рассчитана точная зависимость $\omega_\beta/\omega_{\beta 0}$ от поля. В качестве уточнения формулы Кримера предлагается аппроксимация

$$\frac{\omega_\beta}{\omega_{\beta 0}} = \frac{\Delta U}{U_T}, \quad (4.11)$$

которая является очень простой и дает более близкое совпадение с точной зависимостью, чем формула (4.10), при часто встречающихся на практике величинах $\frac{\Delta U}{U_T} = 2 \div 6$.

В работе [29] предложен другой метод расчета предельной частоты дрейфового транзистора. Принято, что снижение модуля с ростом частоты объясняется размытием группы одновременно эмиттированных дырок за счет диффузии. Поэтому предельная частота транзистора должна быть пропорциональна частоте, при которой инжектируемые эмиттером бесконечно короткие импульсы становятся неразличимыми при достижении коллектора, т. е. расширяясь под влиянием диффузии, они сливаются друг с другом. При этих предположениях была получена формула

$$\frac{\omega_\beta}{\omega_{\beta 0}} = \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{3/2}. \quad (4.12)$$

Эта формула является правильной (хотя и не точной за счет того, что используется коэффициент 2 в числителе формулы для $\omega_{\beta 0}$ вместо более правильного, 2,43). Но при расчете времени пролета τ авторы допускают неточность, приводящую к завышенному численному значению отношения $\omega_\beta/\omega_{\beta 0}$. Следует заметить, что формулы,

полученные для $\omega_\beta/\omega_{\beta 0}$ в работе [29], являются сложными и мало пригодными для практических расчетов. Достоинством работы [29] является, однако, то, что в ней сравниваются частотные свойства дрейфовых транзисторов с различными законами распределения примесей в базовой области.

В работе [18] было получено численное решение уравнения частотной зависимости β и была построена зависимость β от частоты при различных перепадах концентраций примесей в базовой области. В этой работе рассмотрен случай экспоненциального распределения примесей и показано, что распределение по дополнительной функции ошибок Гаусса также может быть достаточно хорошо аппроксимировано экспонентой. Численным методом получена зависимость β от перепада концентраций примесей в базовой области. В работе предлагается аппроксимация зависимости $\omega_\beta/\omega_{\beta 0}$ от распределения примесей:

$$\frac{\omega_\beta}{\omega_{\beta 0}} = \left(\frac{N_a}{N_k} \right)^{0,3}. \quad (4.13)$$

Эта аппроксимация является достаточно простой и может быть использована при всех перепадах концентраций. В частности, при равномерном распределении примесей в базе (т. е. для бездрейфового транзистора) она дает правильную величину ω_β :

$$\omega_\beta = \omega_{\beta 0}, \text{ т. е. } \frac{\omega_\beta}{\omega_{\beta 0}} = 1.$$

Недостатком формулы (4.13) является ее плохая точность при больших N_a/N_k , но для этого случая в работе [18] предлагается другая аппроксимация.

В работах [23, 37] получена аппроксимация для предельной частоты дрейфового транзистора, которая дает хорошее совпадение при любых перепадах концентраций примесей в базе — от бездрейфового транзистора до максимально возможного для германия. Эта аппроксимация получена путем следующих рассуждений.

Скорость движения носителей в базовой области дрейфового триода в одномерном приближении связана с плотностью тока соотношением

$$j_p = pqv = pq(v_{др} + v_{диф}). \quad (4.14)$$

Распределение неравновесных носителей и градиент носителей в базе бездрейфового триода выражаются формулами

$$p = \frac{p_{\infty 0}}{W}(W - x), \quad \frac{dp}{dx} = -\frac{p_{\infty 0}}{W}.$$

Плотность тока бездрейфового триода выражается формулой

$$j_p = -qD_p \frac{dp}{dx} = qpv_{\text{диф}}.$$

Отсюда получим выражение для скорости переноса носителей за счет диффузии в бездрейфовом триоде

$$v_x = \frac{-D_p \frac{dp}{dx}}{p}. \quad (4.15)$$

Среднее время пролета носителей при диффузионном движении в триоде при отсутствии дрейфового поля

$$\tau_0 = \int_0^W \frac{dx}{v} = \frac{W^2}{2D_p}. \quad (4.16)$$

Считая, что носители двигаются через базу с некоторой средней скоростью в течение времени τ_0 , найдем среднюю скорость диффузионного переноса носителей

$$v_{\text{диф}} = \frac{W}{\tau_0} = \frac{2D_p}{W}. \quad (4.17)$$

При наличии дрейфового поля закон распределения примесей изменяется. Градиент неравновесных носителей, а следовательно, и скорость диффузионного движения при этом уменьшается.

Если при расчете предельной частоты дрейфового триода принимать, что $v_{\text{диф}}$ определяется формулой (4.17), то получается завышенное значение общей скорости переноса носителей $v = v_{\text{др}} + v_{\text{диф}}$, а следовательно, и величины предельной частоты дрейфового триода. При этом

$$v = \frac{2D_p}{W} + \mu_p E, \quad \tau = \frac{W}{v} = \frac{W^2}{2D_p + \mu_p EW}. \quad (4.18)$$

Предельная частота дрейфового триода может быть определена по времени пролета с помощью формулы (4.12). Подставив в (4.12) выражения (4.16) и (4.18), получим

$$\frac{\omega_{\beta}}{\omega_{\beta 0}} = \left(1 + \frac{\Delta U}{U_T}\right)^{3/2}. \quad (4.19)$$

Как следует из вывода формулы (4.19), она дает завышенные значения $\omega_{\beta}/\omega_{\beta 0}$. Значения $\omega_{\beta}/\omega_{\beta 0}$, полученные в работе [29], превышают результаты расчета по формуле (4.19) (см. табл. 7), а следовательно, также являются завышенными, что указывалось выше.

Если пренебречь единицей в скобках формулы (4.19), то получим формулу (4.10), которая определяет значения $\omega_{\beta}/\omega_{\beta 0}$ для случая отсутствия диффузии носителей, так как пренебрежение единицей в формуле (4.19) означает условие $v_{\text{диф}} = 0$. Формула (4.10) учитывает только дрейфовую скорость движения и дает заниженное значение предельной частоты дрейфового триода. Следовательно, действительная величина $\omega_{\beta}/\omega_{\beta 0}$ определяется неравенством

$$\left(\frac{\Delta U}{2U_T}\right)^{3/2} < \frac{\omega_{\beta}}{\omega_{\beta 0}} < \left(1 + \frac{\Delta U}{2U_T}\right)^{3/2}. \quad (4.20)$$

При этом формула (4.19) дает более правильный результат при малых $\Delta U/U_T$, формула (4.10) — при больших $\Delta U/U_T$, когда влияние диффузии мало.

Для расчета зависимости $U_T \eta_{\beta}/\omega_{\beta 0}$ при различных значениях $\Delta U/U_T$ может быть использована аппроксимация

$$\frac{\omega_{\beta}}{\omega_{\beta 0}} = 1 + 0,85 \left(\frac{\Delta U}{2U_T}\right)^{3/2}. \quad (4.21)$$

В формуле (4.21) отношение $\omega_{\beta}/\omega_{\beta 0}$ растет более медленно с ростом $\Delta U/2U_T$, чем в (4.19). Формула (4.21) дает хорошее совпадение с численными результатами [18]. Другим ее достоинством является то, что она позволяет легко учесть изменение коэффициента диффузии D_p , который входит в формулу предельной частоты дрейфового транзистора (см. следующий параграф):

$$\omega_{\beta} = \frac{2D_p}{W^2} \left[1 + 0,85 \left(\frac{\Delta U}{2U_T}\right)^{3/2}\right]. \quad (4.22)$$

4.3. ПРЕДЕЛЬНАЯ ЧАСТОТА КОЭФФИЦИЕНТА ПЕРЕНОСА ПРИ ПЕРЕМЕННОЙ ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ В БАЗОВОЙ ОБЛАСТИ

Подвижность носителей очень сильно зависит от концентрации примесей при концентрациях донорной примеси в германии выше 10^{15} $1/\text{см}^3$ [12, 24], что объясняется рассеянием носителей на ионизированных атомах примеси.

Так как дрейфовые транзисторы имеют очень высокую концентрацию примесей в базе, скорость движения дырок в базовой области уменьшается. Этот факт не учитывался нами при рассмотрении теории триода в гл. 3, а также не учитывался для упрощения анализа в большинстве работ, хотя его влияние на время пролета дырок и предельную частоту транзистора очень существенно.

Расчет параметров дрейфового триода по теории Кремера без учета влияния уменьшения подвижности давал в ряде случаев результаты, менее близкие к экспериментальным данным, чем расчет по соотношениям, справедливым для бездрейфового транзистора.

Расчет предельной частоты с учетом переменной подвижности носителей в базе впервые произведен в работе [26]. Этот вопрос был рассмотрен также в ряде других работ, в некоторых из них расчет был произведен более строго. Однако точность расчетов во всех случаях в основном зависит от точности аппроксимации экспериментальной зависимости подвижности от концентрации примесей. Поэтому для практических расчетов нам представляется удобной и простой методика расчета, описанная в работах [25, 26, 27].

Рассмотрим расчет влияния зависимости подвижности дырок в базе дрейфового транзистора на предельную частоту, предложенный в этих работах. Зависимость подвижности носителей от концентрации примесей может быть получена использованием аналитических формул или путем аппроксимации экспериментальных данных.

Теоретические формулы, определяющие зависимость подвижности от концентрации примесей [12], являются очень сложными. Однако они не дают хороших совпадений с экспериментальными данными, а ряд величин

в них (например, активная масса носителей) уточняется из экспериментальных данных. Поэтому для практического расчета зависимости подвижности от концентрации примесей, когда не интересуются механизмом рассеяния носителей, удобнее пользоваться аппроксимацией экспериментальных данных, как это принято в большинстве работ [25, 27, 53, 55, 58].

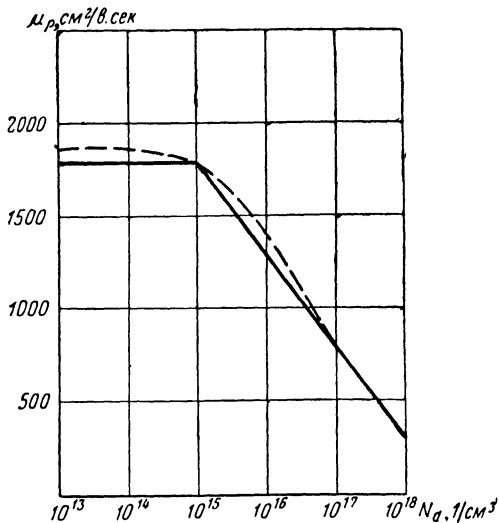


Рис. 4.5. Зависимость подвижности дырок от концентрации донорной примеси в германии при комнатной температуре.

Экспериментальная зависимость подвижности дырок от концентрации донорной примеси [24] в германии для комнатной температуры представлена на рис. 4.5 (пунктирная линия). Эта зависимость в логарифмическом масштабе может быть аппроксимирована [25, 27] двумя прямыми, показанными на том же рисунке сплошными линиями. Аналитически эта аппроксимация выражается следующим образом:

$$\begin{aligned} \mu_p &= 1800 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек} \quad \text{для } N_I < 10^{15} \text{ 1/см}^3, \\ \mu_p &= 1800 - 500 \lg \frac{N_I}{10^{15}} \quad \text{для } 10^{15} < N_I < 10^{18}. \end{aligned} \quad (4.23)$$

Для экспоненциального распределения примесей в базе дрейфового триода (3.1) получим следующую формулу зависимости подвижности дырок в базе дрейфового транзистора от координаты:

$$\mu_p(x) = \left[1800 - 500 \lg \frac{N_a}{10^{15}} \right] + 215ax = \mu_{p0} + bx. \quad (4.24)$$

В этой формуле

μ_{p0} — подвижность носителей в базе у эмиттера;

b — скорость изменения подвижности носителей с координатой (постоянная величина для экспоненциального распределения примесей).

Время пролета дырок через базовый слой с учетом (4.24) при допущении, что движение дырок происходит только под действием дрейфа, может быть определено по формуле

$$\begin{aligned} \tau &= \int_0^W \frac{dx}{v_p(x)} = \int_0^W \frac{dx}{\mu_p(x) E} = \int_0^W \frac{dx}{(\mu_{p0} + bx) E} = \\ &= \frac{1}{bE} \ln \left[\frac{\mu_{p0} + bW}{\mu_{p0}} \right]. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Если концентрация примесей в исходном германии очень мала, то в части базовой области, примыкающей к коллекторному переходу, концентрация примесей будет ниже 10^{15} 1/см^3 . В этой части базы дырки двигаются с постоянной подвижностью $\mu_{p0} = 1800 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$. При этом время пролета может быть определено по формуле

$$\tau = \int_0^{W'} \frac{dx}{\mu_p(x)} + \frac{W - W'}{\mu_{p0} E} = \frac{1}{bE} \ln \left[\frac{\mu_{p0} + bW'}{\mu_{p0}} \right] + \frac{W - W'}{\mu_{p0} E}, \quad (4.26)$$

где W' — расстояние, проходимое с переменной подвижностью, т. е. координата точки, где концентрация примесей равна 10^{15} 1/см^3 .

Принимая, что дырки двигаются в течение времени τ через базовую область с некоторой постоянной средней

скоростью, получаем величину средней подвижности дырок

$$\mu_{p \text{ ср}} = \frac{W}{\tau E}. \quad (4.27)$$

Аналогично понятию о $\mu_{p \text{ ср}}$ можно ввести понятие и о среднем коэффициенте диффузии дырок в базе

$$D_{p \text{ ср}} = \mu_{p \text{ ср}} \frac{kT}{q}. \quad (4.28)$$

Умножая числитель и знаменатель формулы (4.25) на W^2 , получаем

$$\tau = z' W^2, \quad (4.29)$$

где

$$z' = \frac{\ln \frac{\mu_{p \text{ э}} + 8280 \Delta U}{\mu_{p \text{ э}}}}{8280 (\Delta U)^2}, \quad (4.30)$$

$\Delta U = EW = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{\text{э}}}{N_{\text{к}}}$ — дрейфовый потенциал базовой области.

Из соотношений (4.27), (4.29) получим

$$\mu_{p \text{ ср}} = \frac{W}{\tau E} = \frac{W}{z' W^2 E} = \frac{1}{z' \Delta U} = \frac{8280 \Delta U}{\ln \frac{\mu_{p \text{ э}} + 8280 \Delta U}{\mu_{p \text{ э}}}}. \quad (4.31)$$

Формула (4.26) умножением числителя и знаменателя дроби на W^2 может быть сведена к формуле

$$\tau = z'' W^2, \quad (4.32)$$

где

$$z'' = \frac{\ln \frac{1800}{\mu_{p \text{ э}}}}{8280 (\Delta U)^2} + \frac{8280 \Delta U - 1800 + \mu_{p \text{ э}}}{1,49 \cdot 10^{17} (\Delta U)^2}. \quad (4.33)$$

Средняя подвижность может быть для этого случая определена по формуле

$$\mu_{p \text{ ср}} = \frac{W}{\tau E} = \frac{1}{z'' \Delta U}. \quad (4.34)$$

Из полученных выше формул следует, что время пролета носителей в базе дрейфового триода зависит не только от ширины базы W и дрейфового потенциала ΔU , как это следует из теории Кремера [2], но и от абсолютной величины концентрации примесей в базе. Зави-

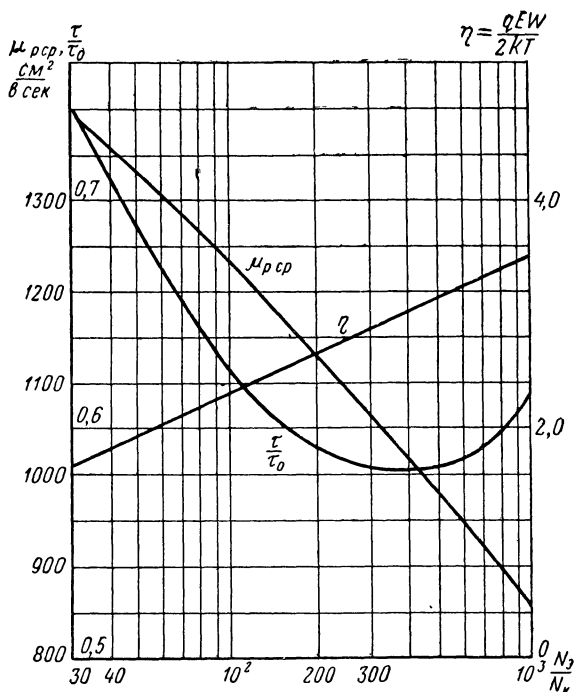


Рис. 4.6. Зависимость $\mu_{p\text{ср}}$, τ/τ_0 от N_a/N_K для дрейфового германиевого транзистора, $N_K=10^{15} \text{ 1/см}^3 = \text{const.}$

симость средней подвижности дырок от распределения примесей в базе транзистора приводится на рис. 4.6 и 4.7.

Расчет предельной частоты дрейфового транзистор с учетом переменной подвижности дырок может быть произведен по тем же формулам, что и в случае постоянной диффузии (4.6), (4.33), если в них вместо D_p подставить

значение $D_{p\text{ ср}}$, а в формулу $\omega_{\beta 0}$ — постоянное значение коэффициента диффузии D_{p0} :

$$\omega_{\beta 0} = \frac{2D_{p0}}{W^2}. \quad (4.35)$$

Тогда из формул (4.22) и (4.35) получим

$$\frac{\omega_{\beta}}{\omega_{\beta 0}} = \frac{D_{p\text{ ср}}}{D_{p0}} \left[1 + 0,85 \left(\frac{\Delta U}{2U_T} \right)^{3/2} \right], \quad (4.36)$$

где $D_{p0} = 47 \text{ см}^2/\text{сек}$ — коэффициент диффузии дырок при концентрациях примесей 10^{15} 1/см^3 и ниже.

Отношение коэффициентов диффузии можно заменить отношением подвижностей. Заметим, что хотя ве-

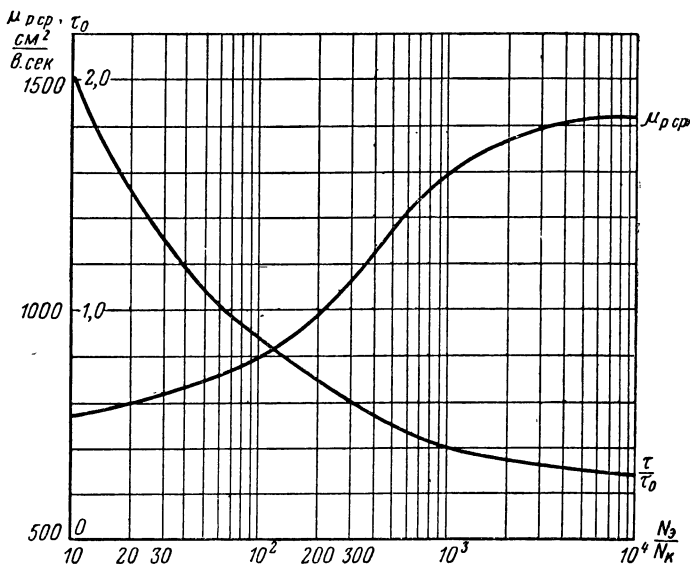


Рис. 4.7. Зависимость $\mu_{p\text{ ср}}$, τ/τ_0 от N_3/N_K для дрейфового германиевого транзистора $N_3 = 3,16 \cdot 10^{17} \text{ 1/см}^3$.

личина средней подвижности определялась из случая движения носителей в базе за счет дрейфа, формула (4.36) учитывает как дрейф, так и диффузию носителей, так как диффузионная и дрейфовая составляющие скорости переноса уменьшаются пропорционально.

Влияние этого уменьшения на предельную частоту учитывается отличием $\frac{D_p \text{ с р.}}{D_{p0}}$ от единицы.

Результаты расчета зависимости $\frac{\omega_\beta}{\omega_{\beta 0}}$ от распределения примесей в базе по формуле (4.46) приводятся на рис. 4.8. Они свидетельствуют об очень сильной зависимости ω_β

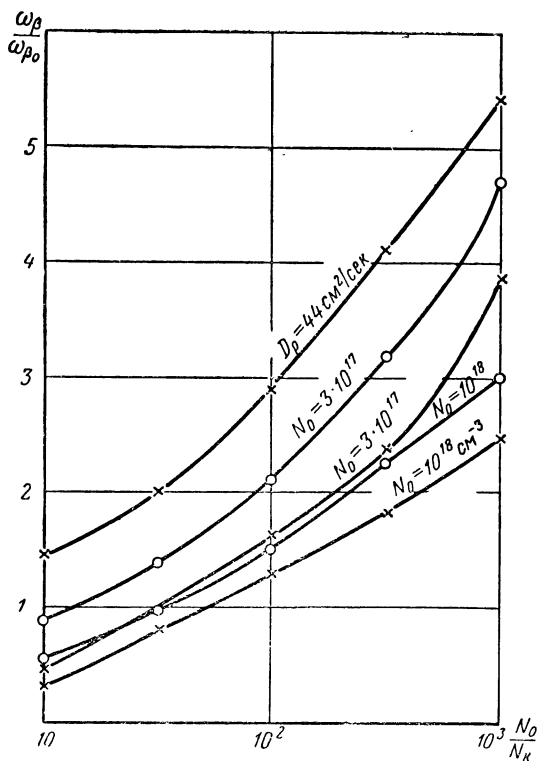


Рис. 4.8. Зависимость отношения частот дрейфового и бездрейфового транзисторов $\frac{\omega_\beta}{\omega_{\beta 0}}$ от распределения примесей в базе дрейфового транзистора:

—x—x— дрейф носителей; ○—○— дрейф-диффузия носителей.

дрейфового транзистора от концентрации примесей в базовой области. Так, для транзисторов П401—П403 предельная частота ω_β уменьшается за счет снижения D_p ср почти в два раза. При очень высоких концентрациях примесей в базе $\frac{\omega_\beta}{\omega_{\beta 0}} < 1$, т. е. при этом дрейфовый транзистор имеет более низкую предельную частоту, чем бездрейфовый, и более высокие $\frac{\tau}{\tau_0}$ (см. рис. 4.6). Отсюда следует

важный для конструкторов транзисторов вывод, что рост концентрации примесей в базе у эмиттера не улучшает частотные свойства транзистора. В последних типах транзисторов эту концентрацию уменьшают для увеличения пробивного напряжения эмиттерного перехода.

Наиболее строго вопрос о расчете частотной зависимости коэффициента переноса базы и предельной частоты дрейфового транзистора для случая переменной подвижности был рассмотрен В. М. Вальд-Перловым [31]. Было получено решение уравнения переноса дрейфового транзистора при переменном коэффициенте диффузии для малых уровней инжекции при пренебрежении рекомбинацией и одномерном приближении. Решение определялось в виде волны тока, бегущей вдоль оси x с затуханием $\kappa(x)$ и волновым множителем $h(x)$ в виде

$$\bar{j}(x) = e^{\int_0^x \kappa(x) dx} j e^{\int_0^x h(x) dx}. \quad (4.37)$$

При этом модуль и фаза коэффициента переноса носителей определяются по формулам

$$|\beta| = e^{\int_0^W \kappa(x) dx}, \quad (4.38)$$

$$\varphi_\beta = \int_0^W h(x) dx. \quad (4.39)$$

Для определения $h(x)$ и $\kappa(x)$ получены соотношения

$$h(x) = \frac{\omega}{N(x)} \int_x^W \frac{N(x)}{D(x)} dx, \quad (4.40)$$

$$\kappa(x) = \frac{1}{N(x)} \int_x^W h^2(x) N(x) dx. \quad (4.41)$$

При этом важно заметить, что решение (4.37) и формулы (4.40) и (4.41) получены для любого распределения примесей и любой зависимости подвижности от координаты для случая сильного ускоряющего поля.

Из соотношений (4.40) и (4.41) могут быть сделаны следующие выводы:

1. $\varphi_\beta \sim \omega$. Это подтверждает правильность принимаемого во многих работах допущения, что время передачи сигнала $\tau = \frac{\varphi_\beta}{\omega}$ не зависит от частоты.

2. Соотношение (4.41) позволяет определить частотную зависимость $|\beta|$ для любого распределения примесей.

Из соотношений (4.38), (4.40), (4.41) следует, что $\kappa \sim \omega^2$, следовательно,

$$|\beta| = e^{-c\omega^2},$$

На предельной частоте ω_β

$$0,7 = e^{-c\omega_\beta^2},$$

откуда

$$c = \frac{\ln \frac{1}{0,7}}{\omega_\beta^2} = \frac{0,36}{\omega_\beta^2}$$

и

$$|\beta| = e^{-0,36 \left(\frac{\omega}{\omega_\beta} \right)^2}, \quad (4.42)$$

Из сравнения (4.38) и (4.42) получим формулу предельной частоты дрейфового транзистора с учетом зависимости подвижности от координаты

$$\omega_p = \frac{0,6}{\left\{ \int_0^W \frac{dx}{N(x)} \left[\int_x^W \frac{N(x)}{D(x)} dx \right]^2 \int_0^x \frac{dx}{N(x)} \right\}^{1/2}}. \quad (4.43)$$

Для расчета реальной частотной зависимости $|\beta|$ и φ_p , а также предельной частоты ω_p необходимо подставить зависимости $N(x)$ и $D_p(x)$ в соотношения (4.38)—(4.43). Были проделаны расчеты для экспоненциального распределения примесей в базе при следующей зависимости коэффициента диффузии от концентрации примесей:

$$\frac{1}{D_p} = A_1 + A_2 W + A_3 N \ln N, \quad (4.44)$$

где A_1 , A_2 и A_3 — постоянные, зависящие от температуры.

Получено хорошее совпадение результатов расчета по формулам (4.36) и (4.43) для реальных распределений примесей в базе транзистора. Поэтому для комнатной температуры удобнее пользоваться простой методикой расчета, предложенной в [25, 26].

Методика В. М. Вальд-Перлова, подробно описанная в [31], может быть легко использована для расчета температурной зависимости параметров с учетом зависимости подвижности носителей в базе от концентрации примесей [58]. Этот вопрос рассмотрен в гл. 7 настоящей книги.

Кроме указанных выше работ [25, 31, 58], независимо от них расчет предельной частоты дрейфового триода с учетом изменения подвижности был рассмотрен в работах [53—56]. В работе [53] находится выражение для частотной зависимости коллекторного тока дрейфового транзистора и приводятся результаты расчета (по-видимому, численным методом) зависимости относительной предельной частоты от распределения примесей с учетом переменной подвижности. Автор показал, что предельная частота не растет с ростом концентрации примесей у эмиттера. Однако результаты [53] мало при-

емлемы для практических расчетов, а численные данные относятся к далекому от практического распределения примесей случаю, когда концентрация примесей у коллектора равна 10^{13} 1/см^3 . Поэтому снижение ω_β за счет уменьшения подвижности носителей в [53] получалось меньше, чем в других работах.

В работе [54] предлагается аппроксимация зависимости подвижности дырок от координаты в виде формулы

$$\mu_p(x) = \mu_{p\kappa} \left(\frac{N_d}{N_{d0}} \right)^{-\nu}, \quad (4.45)$$

где $\mu_p(x)$ — подвижность дырок в точке x с концентрацией N_d ;

$\mu_{p\kappa}$ — подвижность у коллекторного перехода;

$\nu = \frac{1}{3}$ для численного примера, когда $N_{d0} = 10^{16} \text{ 1/см}^3$.

Подставляя зависимость (4.45) в уравнение переноса дырок, авторы свели уравнение переноса к уравнению Бесселя, которое может быть разделено на три уравнения для составляющих плотности дырок, определяемых постоянным смещением эмиттера, переменным напряжением эмиттера и эффектом Эрли. Решение для каждой из этих составляющих представляет собой выражение, в которое входят функции Бесселя n -го порядка $\left(n=1+\frac{1}{\nu}\right)$ первого и второго рода от комплексного аргумента. Полученное в этой работе выражение для β является очень сложным для практических расчетов. В этой работе не дается формулы для предельной частоты и этот параметр должен рассчитываться численным методом. Формулу (4.45) можно использовать для оценки снижения предельной частоты за счет высоких концентраций в базе транзистора, но она неудобна для практических расчетов из-за ее сложности.

Следует отметить, что численный пример [54] относится к распределению примесей, не имеющему обычно места в реальных транзисторах, поэтому он дает слишком большое снижение предельной частоты. Хотя решение для β в [54] является математически более строгим, чем в [25], точность расчета в основном определяется точностью аппроксимации, поэтому расчет предель-

ной частоты с учетом введенной аппроксимации в работе [25] получается более точным.

В работах [55, 56] рассчитывается время пролета носителей в базе дрейфового транзистора методом заряда. В работе [55] приводятся следующие зависимости концентрации примесей и коэффициента диффузии от координаты x :

$$N(x) = N_0 e^{-ax},$$

$$D_p(x) = \begin{cases} D_0 e^{-\frac{ax}{3}} & \begin{cases} 0 \leq x < W \\ 0 \leq x \leq W' \end{cases} \\ D'_p & W' < x < W. \end{cases} \quad (4.46)$$

При этом получено следующее соотношение для времени пролета, которое является обратной величиной максимальной частоты усиления ω_T (частоты, на которой коэффициент передачи тока в схеме с общим эмиттером равен единице):

$$\tau = \frac{1}{\omega_T} = \frac{W^2}{D'} \frac{1}{(aW)^2} \left\{ \frac{9}{4} e^{\frac{aW}{3}} - \frac{1}{4} e^{-aW'} + \right. \\ \left. + e^{-aW} + (\beta W - \beta W') - 3 \right\}. \quad (4.47)$$

Следует указать, что ω_T не совпадает со значением ω_β и полученные здесь формулы не являются достаточно точными. Автор [55] указывает, что возможно с достаточной точностью определить ω_β путем усреднения подвижности, т. е. методом, который использован в [26].

4.4. РАСЧЕТ ПРЕДЕЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ РЕАЛЬНОГО ТРАНЗИСТОРА

Частотная зависимость плоскостных транзисторов с предельными частотами f_β порядка единиц мегагерц определяется практически только временем пролета носителей. При этом теоретически предельная частота коэффициента переноса базы f_β близко совпадает с предельной частотой коэффициента передачи тока f_α .

Для транзисторов с предельными частотами f_α свыше 100 МГц частотная зависимость коэффициента передачи тока α определяется не только временем пролета носителей в базе, но и емкостями переходов, омическими сопротивлениями базы и коллектора, что отмечается в ряде работ [3, 50, 57]. При этом предельная частота реального транзистора может быть значительно ниже, чем частота f_α за счет влияния емкостей переходов.

Соотношения между частотами f_β и f_α для высокочастотного транзистора определены в работах [25, 27, 50]. Заметим, что эти соотношения справедливы как для дрейфового, так и для бездрейфового транзисторов, но отношение f_β/f_α больше отличается от единицы в дрейфовых транзисторах. Различие f_β и f_α объясняется тем, что в дрейфовых транзисторах достигаются очень высокие предельные частоты, при которых на коэффициент передачи тока оказывают влияние емкости переходов, а емкости эмиттерных переходов на единицу площади у дрейфовых транзисторов всегда выше.

Коэффициент передачи тока α транзистора на высокой частоте (десятки мегагерц) определяется следующими факторами:

- 1) эффективностью эмиттера γ ,
- 2) коэффициентом переноса носителей β ,
- 3) постоянной времени коллекторной цепи τ_k ,
- 4) временем переноса носителей через запирающий слой коллекторного перехода τ_i .

1. Эффективность эмиттера γ . На низких частотах можно приближенно считать, что весь ток эмиттера является дырочным $\gamma_0 \approx 1$. Однако с ростом частоты начи-

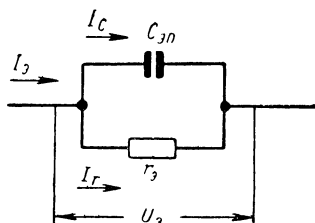


Рис. 4.9. Эквивалентная схема эмиттерного перехода на высоких частотах.

нает сказываться шунтирование активного сопротивления эмиттерного перехода емкостью эмиттерного перехода (рис. 4.9). С ростом частоты падает сопротивление

емкости перехода и увеличивается емкостная составляющая тока. Так как усилительный эффект создается только дырочным током, протекающим через активное сопротивление r_a , влияние емкости можно рассматривать как снижение γ с ростом частоты. Если предположить, что электронные токи отсутствуют и снижение γ с частотой определяется только наличием емкости перехода, частотная зависимость γ может быть определена из формулы

$$\gamma = \frac{I_r}{I_r + I_C}, \quad (4.48)$$

где I_r — дырочный ток эмиттерного перехода, протекающий через активное сопротивление эмиттерного перехода r_a ;

I_C — ток, протекающий через барьерную емкость эмиттерного перехода.

Из схемы рис. 4.9 с учетом формулы (4.48) получим

$$\gamma = \frac{I_r}{I_r + I_C} = \frac{\frac{1}{r_a}}{\frac{1}{r_a} + j\omega C_{эп}} = \frac{1}{1 + j\omega r_a C_{эп}}.$$

Отсюда

$$|\gamma| = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 C_{эп}^2 r_a^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\gamma}\right)^2}}, \quad (4.49)$$

где ω_γ — предельная частота эмиттерной цепи, равная

$$\omega_\gamma = \frac{1}{r_a C_{эп}} = \frac{q i_{a0}}{k T C_{эп}}. \quad (4.50)$$

Как видно из формулы (4.49), $\gamma = 1$ при $\omega = 0$ без учета электронных токов и уменьшается с ростом частоты. Если $\omega = \omega_\gamma$, то $|\gamma| = 0,7$. Для увеличения γ на высокой частоте необходимо увеличивать ω_γ , т. е. уменьшать $r_a C_{эп}$. Емкость $C_{эп}$ может быть уменьшена за счет уменьшения площади перехода. Из выражения (4.50) следует, что для увеличения ω_γ необходимо работать при больших плотностях тока.

Более точная частотная зависимость ω_γ описывается [57] формулой

$$\gamma = \left[A + (1 + j\omega\tau_a)^{1/2} + \frac{j\omega C_{ан}r_a}{\gamma_0} \cdot \frac{\text{th}(j\omega\tau)^{1/2}}{j\omega\tau} \right]^{-1}, \quad (4.51)$$

где

$$A = \frac{1 - \gamma_0}{\gamma_0},$$

τ_a — время жизни электронов в эмиттерной области;
 τ — время движения дырок в базовой области.

Анализ показывает, что для приближенного практического расчета частотной зависимости γ формула (4.49) вполне применима [50].

2. Коэффициент переноса носителей β . Если с увеличением ω период сигнала становится сравнимым со средним временем пролета дырок через базу, происходит уменьшение выходного сигнала и уменьшение коэффициента переноса β . Частотная зависимость β приближенно может быть выражена в виде обычно принимаемой формулы

$$|\beta| = \frac{\beta_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\beta}\right)^2}}, \quad (4.52)$$

где ω_β — предельная частота коэффициента переноса β , т. е. частота, на которой $|\beta| = 0,7\beta_0 \approx 0,7$.

3. Постоянная времени коллекторной цепи τ_k . Если предельная частота коэффициента переноса f_β становится сравнимой с предельной частотой коллекторной цепи [3, 50]

$$f_k = \frac{1}{2\pi r'_б C_{кп}}, \quad (4.53)$$

где $C_{кп}$ — емкость коллекторного перехода;
 $r'_б$ — омическое сопротивление базы,

то предельная частота триода уменьшается за счет влияния инерционности цепочки $r'_б C_{кп}$ на форму выходного сигнала.

Принятые выше формулы для частотной зависимости γ и β используются ниже для получения частотной зависимости α и определения соотношения практической и теоретической предельных частот.

4. Влияние времени переноса носителей через запирающий слой коллектора (через слой собственной проводимости i) обычно не учитывается на практике. Этот фактор рассматривается отдельно в § 4.6.

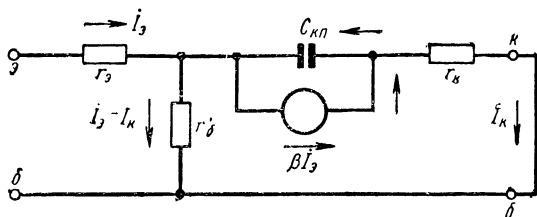


Рис. 4.10. Эквивалентная схема для определения коэффициента усиления транзистора с учетом влияния емкостей переходов.

Определим соотношение между коэффициентом передачи тока триода в режиме короткого замыкания на выходе α (без учета влияния f_γ) и коэффициентом усиления теоретической модели β . Из схемы рис. 4.10:

$$r'_б (i_б - i_к) + (\beta i_б - i_к) \frac{1}{j\omega C_{кп}} = r'_к i_к. \quad (4.54)$$

Отсюда

$$\alpha = \frac{i_к}{i_б} \bigg|_{U_к=0} = \frac{\beta + j\omega r'_б C_{кп}}{1 + j\omega C_{кп} (r'_б + r'_к)}. \quad (4.55)$$

С учетом влияния γ на коэффициент передачи тока и соотношения для β (4.52) формула (4.55) может быть переписана в следующем виде:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\gamma}} \frac{\frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\beta}} + j\omega r'_б C_{кп}}{1 + j\omega (r'_б + r'_к) C_{кп}}. \quad (4.56)$$

Вводя обозначения

$$\omega_к = \frac{1}{r'_б C_{кп}}, \quad s = 1 + \frac{r'_к}{r'_б}$$

для предельной частоты и приравнявая $\omega = \omega_\alpha$ в (4.56), получаем

$$\frac{\alpha_{\text{пред}}}{\alpha_0} = \frac{1}{1 + j \frac{\omega_\alpha}{\omega_\gamma}} \frac{1 + j \frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta} + j \frac{\omega_\alpha}{\omega_K}}{1 + j \frac{\omega_\alpha}{\omega_K} s}. \quad (4.57)$$

Умножая числитель и знаменатель правой части (4.57) на $\left(1 + j \frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta}\right)$ и переходя к модулям, получаем алгебраическое уравнение, связывающее предельные частоты ω_γ , ω_K , ω_β , ω_α .

Однако относительно ω_α уравнение (4.57) приводится к уравнению пятой степени и не решается в общем виде. Поэтому точно рассчитать ω_α по известным ω_γ , ω_K , ω_β , s и таким образом определить степень ее снижения относительно ω_β за счет указанных выше факторов в общем случае невозможно. Эта задача может быть разрешена в некоторых частных случаях, которые рассматриваются ниже.

Малое влияние коллекторной цепи

$$\frac{\omega_\alpha}{\omega_K} \ll 1, \quad \frac{\omega_\alpha}{\omega_K} s \ll 1.$$

В этом случае (4.57) приводится к биквадратному уравнению относительно ω_α :

$$\omega_\alpha^4 + \omega_\alpha^2 (\omega_\gamma^2 + \omega_\beta^2) - \omega_\gamma^2 \omega_\beta^2 = 0. \quad (4.58)$$

Предельная частота ω_α может быть определена как положительный корень уравнения (4.58) с помощью формулы

$$\omega_\alpha = \omega_\beta \sqrt{-\frac{1+b^2}{2} + \sqrt{\left(\frac{1+b^2}{2}\right)^2 + b^2}}, \quad (4.59)$$

где

$$b = \frac{\omega_\gamma}{\omega_\beta}.$$

Зависимость $\frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta}$ от $\frac{\omega_\gamma}{\omega_\beta}$, подсчитанная по формуле (4.59), приводится на рис. 4.11. Из этого рисунка видно, что снижение ω_α за счет влияния эмиттерной цепи составляет 10% при $\frac{\omega_\gamma}{\omega_\beta} = 3$ и 5% при $\frac{\omega_\gamma}{\omega_\beta} = 4$. Таким образом, влиянием эмиттерной цепи на предельную частоту триода можно пренебречь при условии $\frac{\omega_\gamma}{\omega_\beta} \geq 3 \div 4$.

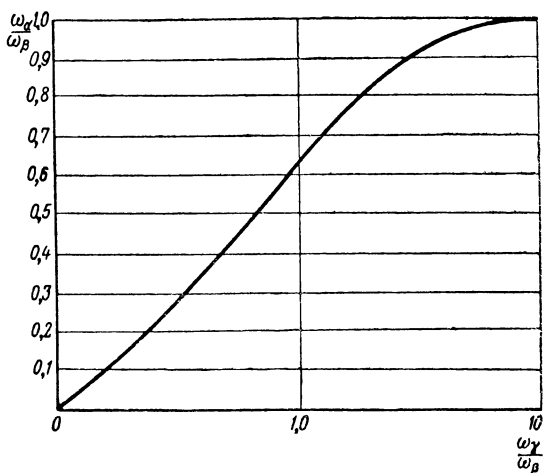


Рис. 4.11. Зависимость $\frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta}$ от $\frac{\omega_\gamma}{\omega_\beta}$.

С ростом тока эмиттера емкость эмиттерного перехода растет медленнее, чем падает r_β . Поэтому ω_γ быстро растет с током эмиттера в соответствии с формулой (4.50). При малых токах эмиттера r_β велико, ω_γ мало и происходит сильное уменьшение ω_α эмиттерной цепью. С ростом $i_{\alpha 0}$ ограничение предельной частоты эмиттерной цепью уменьшается.

Экспериментальная зависимость f_α от тока эмиттера (рис. 4.12) аналогична зависимости, показанной на рис. 4.11. Отсюда следует, что экспериментально наблюдаемая за-

зависимость предельной частоты от тока эмиттера может быть объяснена снижением ω_{γ} триода при малых токах эмиттера. Результаты расчета зависимости предельной

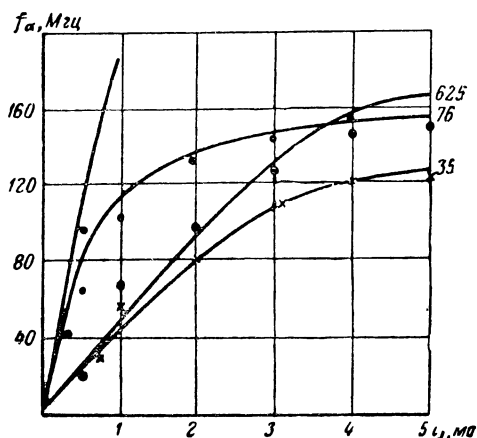


Рис. 4.12. Зависимость предельной частоты транзисторов П402, П403 от тока эмиттера.

частоты от тока эмиттера по формулам (4.59) и (4.50) хорошо совпадают с экспериментальными данными (рис. 4.12).

Малое влияние эмиттерной цепи

$$\frac{\omega_{\alpha}}{\omega_{\gamma}} \ll 1.$$

Введем обозначения

$$\frac{\omega_{\alpha}}{\omega_{\beta}} = x, \quad \frac{\omega_{\beta}}{\omega_{\kappa}} = m.$$

Тогда получим

$$\frac{\omega_{\alpha}}{\omega_{\kappa}} = xm, \quad \omega_{\alpha} (r'_{\beta} + r'_{\kappa}) C_{\kappa\pi} = xms.$$

При таких обозначениях уравнение (4.57) может быть записано в виде

$$\frac{1}{1 + jx + jmx} = \frac{\alpha_{пред}}{\alpha_0} = \sqrt{2}. \quad (4.60)$$

После перехода к модулям уравнение (4.60) может быть сведено к следующему биквадратному уравнению относительно x :

$$ax^4 + bx^2 + 1 = 0, \quad (4.61)$$

где

$$a = 2m^2 - m^2s^2, \quad b = 2m^2 - m^2s^2 - 4m - 1.$$

Положительный корень, определяющий величину $\frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta}$, может быть определен по формуле

$$x = \sqrt{\frac{-b + \sqrt{b^2 - 4a}}{2a}}. \quad (4.62)$$

При $m=0$ формула (4.62) дает неопределенность типа $\frac{0}{0}$. Значение x при $m=0$ может быть определено из формулы

$$-x^2 + 1 = 0, \quad (4.63)$$

которая получается для этого случая из формулы (4.61). При этом получаем $|x|=1$, что соответствует случаю, когда влияние коллекторной и эмиттерной цепей на предельную частоту отсутствует и $\omega_\alpha \approx \omega_\beta$.

При $m > 0$ может быть три случая определения положительного корня по формуле (4.61) в зависимости от значения величины a .

1. $a > 0$. В этом случае $|\sqrt{b^2 - 4a}| < |b|$ и для получения положительной величины x необходимо взять знак минус перед внутренним корнем.

2. $a = 0$. Подкоренное выражение обращается в неопределенность. Значение x может быть определено из уравнения

$$x^2(4m+1) + 1 = 0, \quad (4.64)$$

получающегося из (4.61) при условии $a=0$. Из (4.64) получаем формулу для определения x :

$$x = \sqrt{\frac{1}{4m+1}}. \quad (4.65)$$

3. $a < 0$. При этом $|\sqrt{b^2 - 4a}| > |b|$. Для получения положительных значений x необходимо брать знак плюс перед внутренним корнем.

Зависимость $\frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta}$ от $\frac{\omega_\beta}{\omega_K}$, рассчитанная на основании формулы (4.62) для различных значений s , приводится на рис. 4.13. С помощью этих зависимостей может быть определена величина ω_α , если известны r'_b , r'_K , $C_{кп}$, ω_β , а

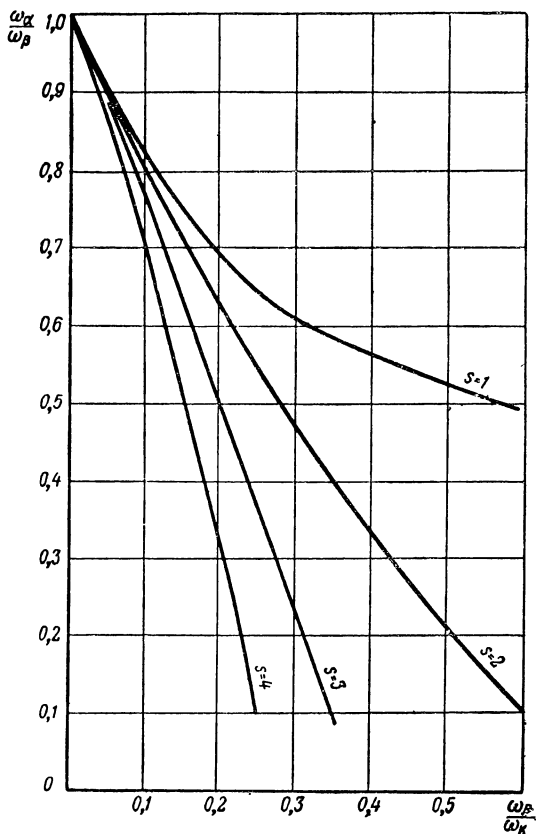


Рис. 4.13. Зависимость $\frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta}$ от $\frac{\omega_\beta}{\omega_K}$,

ограничение предельной частоты ω_a эмиттерной цепью отсутствует.

Малое базовое сопротивление. В дрейфовых триодах с малыми размерами и сравнительно высоким удельным сопротивлением в области коллектора ($\rho \approx 1 \text{ ом} \cdot \text{см}$) омическое сопротивление коллекторной области достаточно велико и достигает величины 30—150 ом. Сопротивление базовой области на высокой частоте в дрейфовых триодах мало за счет большой концентрации примесей в базовой области и составляет у некоторых триодов 10—20 ом. Поэтому может представлять практический интерес случай $s \gg 1$ [50].

Введем для этого случая обозначения

$$\left(\frac{\omega_a}{\omega_k} s\right)^2 = l, \quad \omega_1^2 = n, \quad \omega_\beta^2 = u, \quad \omega_a^2 = x.$$

Тогда уравнение (4.57) сводится к кубическому уравнению относительно x :

$$x^3 + (u + n + l)x^2 + (un + ul + nl)x - uml = 0. \quad (4.66)$$

Вводя новые обозначения коэффициентов, можно это уравнение записать в виде канонического кубического уравнения

$$ax^3 + bx^2 + cx + d = 0, \quad (4.67)$$

где

$$a = 1, \quad b = m + n + l, \quad d = -uml, \quad c = un + ul + nl.$$

После введения вместо x новой переменной $y = x + \frac{b}{3a}$ получим уравнение

$$y^3 + 3py + 2q = 0, \quad (4.68)$$

где

$$2q = \frac{2b^3}{27a^3} - \frac{bc}{3a^2} + \frac{d}{a}; \quad 3p = \frac{3ac - b^2}{3a^2}.$$

Если дискриминант $D = \sqrt{q^2 + p^3} > 0$, то уравнение (4.68) имеет один вещественный корень, позволяющий определить f_a . Этот корень может быть определен по формуле Кардана:

$$y = \sqrt{-q + \sqrt{q^2 + p^3}} + \sqrt{-q - \sqrt{q^2 + p^3}}. \quad (4.69)$$

Если $D < 0$, то корни уравнения (4.68) определяются с помощью вспомогательных таблиц [25]. Из найденных таким образом значений y могут быть найдены величины ω_α .

Приближенный расчет ω_α в случае одновременного влияния ω_γ , ω_K , ω_β . Как указывалось выше, получение зависимости ω_α от ω_β , ω_K и ω_γ в явном виде затруднительно. Величину ω_α приближенно можно рассчитать следующим образом.

1. Считаем, что влияние эмиттерной цепи отсутствует. По графику (4.13) находим $\frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta}$, откуда находим $\omega'_\alpha \approx \omega_\beta$ — предельную частоту триода в случае отсутствия ограничения эмиттерной цепью.

2. Находим по графику рис. 4.11 $\frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta}$, пользуясь найденной из рис. 4.13 величиной $\frac{\omega_\gamma}{\omega_\beta}$.

Такой порядок расчета может быть принят для ориентировочной оценки одновременного влияния ω_γ и ω_K на величину ω_α . Расчет позволяет более правильно выбрать конструкцию и технологические режимы изготовления триода для обеспечения высоких предельных частот и оценить влияние режима триода на предельную частоту. При этом точного расчета ω_α не требуется.

Полученные в настоящем параграфе расчетные формулы позволяют определить степень влияния конструктивных и технологических факторов, а также рабочего режима, определяющих величины емкостей переходов и омических сопротивлений областей триода, на предельную частоту дрейфового триода. Эти расчеты являются необходимыми при разработке высокочастотных полупроводниковых триодов. Принятые при выводе расчетных формул допущения сводятся, как уже было указано, в основном к пренебрежению электронными токами, что дает погрешность до 5%, допустимую при практических расчетах.

4.5. РАСЧЕТ СООТНОШЕНИЯ ПРЕДЕЛЬНЫХ ЧАСТОТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И РЕАЛЬНОГО ТРАНЗИСТОРА ПРИ ИЗВЕСТНОЙ ПРЕДЕЛЬНОЙ ЧАСТОТЕ РЕАЛЬНОГО ТРАНЗИСТОРА

В предыдущем параграфе рассмотрен вопрос расчета предельной частоты реального транзистора ω_α по известной предельной частоте теоретической модели ω_β . Данные такого расчета необходимы при рассмотрении влияния различных факторов на ω_α с целью определения технологических путей увеличения ω_α и выбора режима работы триода, обеспечивающего лучшие частотные свойства.

В настоящем параграфе рассматривается обратная задача — определение ω_β по известной ω_α . Решение этого вопроса необходимо для расчета параметров высокочастотного триода, так как для таких триодов нельзя принимать $\omega_\alpha \approx \omega_\beta$ и пользоваться экспериментально определяемой предельной частотой ω_α при расчете параметров теоретической модели триода.

Из уравнения (4.57) может быть получено следующее уравнение относительно ω_β :

$$C\omega_\beta^2 + D\omega_\beta + F = 0, \quad (4.70)$$

где $D = \omega_\alpha [2mks - 2k^2ms - km^2s^2 - 2k^2m^2s^2 - 4m]$,

$$C = 1 - k^2 - m^2s^2 - k^2m^2p^2 + 2m^2,$$

$$F = \omega_\alpha^2 [m^2(2 - s^2 - 2k - k^2) - m(2k + 2k^2) - (1 + k^2)], \quad (4.71)$$

$$m = \frac{\omega_\alpha}{\omega_\kappa}, \quad k = \frac{\omega_\alpha}{\omega_\gamma}, \quad s = 1 + \frac{r'_\kappa}{r'_\gamma}.$$

Предельная частота ω_β может быть определена как положительный корень уравнения (4.70):

$$\omega_\beta = -\frac{D}{2C} + \sqrt{\left(\frac{D}{2C}\right)^2 - \frac{F}{C}}. \quad (4.72)$$

Рассмотрим некоторые случаи определения ω_β по формуле (4.72).

1 Малое влияние коллекторной цепи $m \ll 1$, $s = 1$.
В этом случае

$$F = -1 - k^2, \quad D = 0, \quad C = 1 - k^2,$$

$$\omega_{\beta} = \omega_{\alpha} \sqrt{\frac{k^2 + 1}{1 - k^2}}. \quad (4.73)$$

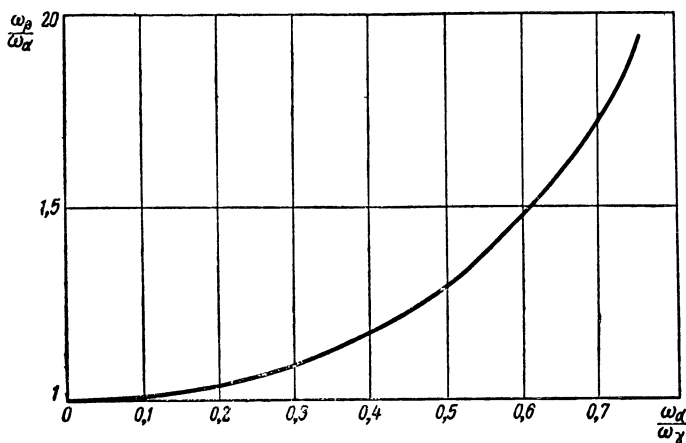


Рис. 4.14. Зависимость $\frac{\omega_{\beta}}{\omega_{\alpha}}$ от $\frac{\omega_{\alpha}}{\omega_{\gamma}}$.

Формула (4.73) может быть получена также решением уравнения (4.58) относительно ω_{β} при $m = 0$. Формула (4.73) позволяет определить $\frac{\omega_{\beta}}{\omega_{\alpha}}$ по известной величине $\frac{\omega_{\alpha}}{\omega_{\gamma}}$. График этой зависимости представлен на рис. 4.14.

2. Малое влияние эмиттерной цепи $k \ll 1$. В этом случае

$$F = -\omega_{\alpha} [1 + (m^2 s^2 - 2m^2)],$$

$$D = -4m\omega_{\alpha}, \quad (4.74)$$

$$C = 1 - (m^2 s^2 - 2m^2).$$

Отсюда

$$\omega_{\beta} = \omega_{\alpha} \left[\frac{2m + \sqrt{4m^2 + 1 - (m^2 s^2 - 2m^2)^2}}{1 - (m^2 s^2 - 2m^2)} \right]. \quad (4.75)$$

Практические величины $\frac{\omega_\beta}{\omega_\alpha}$ соответствуют условию $|s^2 m^2 - 2m^2| < 1$, когда знаменатель в формуле (4.75) будет иметь положительный знак. Поэтому положительные вещественные значения ω_β существуют только при малых m , при которых подкоренное выражение больше нуля. Для получения положительных значений ω_β необходимо брать знак плюс перед корнем.



Рис. 4.15. Зависимость $\frac{\omega_\beta}{\omega_\alpha}$ от $\frac{\omega_\alpha}{\omega_n}$

Результаты расчета зависимости $\frac{\omega_\beta}{\omega_\alpha}$ от $\frac{\omega_\alpha}{\omega_K}$ для различных s по формуле (4.75) приводятся на рис. 4.15.

3. Малые значения r'_β , $r'_\beta \ll r'_K$. В этом случае получаем из формулы (4.57) следующую формулу для определения ω_β [50]:

$$\omega_\beta = \sqrt{\frac{\omega_\alpha^6 + \omega_\alpha^4 \omega_I^2 + \omega_\alpha^4 \omega_K^2 + \omega_\alpha^2 \omega_I^2 \omega_K^2}{\omega_I^2 \omega_K^2 - \omega_I^2 \omega_\alpha^2 - \omega_\alpha^2 \omega_K^2 - \omega_\alpha^4}}.$$

При обозначениях

$$\omega_\alpha r'_K C_{KP} = m, \quad \frac{\omega_\alpha}{\omega_I} = k, \quad \frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta} = b$$

получим

$$\omega_\beta = \omega_\alpha \sqrt{\frac{1 + k^2 + m^2 + k^2 m^2}{1 - k^2 - m^2 - k^2 m^2}}. \quad (4.76)$$

4. Общий случай (точный расчет). В этом случае величина ω_β может быть найдена из формулы (4.72). Коэффициенты C , D , F определяются формулами (4.71). Для расчета зависимости ω_β от m , k , s необходимо задаться постоянными значениями двух из этих величин. Например, задавшись постоянными значениями m и s , можно рассчитать зависимость ω_β от k , соответствующую некоторым значениям $m = \text{const}$, $s = \text{const}$. Ряд таких зависимостей приводится на рис. 4.16 для $s=2$ ($s \approx 2$ для триодов П401—П403). Данными этого рисунка можно пользоваться для триодов, имеющих $s=2$. Для триодов, имеющих другие s , необходимо строить другое семейство кривых.

5. Общий случай (приближенный расчет). Для приближенного расчета ω_β в общем случае одновременного влияния ω_I и ω_K может быть применен следующий метод.

Сначала принимается, что ограничение ω_α коллекторной цепью отсутствует и по отношению $\frac{\omega_\alpha}{\omega_I}$ с помощью

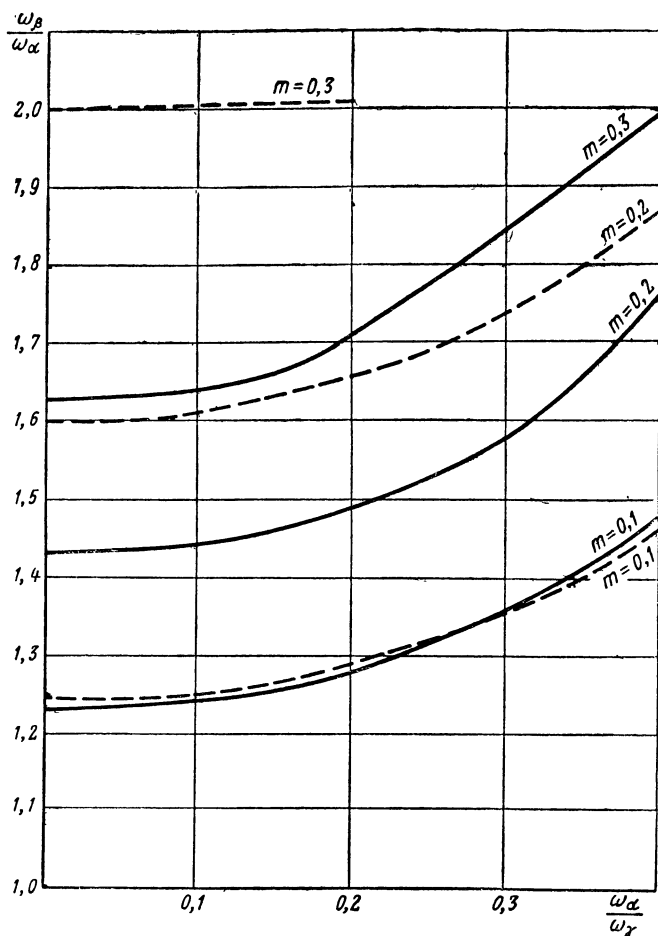


Рис. 4.16. Зависимость $\frac{\omega_\beta}{\omega_\alpha}$ от $\frac{\omega_\alpha}{\omega_\gamma}$ при $\frac{\omega_\alpha}{\omega_K} = 0,2$:

——— — точный расчет; - - - — приближенный расчет.

графика рис. 4.14 определяется $\omega'_\beta \approx \omega_\beta$ — предельная частота триода при отсутствии влияния ω_K . Затем с помощью графика рис. 4.15 по отношению $\frac{\omega_\beta}{\omega_K}$ и величине s определяется величина ω_β .

Расчет может производиться путем определения $\frac{\omega_\beta}{\omega_\kappa}$ по графикам (4.14) и (4.15) и перемножением этих отношений, определяющих влияние различных факторов на $\frac{\omega_\beta}{\omega_\alpha}$.

Для практических расчетов приближенный метод можно применять до $m \leq 0,2$, $k \leq 0,2$ (рис. 4.16), что соответствует данным реальных триодов. При этом погрешность расчета составляет 10% и будет меньше погрешности определения исходных величин (до 20%). Приближенный метод расчета является более простым и требует для графического определения ω_β только два графика при любых s .

Таким образом, приведенные в настоящем параграфе формулы и графики позволяют определять теоретическую предельную частоту ω_β по практической предельной частоте ω_α . Проведение такого расчета является необходимым для расчета элементов теоретической модели в эквивалентной схеме триода ввиду различия ω_α и ω_β дрейфового триода. Метод расчета справедлив для любых типов высокочастотных полупроводниковых триодов, так как при выводе основных соотношений не делалось допущений о конструкции триода и распределении примесей в базовой области.

4.6. ВРЕМЯ ПЕРЕНОСА ДЫРОК ЧЕРЕЗ КОЛЛЕКТОРНЫЙ ПЕРЕХОД И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА ТРАНЗИСТОРА

Выше (§ 4.4) уже указывалось на влияние конечного времени пролета носителей через коллекторный переход на высокочастотный коэффициент усиления транзистора. Для упрощения анализа при рассмотрении частотной зависимости ω_α этот эффект не учитывался. Однако это влияние в транзисторах с узкой базовой областью и широким коллекторным переходом оказывается очень существенным [61, 17, 25].

В настоящем параграфе дается оценка этого эффекта, расчет времени пролета носителей через запирающий слой, расчет частотной зависимости коэффициента передачи тока и предельной частоты запирающего слоя коллектора (будем называть этот слой i -слоем).

Для рассмотрения процессов переноса носителей через i -слой транзистора может быть применен расчет времени пролета носителей в нитевидном транзисторе [12]. На перенос дырок через запирающий слой оказывают влияние два эффекта—рекомбинация дырок и изменение проводимости слоя. Пусть время жизни дырок в запирающем слое равно τ_p . Концентрация дырок при их рекомбинации уменьшается во времени по экспоненте. Поэтому если время пролета дырок через i -слой равно τ_i , то коэффициент передачи дырок при пролете их через i -слой с уче-

том только рекомбинации равен $e^{-\frac{\tau_i}{\tau_p}}$. Обычно $\tau_i \ll \tau_p$, поэтому можно пренебречь рекомбинацией и считать величину экспоненты равной единице.

Эффект изменения проводимости, определяющий ток во внешней цепи, в некоторый момент времени t_2 обусловлен всеми дырками, вошедшими в i -слой за время $t_2 - \tau_i$. Дырки, вошедшие в i -слой ранее момента $t_2 - \tau_i$, выходят из i -слоя к моменту t_2 . Если ток, втекающий в i -слой, обозначить $I_1 e^{j\omega t}$, то действующее значение тока, протекающего через i -слой и определяющее ток во внешней цепи в момент t_2 , равно

$$i_2(t_2) = \frac{I_1}{\tau_i} \int_{t_2 - \tau_i}^{t_2} e^{j\omega t} dt. \quad (4.77)$$

Произведя интегрирование, получаем

$$i_2(t_2) = \frac{I_1 e^{j\omega t_2} (1 - e^{-j\omega \tau_i})}{j\omega \tau_i}, \quad (4.78)$$

где $I_1 e^{j\omega t_2}$ — ток инжекции дырок в i -слой в момент t_2 ;
 $i_2(t_2)$ — ток во внешней цепи, т. е. ток коллекторного электрода в момент t_2 .

Взяв отношение этих величин, получим значение коэффициента передачи тока через запирающий слой коллектора

$$\beta_i = \frac{i_2(t_2)}{I_1 e^{j\omega t}} = \frac{1 - e^{-j\omega \tau_i}}{j\omega \tau_i}. \quad (4.79)$$

После вынесения за скобки в числителе $e^{-j \frac{\omega \tau_i}{2}}$ и элементарных преобразований получим

$$\beta_i = e^{-j \frac{\omega \tau_i}{2} \frac{\sin \frac{\omega \tau_i}{2}}{\frac{\omega \tau_i}{2}}}. \quad (4.80)$$

При малых $\omega \tau_i$ $\beta \approx 1$. В этом случае инжектированный ток в любом сечении i -области одинаков и равен току во внешней цепи. При $\omega \tau_i = \pi$ $\beta_i = 0$. В этом случае период колебаний имеет такую величину, что модуляция проводимости i -слоя усредняется во времени одного периода сигнала и исчезает.

Предельная частота f_{β_i} может быть найдена из условия

$$|\beta_i| = \frac{\sin \frac{\omega_i \tau_i}{2}}{\frac{\omega_i \tau_i}{2}} = 0,7.$$

Отсюда, решая уравнение графически, получаем [17]

$$\frac{\omega \tau_i}{2} = 1,39$$

или

$$f_{\beta_i} = 0,44 \frac{1}{\tau_i}.$$

Скорость переноса дырок через запирающий слой и предельная частота возрастают с ростом напряжения коллекторного перехода, так как при этом растет напряженность поля в переходе. При достаточно высоких напряжениях коллекторного перехода скорость движения дырок органичивается рассеянием на примесях и достигает максимальной величины $v_{\text{макс}} = 5 \cdot 10^6$ см/сек.

Если ширину запирающего слоя W_i измерять в микронах, то время пролета определяется формулой

$$\tau_i = \frac{W_i}{v_{\text{макс}}} = 2 \cdot 10^{-11} W_i \text{ сек.}$$

Если $W_i = 3$ мк, то $\tau_i = 6 \cdot 10^{-11}$ сек, $f_{\beta_i} = 7000$ Мгц. Поэтому в триодах с предельными частотами коэффици-

ента переноса базы порядка 1000 Мгц очень заметное снижение частотных свойств дрейфового транзистора может происходить за счет частотной зависимости β_i . В частности, это происходит в транзисторах с широким коллекторным переходом, изготавливаемых методом сплавления-диффузии, которые имеют узкую базу и широкий слой собственной проводимости [25, 61]. Эти транзисторы имеют высокие f_β и малые емкости коллекторного перехода. Однако предельные частоты f_α большинства образцов не превышают 100 Мгц . Как показывают расчеты, это объясняется влиянием времени переноса носителей через запирающий слой коллекторного перехода.

Расчеты, проведенные по указанным выше формулам, показывают, что время пролета через запирающий слой оказывает существенное влияние на предельную частоту транзистора и ограничивает эту частоту значением порядка 2000 Мгц для германиевого транзистора с $W_i = 10 \text{ мк}$ и 4400 Мгц для транзистора с $W_i = 5 \text{ мк}$.

4.7. МАКСИМАЛЬНАЯ ЧАСТОТА УСИЛЕНИЯ ПО ТОКУ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА ω_T

В качестве параметра, определяющего частотные свойства четырехполюсника, удобно использовать частоту, на которой коэффициент передачи (или другой частотно-зависимый параметр) изменяется в определенное число раз по сравнению с низкочастотным значением.

Частотные свойства транзистора, как указывалось выше, обычно оцениваются предельной частотой транзистора ω_α , на которой модуль $|\alpha|$ уменьшается в $\sqrt{2}$ раз. Для оценки частотных свойств транзистора в ряде работ [84, 87] пользуются другим частотным параметром — частотой ω_T .

При использовании ω_α в качестве частотного параметра частотная зависимость α обычно аппроксимируется формулой

$$\alpha = \alpha_0 \frac{e^{-j m \frac{\omega}{\omega_\alpha}}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha}}, \quad (4.81)$$

где m — коэффициент, зависящий от дрейфового поля в базовой области.

Частотная зависимость α выражается более просто, если ввести в качестве частотного параметра частоту ω_T , для которой выполняется соотношение

$$\alpha = \alpha_0 \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_T}} = \alpha_0 \frac{1 - j \frac{\omega}{\omega_T}}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_T}\right)^2}. \quad (4.82)$$

При $\omega = \omega_T$

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{2} - j \frac{\alpha_0}{2}.$$

Таким образом, ω_T может быть определена как частота, на которой реальная часть коэффициента усиления по току $\operatorname{Re} \alpha$ уменьшается в два раза по сравнению с низкочастотным значением.

Частота ω_T может быть определена из соотношения [84]

$$\omega_T = \frac{D_p}{W^2} \frac{(2\eta)^2}{2\eta - 1 - e^{-2\eta}} = \frac{\omega_{\alpha_0}}{1,21} \eta, \quad (4.83)$$

где $\omega_{\alpha_0} = \frac{2,43 D_p}{W^2}$ — предельная частота дрейфового транзистора;

$$\eta = \frac{2\eta^2}{2\eta - 1 + e^{-2\eta}} \approx \frac{2\eta^2}{2\eta - 1}. \quad (4.84)$$

Как видно из сравнения (4.81) и (4.82), введение нового параметра ω_T позволяет более просто выразить частотную зависимость α дрейфового транзистора, чем это делается с помощью параметра ω_{α} .

Хотя частота ω_T зависит от дрейфового поля [см. (4.83)], частотная зависимость α при введении частоты ω_T выражается одинаково для всех транзисторов независимо от коэффициента дрейфового поля η .

Соотношение между ω_{α} и ω_T может быть выражено формулой

$$k = \frac{\omega_{\alpha}}{\omega_T} = 1,21 + 0,18\eta, \quad (4.85)$$

При пользовании параметром ω_T достаточно просто выражается частотная зависимость коэффициента передачи тока в схеме с общим эмиттером. При этом для случая, когда $\left(\frac{\omega}{\omega_T}\right)^2 \ll 1$, $\alpha_0 \approx 1$ и $2\eta > 4$ может быть получена [87] формула

$$\left| \frac{1}{B} \right| = \frac{\omega W^2}{D_p} \frac{2\eta - 1}{4\eta^2} = \frac{\omega}{\omega_T}. \quad (4.86)$$

На частоте ω_T модуль коэффициента передачи тока в схеме с общим эмиттером равен единице $|B|=1$ для любого распределения примесей в базовой области [84, 87]. Поэтому частота ω_T может быть названа максимальной частотой усиления по току или частотой единичного усиления (часто эту величину обозначают ω_1).

Частотная зависимость усиления по току может быть выражена при использовании параметра ω_T и в том случае, если необходимо учитывать влияние на частотные свойства транзистора емкостей переходов. Например, для схемы с общим эмиттером получена [87] формула

$$\left| \frac{1}{B'} \right| \approx \omega \left(\frac{1}{\omega_I} + \frac{1}{\omega_T} \right) \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{(\omega_I + \omega_T)^2}},$$

где B' — коэффициент усиления B с учетом влияния емкости эмиттерного перехода;

$\omega_I = \frac{q i_0}{k T C_{\text{эп}}}$ — предельная частота эмиттерной цепи.

Если частотная зависимость B' определяется только величиной ω_I или только величиной ω_T , то скорость уменьшения B' с частотой составляет 6 дБ при изменении частоты на октаву. Если ω_I и ω_T являются величинами одного порядка, то скорость уменьшения B' превышает 6 дБ при изменении частоты на октаву.

Частота ω_T для любого распределения примесей в базе транзистора является обратной величиной времени пролета носителей через базу и может определять-

ся путем измерения заряда, накопленного в базе при подаче ступеньки тока эмиттера

$$\omega_T = \frac{1}{\tau_{np}} = \frac{I_{\text{э}}}{Q}.$$

Методика измерения малых зарядов, накапливаемых в базе транзистора, и использование результатов этих измерений для оценки частотных свойств дрейфовых транзисторов описаны в статье [84].

ГЛАВА ПЯТАЯ

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

5.1. ВВЕДЕНИЕ

Электрические свойства транзистора как элемента схемы могут быть в большинстве случаев определены с помощью эквивалентной схемы, показывающей соотношения между токами и напряжениями на входе и выходе транзистора. При построении эквивалентной схемы транзистор чаще всего рассматривается как линейный элемент. Электрические свойства транзистора в соответствии с законами теории четырехполюсника можно описать с помощью четырех комплексных параметров, зависящих от частоты, режима транзистора и температуры. При этом транзистор можно представить в виде одной из «формальных» эквивалентных схем, параметры которой не связаны с физическими величинами транзисторов. Такие эквивалентные схемы включают до восьми частотно-зависимых элементов со сложной частотной зависимостью.

Стремление получить эквивалентную схему с частотно-независимыми параметрами приводит к разработке «физических» эквивалентных схем, которые также состояли бы из элементов, составляющих эквивалентные четырехполюсники. При этом, однако, элементы физических схем связаны с физическими величинами, определяющими свойства транзистора. Достоинством физических эквивалентных схем является то, что они позволяют установить связь между внешними характеристиками и внутренними процессами, происходящими в транзисторе. Такие схемы отличаются электрическими характеристиками, близкими к характеристикам транзи-

стора. Обычно они имеют большее число параметров, чем формальные эквивалентные схемы. Физическую эквивалентную схему легко преобразовать в формальную эквивалентную схему.

Дрейфовый транзистор, как и всякий активный элемент, может быть замещен для постоянной температуры и частоты теми же эквивалентными схемами, что и бездрейфовый транзистор, т. е. П-образной, Т-образной и гибридной эквивалентными схемами. Дрейфовый транзистор характеризуется более сложными процессами, чем бездрейфовый транзистор. Поэтому параметры четырехполюсника замещения дрейфового транзистора имеют более сложную частотную зависимость, а эквивалентная схема, состоящая из частотно-независимых элементов, включает большее число элементов, чем схема бездрейфового транзистора.

Эквивалентные схемы дрейфового транзистора рассматриваются в ряде работ [21, 42, 50, 60, 33, 34, 35]. В работе [21] рассматривается П-образная эквивалентная схема дрейфового транзистора, полученная на основе матрицы проводимости четырехполюсника замещения теоретической модели дрейфового транзистора [2]. В работе [42] рассматривается возможность применения Т-образной эквивалентной схемы транзистора в диапазоне частот. В ряде работ рассматривается возможность представления дрейфового транзистора в виде эквивалентной длинной линии [34, 60].

5.2. П-ОБРАЗНАЯ ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА [2, 21, 25, 27, 31]

Рассмотрим метод расчета параметров П-образной эквивалентной схемы дрейфового транзистора, предложенный в [21]. Вначале получим эквивалентную схему замещения теоретической модели транзистора, а затем добавим внешние, по отношению к этой модели, параметры (емкости переходов и сопротивление базовой области). Выражения для частотной зависимости параметров матрицы проводимостей теоретической модели дрейфового транзистора для схемы с общей базой были получены выше [формулы (3.66), (3.68) — (3.71)].

Эквивалентные П-образные схемы теоретической модели дрейфового транзистора при включении по

схеме с общей базой и общим эмиттером могут быть представлены в виде тех же схем, которые справедливы для бездрейфового транзистора (рис. 5.1). Элементы этих схем связаны с проводимостями четырехполюсника замещения теоретической модели триода для схемы с общей базой (Y'_{11} , Y'_{12} , Y'_{21} , Y'_{22}) соотношениями [2, 21, 43, 31]:

$$\begin{aligned} Y_p &= -Y'_{12}, \\ Y_K &= Y'_{22} + Y'_{12}, \\ Y_s &= Y'_{11} + Y'_{21} - Y'_{12} \approx Y'_{11} + Y'_{21}, \\ Y_\delta &= Y'_{11} + Y'_{12} \approx Y'_{11}, \\ Y_m &= Y'_{21} + Y'_{12} \approx Y'_{21}. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Однако приведенные выше формулы (3.66), (3.68) — (3.71) дают сложную зависимость параметров Y'_{11} , Y'_{12} , Y'_{21} , Y'_{22} от частоты.

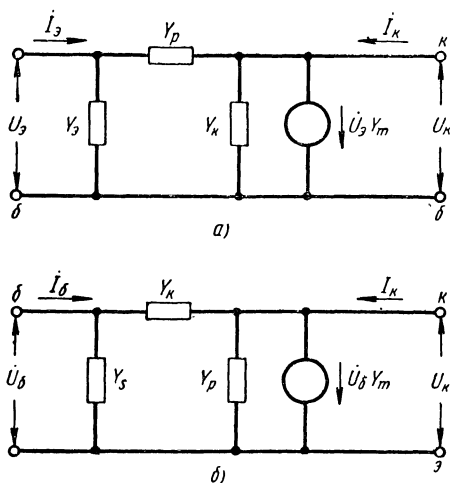


Рис. 5.1. П-образная эквивалентная схема теоретической модели дрейфового транзистора:

а — схема с общей базой; б — схема с общим эмиттером.

Для упрощения эквивалентной схемы и получения частотно-независимых параметров выражения (5.1) с учетом (3.67) — (3.71) можно разложить в ряд по ча-

стоте [21]. Затем могут быть найдены электрические цепи (двухполюсники), имеющие ту же частотную зависимость проводимости, что и данный Y -параметр. В соответствии с таким разложением могут быть найдены двухполюсники, состоящие из частотно-независимых элементов, которыми можно заменить параметры эквивалентных схем рис. 5.1. Например, для проводимости Y_3 , учитывая три члена разложения в ряд Ω :

$$\Omega = \sqrt{1 + j\omega a_0} = 1 + j\frac{\omega a_0}{2} + \frac{(\omega a_0)^2}{8} + \dots,$$

где

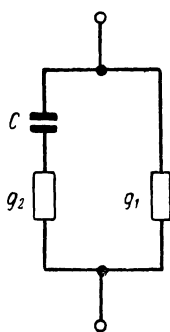
$$a_0 = \frac{\delta_0^2}{D_p},$$

получаем

$$Y_3 = \frac{i_{ap}}{\gamma_0} \frac{q}{kT} \left[1 + j\frac{\omega a_0}{4} + \frac{(\omega a_0)^2}{16} \right]. \quad (5.2)$$

Такое разложение приближенно справедливо для $(\omega a_0)^2 < 1$, т. е. для частот $\omega < \omega_p$, где ω_p — предельная частота коэффициента переноса базы триода.

Частотная зависимость проводимости Y_3 может быть моделирована двухполюсником (рис. 5.2), частотная зависимость которого выражается формулой, аналогичной формуле (5.3). Проводимость двухполюсника (рис. 5.2) выражается формулой



$$Y = g_1 + \frac{j\omega C g_2}{g_2 + j\omega C} = g_1 \left[1 + \frac{j\omega C}{g_1} + \frac{\omega^2 C^2}{g_1 g_2} \right]. \quad (5.3)$$

Приравнявая коэффициенты при членах с одинаковыми показателями в формулах (5.3) и (5.4), можно определить величины параметров цепи рис. 5.2, при которых эта цепь эквивалентна проводимости Y_3 :

$$g_1 = \frac{i_{ap}}{\gamma_0} \frac{q}{kT}, \quad C = \frac{a_0}{4} g_1, \quad g_2 = g_1.$$

Рис. 5.2. Двухполюсник, моделирующий частотную зависимость проводимости Y_3 .

Аналогично могут быть найдены двухполюсники, моделирующие частотные зависимости других проводимостей схем рис. 5.1. В результате получим эквивалентные

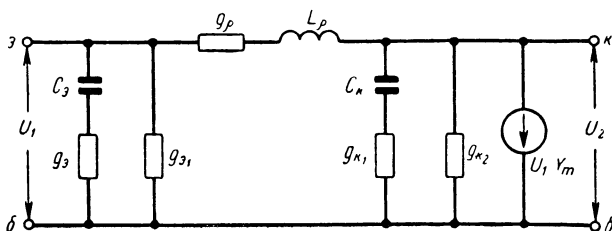


Рис. 5.3. П-образная эквивалентная схема теоретической модели дрейфового транзистора для схемы с общей базой.

схемы рис. 5.3 и 5.4, в которых каждый из параметров Y_p , Y_3 , $Y_κ$, Y_s схемы рис. 5.1 представлен несколькими элементами с теми же индексами.

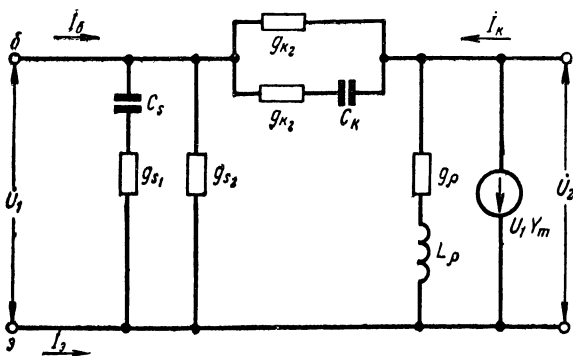


Рис. 5.4. П-образная эквивалентная схема теоретической модели дрейфового транзистора для схемы с общим эмиттером.

Частотная зависимость проводимости Y_m выражается формулой

$$Y_m = g_m \frac{e^{-j\omega b_m}}{1 + j\omega b_m}, \quad (5.4)$$

где g_m — низкочастотное значение проводимости прямой передачи (крутизны) триода;

b_m — параметр, определяемый предельной частотой теоретической модели триода ω_p ;

$b_m = \frac{a_0}{2}$ для триодов типа П401—П403.

В табл. 8 приводятся формулы для расчета параметров эквивалентных схем рис. 5.3 и 5.4. В этой таблице γ_0 — низкочастотный коэффициент инжекции эмиттерного перехода. Для дрейфовых триодов (см. § 3.4) $\gamma_0 \approx \alpha_0$. Величины, входящие в формулы второго столбца таблицы $\left(W, \eta, \frac{\Delta W}{\Delta U_K}\right)$, очень сильно зависят от технологии и конструкции триода и, как это указывалось в [21], должны уточняться для каждого типа триода. Кроме того, эти величины меняются от образца к образцу за счет невоспроизводимости процесса изготовления триодов.

Для практических расчетов параметров теоретической модели дрейфового транзистора удобно сделать следующие предположения:

1. Концентрация примесей в базе у эмиттера N_0 постоянна для всех образцов триодов данного типа. $N_0 \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ 1/см}^3$ для триодов П402 — П403.

2. Концентрация примесей в базе у коллектора N_K и коэффициент, учитывающий изменение ширины базы с изменением напряжения коллектора $\frac{\Delta W}{\Delta U_K}$, одинаковы для всех образцов триодов данного типа и зависят от напряжения коллектора. Для триодов П402 — П403 эти данные приводятся в табл. 8.

3. Коэффициент поля $\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{N_0}{N_K}$ постоянен для всех образцов триодов данного типа, но меняется с изменением напряжения коллектора, так как часть базовой области с увеличением обратного напряжения коллектора переходит в область коллекторного перехода.

Для триодов П402 — П403 (как следует из расчетов, приведенных в § 3.5 [25]) при $u_K = -5 \text{ в}$, $N_K = 2,7 \times 10^{15} \text{ 1/см}^3$, $\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{N_0}{N_K} = 2,15$. При $\frac{W}{L_p} = 0,1$

**Формулы для расчета элементов эквивалентной схемы
дрейфового транзистора**

Параметр	Теоретическая формула	Расчетная формула
g_0	$\frac{i_0}{\gamma_0} \frac{q}{kT}$	$i_0 A, \text{ мМО}$
C_0	$\frac{a_0}{4} g_0$	$\frac{0,64 \cdot 10^9}{f_\beta} g_0, \text{ пф}$
g_p	$-2 \frac{i_K \gamma e^{-2\eta}}{W} \frac{dW}{du_K}$	$i_K C, \text{ мкМО}$
L_p	$\frac{a_0}{2} \frac{\eta - 1}{g_p}$	$\frac{D}{i_K}, \text{ мгн}$
g_m	$i_0 \frac{q}{kT} e^{\eta' - \eta}$	$g_0 \alpha_0, \text{ мМО}$
g_{K1}	$-\frac{i_K}{W} \frac{dW}{du_K} (\eta' - \eta)$	$i_K F, \text{ мкМО}$
g_{K2}	$2 \left(\frac{\eta}{\eta' - \eta} \right) g_{K1}$	$1600 g_{K1}, \text{ мкМО}$
C_K	$g_{K1} \frac{a_0}{4} \frac{\eta'}{\eta' - \eta}$	$i_K M, \text{ пф}$
g_{s1}	$i_0 \frac{q}{kT} \frac{1 - \gamma_0}{\gamma_0}$	$g_0 (1 - \alpha_0), \text{ мМО}$
g_{s2}	$\frac{[1 + 2\gamma_0 (\eta - 1)]^2 g_{s1}}{[1 + 2\gamma_0 (\eta^2 - \eta + 1)] (1 - \gamma_0)}$	$g_0 P, \text{ мМО}$
C_s	$\frac{a_0}{4} \left[\frac{1 + 2\gamma_0 (\eta - 1)}{1 - \gamma_0} \right] g_{s1}$	$\frac{1,6 \cdot 10^8 i_0 Q}{f_\beta}, \text{ пф}$

Примечание: i_0 и i_K подставляются в расчетные формулы в миллиамперах, g_0 — в миллимо.

(L_p — диффузионная длина дырок в базовой области)

$$\eta'/\eta = \sqrt{1 + \left(\frac{W}{L_p\eta}\right)^2} = 1,0012,$$

$$\eta' - \eta = 0,0012. \quad (5.5)$$

4. Ширина базы меняется от образца к образцу за счет невоспроизводимости процессов изготовления триодов

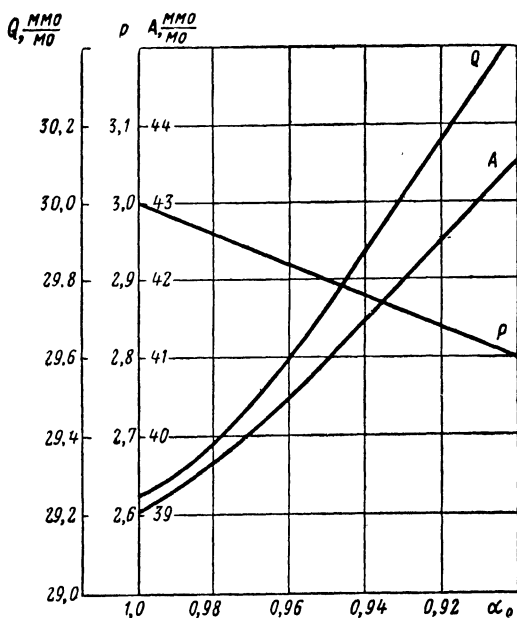


Рис. 5.5. Зависимость расчетных параметров Q , A , ρ от низкочастотного коэффициента усиления α_0 .

и распределения примесей. При расчете это учитывается тем, что учитывается зависимость параметров эквивалентной схемы от теоретической предельной частоты ω_p , ко-

торая считается исходной величиной для расчета параметров эквивалентной схемы. При этом частотный параметр $a_0 = \frac{1}{\omega_\beta}$. Ширина базы может быть определена по предельной частоте ω_β .

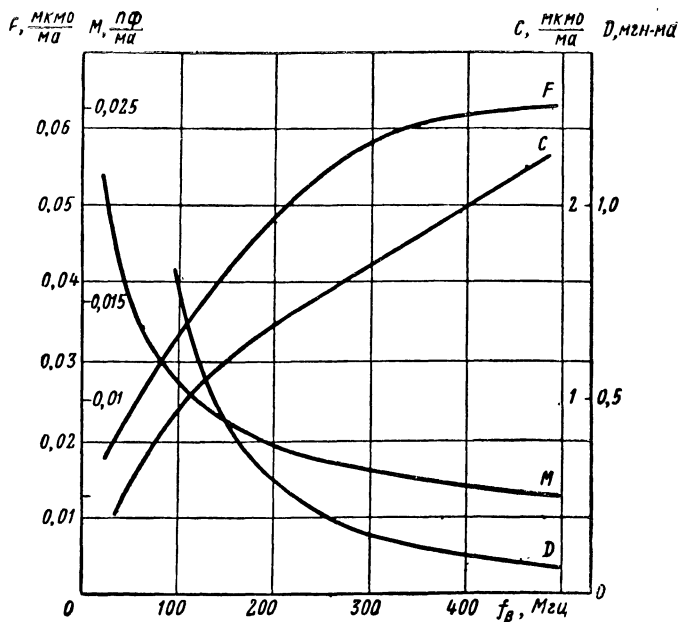


Рис. 5.6. Зависимость расчетных параметров F , M , C , D от предельной частоты f_β .

С учетом сделанных допущений и принятых исходных величин для η , W , $\frac{\Delta W}{\Delta U_K}$, $\eta' - \eta$ для триодов П402—П403 практический расчет параметров можно вести для $u_K = -5$ в по расчетным формулам третьего столбца табл. 8.

Расчетные коэффициенты, входящие в эти формулы, приводятся на графиках рис. 5.5 и 5.6. Для других типов триодов эти коэффициенты должны быть уточнены в зависимости от технологии и режима изготовления.

5.3. П-ОБРАЗНАЯ ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

В предыдущем параграфе рассматривалась эквивалентная схема теоретической модели дрейфового транзистора. Реальный транзистор, кроме параметров теоретической модели, имеет «внешние» параметры, не связанные непосредственно с процессами переноса носителей в базовой области [32]. К таким внешним пара-

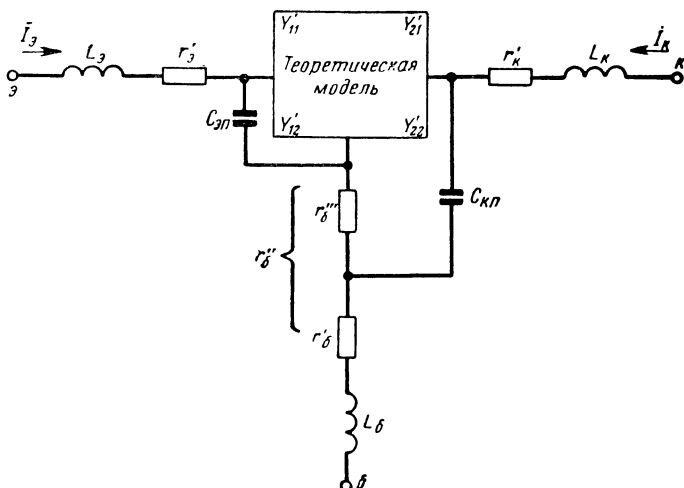


Рис. 5.7. Эквивалентная схема дрейфового транзистора, показывающая внешние параметры относительно теоретической модели транзистора.

метрам относятся барьерные емкости эмиттерного и коллекторного p - n переходов, сопротивления базовой, эмиттерной и коллекторной областей и индуктивности выводов.

Внешние параметры эквивалентной схемы высокочастотного транзистора показаны на рис. 5.7. На этом рисунке $r''_б = r'''_б + r'_б$ — низкочастотное сопротивление базовой области, $r'_б$ — высокочастотное сопротивление базовой области. Различие между высокочастотным и низкочастотным сопротивлениями базы $r'_б$ и $r''_б$ объясняется различием путей протекания рекомбинационного и емкостного токов базовой области [52].

Сопротивления $r'_{\text{э}}$ и $r'_{\text{к}}$ обычно не учитываются при расчете эквивалентных параметров транзистора, работающего в усилительном режиме, хотя $r'_{\text{к}}$ учитывается иногда при работе в импульсных режимах. Исключив из рассмотрения параметры $r'_{\text{э}}$ и $r'_{\text{к}}$, получим эквивалентную схему рис. 5.8 для включения с общим эмиттером.

В этой схеме предполагается, что индуктивности всех выводов одинаковы. Достоинством схемы, несмотря на

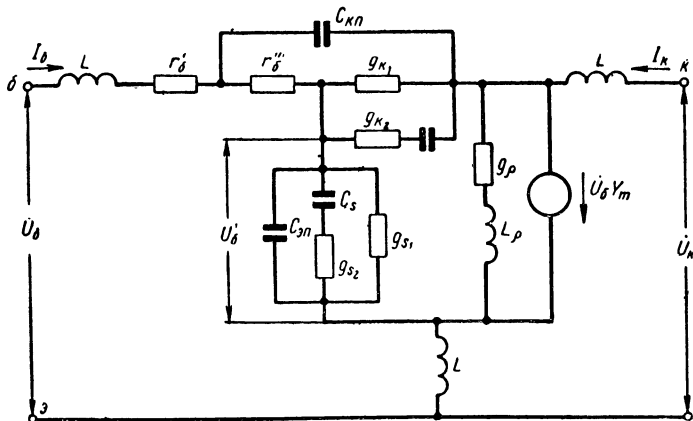


Рис. 5.8. П-образная эквивалентная схема дрейфового транзистора для схемы с общим эмиттером.

сложность, является ее пригодность для широкого диапазона частот (до частот порядка 100 МГц и выше). Для практических расчетов схему рис. 5.8 можно упрощать в зависимости от диапазона частот.

1. Очень высокие частоты. Проводимости элементов $g_{к1}$, $C_{кд}$ очень малы по сравнению с проводимостью емкости коллекторного перехода $C_{кп}$. Проводимостью $g_{с1}$ можно пренебречь по сравнению с проводимостью емкости $C_{эп}$. Проводимость элементов g_p , L_p очень мала. Эквивалентная схема для этого случая имеет вид рис. 5.9.

Обозначим

$$Y'_{\text{к}} = j\omega C_{\text{кп}},$$

$$Y'_s = \frac{Y_s}{1 + r''_{\text{б}} Y_s} \text{ — проводимость цепочки } r''_{\text{б}}, Y_s.$$

Найдем формулы для характеристических проводимостей схемы рис. 5.9:

$$\dot{U}_6 = (r'_6 + j\omega L) \dot{I}_6 + \dot{U}'_6 + (\dot{I}_6 + \dot{I}_K) j\omega L, \quad (5.6)$$

$$\dot{I}_6 = \dot{U}'_6 Y'_s - (\dot{U}_K - \dot{U}'_6 - j\omega L \cdot 2\dot{I}_K - j\omega L \dot{I}_6) Y'_K, \quad (5.7)$$

$$\dot{I}_K = Y_m \dot{U}'_6 + (\dot{U}_K - \dot{U}'_6 - 2j\omega L \dot{I}_K) Y'_K \quad (5.8)$$

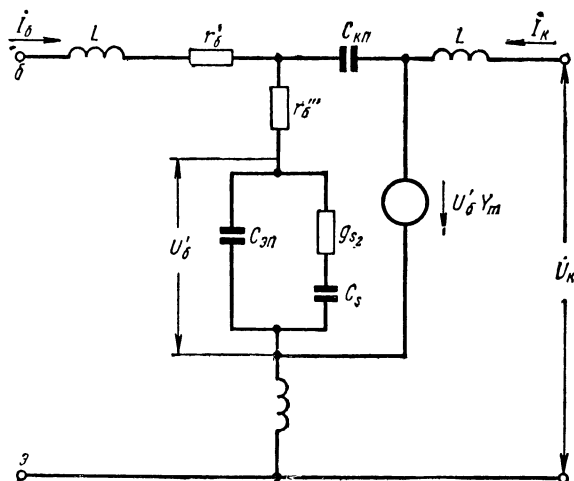


Рис. 5.9. П-образная эквивалентная схема дрейфового транзистора для высоких частот (схема с общим эмиттером).

Будем считать, что сопротивление индуктивности много меньше входного сопротивления триода и сопротивления нагрузки. Тогда, принимая приближения $1 \gg 2\omega L Y'_K$ и $\omega L \dot{I}_K \ll \dot{U}_K$, а также принимая $\dot{U}_6 \ll \dot{U}_K$, получаем

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_6 &\approx \dot{U}'_6 Y'_s - \dot{U}_K Y'_K, \\ \dot{I}_K &\approx Y_m \dot{U}'_6 + (\dot{U}_K - \dot{U}'_6) Y'_K. \end{aligned} \right\} \quad (5.9)$$

Подставляя (5.9) в (5.6), найдем

$$\dot{U}'_6 = \frac{\dot{U}_6 + \dot{U}_K Y'_K r'_6 + j\omega L \dot{U}_K Y'_K}{1 + Y'_s r'_6 + j\omega L (2Y'_s + Y_m)}. \quad (5.10)$$

Подставляя (5.10) в (5.9), можем записать

$$\begin{aligned} \dot{I}_6 = & \frac{Y'_s}{1 + Y'_s r'_6 + j\omega L(2Y'_s + Y_m)} \dot{U}_6 - \\ & - \frac{Y'_K + j\omega L Y'_K (Y'_s + Y_m)}{1 + Y'_s r'_6 + j\omega L(2Y'_s + Y_m)} \dot{U}_K, \end{aligned} \quad (5.11)$$

$$\begin{aligned} I_K = & \frac{Y_m - Y'_K}{1 + Y'_s r'_6 + j\omega L(2Y'_s + Y_m)} \dot{U}_6 + \\ & + \left[\frac{(Y_m - Y'_K) Y'_K (r'_6 + j\omega L)}{1 + r'_6 Y'_s + j\omega L(2Y'_s + Y_m)} + Y'_K \right] \dot{U}_K. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Отсюда получим выражения для Y -параметров схемы с общим эмиттером для высоких частот, сравнимых с предельной частотой ω_β (порядка 60—100 Мгц и выше для триодов П402—П403):

$$\left. \begin{aligned} Y_{11} &= \frac{Y'_s}{1 + Y'_s r'_6 + j\omega L(2Y'_s + Y_m)}, \\ Y_{12} &= - \frac{Y'_K + j\omega L(Y'_s Y'_K + Y'_s Y_\rho + Y'_K Y_m)}{1 + Y'_s r'_6 + j\omega L(2Y'_s + Y_m)}, \\ Y_{21} &= \frac{Y_m - Y'_K}{1 + Y'_s r'_6 + j\omega L(2Y'_s + Y_m)}, \\ Y_{22} &= \frac{(Y_m - Y'_K)[Y'_K r'_6 + j\omega L(Y'_K + Y_\rho)]}{1 + Y'_s r'_6 + j\omega L(2Y'_s + Y_m)} + Y_\rho + Y'_K. \end{aligned} \right\} \quad (5.13)$$

2. Частоты порядка $0,1 \text{ Мгц} \div 1,0 f_\beta$. Для этой схемы индуктивности выводов могут не учитываться. Коллекторная проводимость и проводимость обратной связи малы. Эта эквивалентная схема может быть упрощена в ряде случаев. Например, при $g_{s_2} \gg j\omega C_s$ элемент g_{s_2} может быть исключен. Тогда получим схему рис. 5.10. Для этой схемы Y -параметры могут быть определены по формулам:

$$\begin{aligned} Y_{11} &= \frac{Y'_s}{1 + r'_6 Y'_s}, \quad Y_{12} = - \frac{Y'_K}{1 + r'_6 Y'_s}, \\ Y_{21} &= \frac{Y_m - Y'_K}{1 + r'_6 Y'_s}, \quad Y_{22} = \frac{(Y_m - Y'_K) r'_6 Y'_K}{1 + r'_6 Y'_s} + Y'_K, \end{aligned} \quad (5.14)$$

где

$$Y'_s = \frac{g_{s1} + j\omega C_s}{1 + j\omega C_s r'_s + g_{s1} r'''_b},$$

$$Y'_k = j\omega C_{кп} + g_k, \quad (5.15)$$

$C_s = C_{сп} + C_{сд}$ — сумма диффузионной и барьерной емкостей эмиттера.

Величина r'''_b может не учитываться в том случае, когда $r''_b \ll g_s$ и $r''_b \ll \frac{1}{j\omega C_s}$. В этом случае, который имеет место на очень высоких частотах и при малых токах эмиттера, расчет эквивалентных схем значительно упрощается.

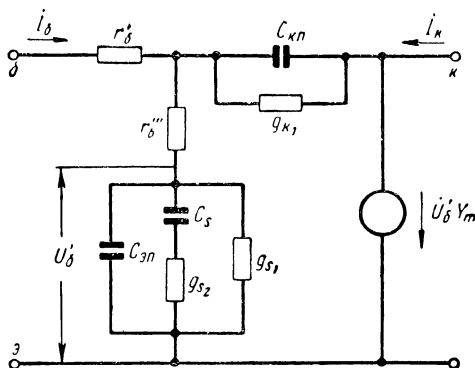


Рис. 5.10 П-образная эквивалентная схема дрейфового транзистора для схемы с общим эмиттером для средних частот.

При расчете высокочастотных параметров в различных диапазонах частот могут быть сделаны также различные другие упрощения в эквивалентных схемах. Однако следует подчеркнуть, что в отличие от случая расчета параметров бездрейфового транзистора для дрейфового транзистора необходимо учитывать емкость эмиттерного перехода (особенно при малых токах), так как в высокочастотных дрейфовых триодах она становится сравнимой с диффузионной емкостью эмиттера.

3. Низкочастотные эквивалентные схемы (рис. 5.11).

Низкочастотные эквивалентные схемы получаются из высокочастотной эквивалентной схемы рис. 5.8 при исключении из нее последовательных индуктивностей и параллельных емкостей. Как следует из рассмотрения параметров дрейфового транзистора в § 3.4 и табл. 8,

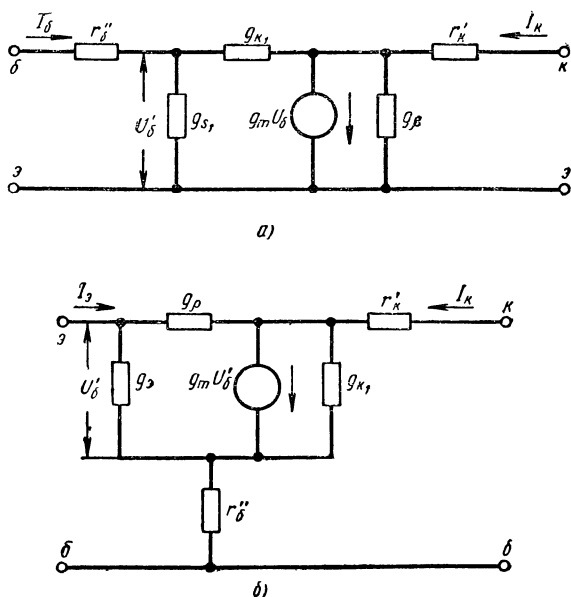


Рис. 5.11. П-образная эквивалентная схема дрейфового транзистора на низких частотах:

а — схема с общим эмиттером; б — схема с общей базой.

параметр входной цепи g_{δ} и параметр усиления g_m или α выражаются одинаково для дрейфового и бездрейфового транзисторов. Выходная проводимость g_{κ} и проводимость обратной связи дрейфового транзистора g_{ρ} имеют значительно меньшие величины, чем у дрейфового транзистора.

Экспериментальная проверка рассмотренных выше эквивалентных схем дрейфовых транзисторов подтвердила их пригодность для практических расчетов [27, 42].

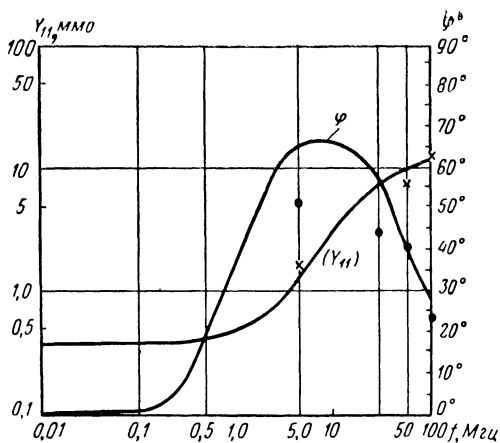


Рис. 5.12. Частотная зависимость Y_{11} дрейфового транзистора П403 (схема с общим эмиттером):

— расчет; \times — эксперимент.

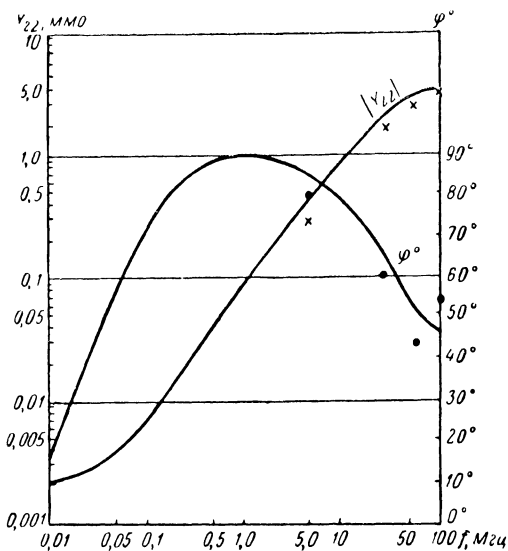


Рис. 5.13. Частотная зависимость Y_{22} дрейфового транзистора П403 (схема с общим эмиттером):

— расчет; \times — эксперимент.

Примерные параметры эквивалентной схемы дрейфовых транзисторов П402 — П403 при $u_{\kappa} = -5$ в, $i_{\vartheta} = 1$ ма следующие:

$$r'_{\vartheta} = 10 \div 30 \text{ ом}, \quad r''_{\vartheta} = 150 \div 250 \text{ ом},$$

$$\gamma_{\vartheta} = 0,98 \div 0,99, \quad g_{\rho} = 2 \text{ мкмо},$$

$$L_{\rho} = 0,15 \text{ мкгн}, \quad g_{\kappa_1} = 0,06 \text{ мкмо},$$

$$g_{\kappa_2} = 100 \text{ мкмо}, \quad C_{\kappa\Pi} = 0,03 \text{ нф},$$

$$g_{\vartheta} = \frac{i_{\vartheta}}{\gamma_{\vartheta}} \frac{q}{kT} = 39,5 \text{ ммо}, \quad g_{s_1} = 1 \text{ ммо},$$

$$g_{s_2} = 120 \text{ ммо}, \quad C_s = 10 \div 20 \text{ нф},$$

$$C_{\kappa\Pi} = 3,5 \text{ нф}, \quad C_{\vartheta\Pi} = 30 \div 100 \text{ нф},$$

$$f_{\beta} = 300 \div 500 \text{ Мгц}, \quad L = 0,01 \text{ мкгн} — \text{индуктивность вводов.}$$

Частотная зависимость параметров Y_{11} и Y_{22} для одного из образцов транзисторов П403 приводится на рис. 5.12 и 5.13 [27]. Выше была рассмотрена эквивалентная схема транзистора для включения по схеме с общим эмиттером. На рис. 5.14 представлена эквива-

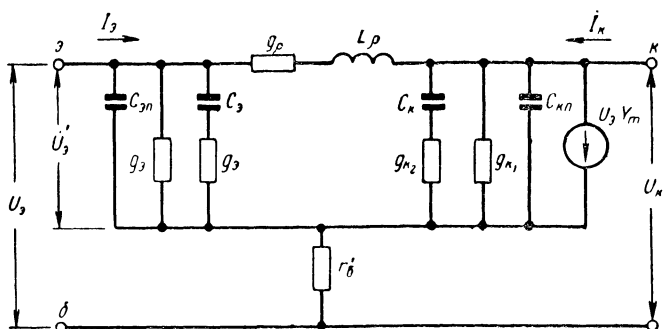


Рис. 5.14. П-образная эквивалентная схема дрейфового транзистора на высоких частотах (схема с общей базой).

лентная схема триода, справедливая для частот порядка 1—50 $M\text{Гц}$ при включении по схеме с общей базой. Эта схема легко может быть получена из схемы рис. 5.1 путем включения «внешних» элементов и не требует дополнительных пояснений.

5.4. Т-ОБРАЗНАЯ ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

На практике стремятся для облегчения расчетов эквивалентных схем максимально упростить их даже в ущерб точности. В связи с этим для ряда применений, например для расчетов импульсных схем, оказывается удобней Т-образная эквивалентная схема дрейфового

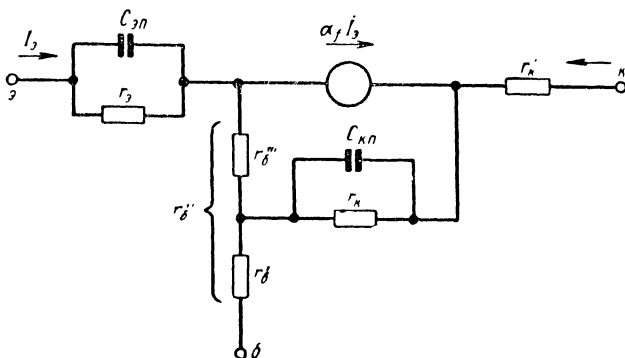


Рис. 5.15. Т-образная эквивалентная схема дрейфового транзистора на высоких частотах без учета обратной связи за счет эффекта Эрли.

триода (рис. 5.15). Экспериментальное исследование этой схемы было проведено в работах [25, 42].

Дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода r_e в такой схеме соответствует теоретическому соотношению $r_e = \frac{kT}{qi_a}$. Эта величина является обратной ве-

личиной проводимости $g_e = \frac{qi_a}{kT}$. Емкость $C_e = C_{эп} + C_{эд}$ — сумма диффузионной и барьерной емкостей эмиттера. Как уже указывалось выше, $C_{эп}$ является для дрейфового триода величиной одного порядка с емкостью $C_{эд}$, особенно при малых уровнях сигнала.

Активным элементом схемы является генератор тока $\alpha_f I_{\text{в}}$, который представляет собой генератор тока коллекторного перехода. При $\omega = 0$ $\alpha_f \approx 1$. При увеличении частоты α_f уменьшается за счет трех факторов, указанных в § 4.4 (емкость коллектора и эмиттера и время переноса носителей через базовую область). Предельная частота теоретической модели ω_{β} значительно превосходит предельную частоту практического транзистора.

Расчет частотной зависимости α сложен и рассмотрен выше, в гл. 4.

Дифференциальное сопротивление коллекторного перехода r_k очень велико. Оно значительно превосходит величину r_k бездрейфового транзистора одинаковой конструкции из-за меньшего влияния изменения напряжения коллекторного перехода на ток коллектора, как это было указано выше [2].

Последовательное сопротивление коллектора r'_k представляет собой сопротивление материала коллекторной области между коллекторным p - n переходом и выводом коллектора. При обычной работе в активной области на малых уровнях сигнала сопротивление r'_k пренебрежимо мало по сравнению с полным сопротивлением полупроводникового триода. Сопротивление коллектора r'_k имеет величину 30—60 ом для триодов П401—П403. Оно должно учитываться при анализе импульсных схем.

С наличием этого сопротивления связано накопление зарядов в коллекторной области. При сильном насыщении триода потенциал коллекторной области относительно базы может быть положительным. Это приводит к движению дырок в коллекторе в сторону p - n перехода, возрастанию концентрации дырок в материале коллектора, снижению сопротивления r'_k . Эффект накопления дырок проявляется как появление некоторой эквивалентной емкости, так как накопленный заряд дырок рассасывается после переключения триода за конечное время по мере выхода триода из насыщения. Величина емкости зависит от ширины коллекторной области, удельного сопротивления и времени жизни материала коллектора.

Величина r''_b представляет собой эффективное сопротивление слоя базы между эмиттерным переходом и базовым контактом. Часть базового сопротивления r'_b

определяет высокочастотное сопротивление обратной связи. Оно определяет омическое сопротивление базы на высоких частотах.

Различие между r'_b и r''_b связано с различием в путях протекания токов рекомбинации и емкостных токов базовой области [52, 32].

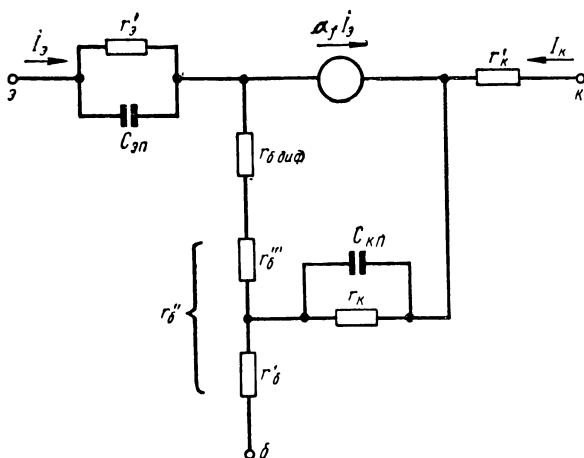


Рис. 5.16. Т-образная эквивалентная схема дрейфового транзистора на высоких частотах, обратная связь за счет эффекта Эрли учитывается введением сопротивления $r_{б \text{ диф}}$ и уменьшением сопротивления $r'_э$.

Учет обратной связи, создаваемой эффектом Эрли, может быть произведен двумя способами [32]:

1. Уменьшением эквивалентного сопротивления $r'_э$ по сравнению с величиной $r_э = \frac{26}{I_{э0}}$ ом ($I_{э0}$ в mA) и одновременным введением сопротивления обратной связи — диффузионного сопротивления базовой области $r_{б \text{ диф}}$ таким образом, чтобы входное напряжение оставалось прежним (схема рис. 5.16):

$$I_э \Delta r_э = (r_э - r'_э) I_э = (1 - \alpha) r_{б \text{ диф}} I_э.$$

2. Введением последовательно с сопротивлением $r_э$ генератора напряжения $\mu U_{бк}$ с такой полярностью, которая увеличивает ток эмиттера (эквивалентная схема рис. 5.17).

С ростом частоты сопротивление обратной связи триода уменьшается за счет ослабления влияния эффекта Эрли. Величина омического сопротивления базы $r''_б$ при этом также уменьшается за счет различия путей

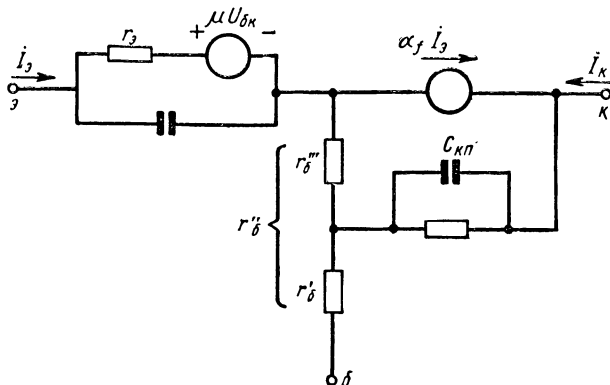


Рис. 5.17. Т-образная эквивалентная схема дрейфового транзистора. Эффект Эрли учитывается введением генератора напряжения в цепь эмиттера.

протекания токов рекомбинации и емкостных токов базовой области. При этом частотная зависимость сопротивления обратной связи (при $r'''_б \gg r_{б\text{ диф}} = \mu r_{\kappa}$) может быть определена по формуле

$$Z_{12} = r'_б + \mu Z_{\kappa} = r'_б + \frac{\mu r_{\kappa}}{1 + j\omega r_{\kappa} C_{\kappa\pi}}. \quad (5.16)$$

Модуль частотно-зависимой части сопротивления обратной связи равен

$$\mu |Z_{\kappa}| = \frac{\mu r_{\kappa}}{\sqrt{1 + (\omega r_{\kappa} C_{\kappa\pi})^2}}. \quad (5.17)$$

Как видно из приведенных формул, с ростом частоты сопротивление обратной связи уменьшается и при частотах, когда выполняется условие $(\omega r_{\kappa} C_{\kappa\pi})^2 \gg 1$, сопротивление базы не зависит от частоты:

$$Z_{12} \approx r'_б, \quad \mu Z_{\kappa} \approx 0.$$

Для триодов П401 — П403 это имеет место начиная с частот 2—3 Мгц. Для бездрейфовых транзисторов

$r'_э = \frac{r_э}{2}$ [32]. В работе [25] получены соотношения для $r_э$ и $r_{б \text{ диф}}$ дрейфового транзистора. Расчеты показывают, что в дрейфовых транзисторах $r'_э$ меньше отличается от $r_э$, $r_{б \text{ диф}}$ имеет меньшую величину, чем в бездрейфовом транзисторе. Это можно объяснить описанной выше особенностью дрейфового транзистора, заключающейся в меньшем влиянии коллекторного напряжения на распределение дырок и величину входного тока, т. е. меньшей величиной коэффициента обратной связи μ дрейфового транзистора.

5.5. НИЗКОЧАСТОТНАЯ ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

Низкочастотные эквивалентные схемы дрейфового транзистора могут быть получены из эквивалентных схем, описанных в § 5.2—5.4, если исключить из них высокочастотные элементы. При этом получим эквивалент-

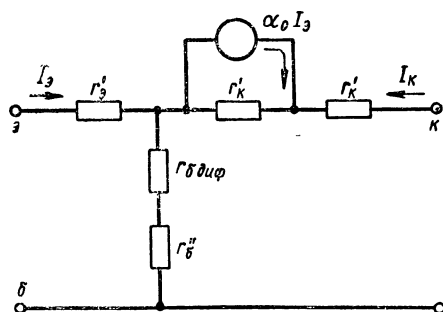


Рис. 5.18. Т-образная эквивалентная схема дрейфового транзистора для низких частот.

ные схемы, показанные на рис. 5.11 и 5.18. Как видно, эти схемы почти не отличаются от низкочастотных эквивалентных схем бездрейфового транзистора. Отличие от эквивалентной схемы сплавного транзистора заключается в учете омического сопротивления коллекторной области $r'_к$. Величина этого сопротивления определяется размерами и проводимостью коллекторной области. Исходный материал коллектора является сравнительно высокоомным (0,8—1,0 ом·см), что необходимо для увели-

чения пробивного напряжения коллекторного перехода (у сплавного триода удельное сопротивление коллекторной области составляет тысячные доли $ом \cdot см$). Размеры коллекторной области (площадь перехода) у высокочастотных транзисторов уменьшают с целью уменьшения емкости коллекторного перехода. А толщина коллекторной области у дрейфовых триодов существенно больше, чем толщина рекристаллизованного слоя сплавных приборов. По этим причинам омическое сопротивление коллектора дрейфовых транзисторов $r'_к = \frac{\rho l}{S}$ имеет значительную величину (30—60 $ом$ для триодов П401—П403). Как указывалось выше (гл. 2), этот недостаток может быть устранен при использовании эпитаксиального выращивания.

Величины параметров схемы рис. 5.18 уже указывались выше (§ 5.2 и 5.3) для триодов П401—П403.

Сопротивление $r_к$ имеет величину несколько мегом при токе эмиттера 1 $ма$ и уменьшается с ростом тока эмиттера. Омические сопротивления базы на низкой частоте равны 100—300 $ом$, на высоких частотах — 10—50 $ом$. Диффузионные сопротивления базы примерно равны

$$r_{бд} = \frac{400 \div 600}{i_{э0}} ом,$$

где $i_{э0}$ — постоянный ток эмиттера, $ма$; $\alpha_0 = 0,95 \div 0,99$, $r'_к = 30 \div 60 ом$.

Величина $\beta_0 \approx 1$, как это следует из уравнения (3.62), поэтому для дрейфового транзистора $\alpha_0 \approx \gamma_0$. Однако при очень малых токах эмиттера α_0 значительно отличается от единицы. Причиной снижения α_0 при малых $i_э$, по-видимому, является тормозящее поле базовой области [31]. Из кривой распределения примесей в базе транзистора (рис. 2.7) следует, что в части базы у эмиттерного перехода концентрация примесей возрастает с координатой x . В этой части базы создается тормозящее электрическое поле, увеличивающее время движения и рекомбинацию дырок при малых плотностях дырок. При увеличении плотности дырок в этой области создается накопление дырок; так как они имеют малую скорость движения, область тормозящего поля «заливается» дырками.

Как известно [32], на низких частотах на параметры транзистора оказывают влияние токи утечки p - n переходов. Это влияние оказывается более существенным в дрейфовых транзисторах, так как выходная проводимость таких транзисторов меньше, чем бездрейфовых. Влияние токов утечки учесть весьма сложно, особенно из-за сильной зависимости утечки от температуры и режима работы транзистора.

Рассмотрим теперь вопрос о расчете омических сопротивлений базовой и коллекторной областей. В соответствии с конструкцией дрейфового триода омическое сопротивление базы состоит из трех частей:

- 1) сопротивления активного базового слоя, т. е. части базы, расположенной под эмиттерной каплей;
- 2) сопротивления соединительного слоя от активной области до вывода базы;
- 3) сопротивления контакта базового вывода, которое может оказаться существенным за счет малых размеров вывода.

Первые две составляющие можно рассчитать по конструктивным данным и распределению примесей в слое методом, впервые примененным в [29], с учетом влияния концентрации примесей на подвижность электронов.

Третья составляющая обычно мала из-за большой концентрации примесей в поверхностном слое базы вблизи базового контакта. Такой расчет был выполнен в [25].

Поперечное сечение слоя полупроводника с квадратной поверхностью и однородным распределением примесей R_0 определяется формулой [29]

$$R_0 = \frac{1}{q\mu_{n0}NW}$$

или

$$\frac{1}{R_0} = q\mu_{n0}NW. \quad (5.18)$$

Для случая, когда μ_n и N меняются вдоль оси (как это имеет место в базовой области дрейфового триода), величина $\frac{1}{R}$ может быть найдена из уравнения

$$\frac{1}{R} = q_0 \int_0^W \mu_n(x) N_d(x) dx. \quad (5.19)$$

Примем, что донорные примеси меняются экспоненциально и избыточная концентрация примесей $N = N_d - N_a$ зависит от координаты по закону

$$N(x) = N_0 e^{-ax} - N_K, \quad (5.20)$$

где

$$a = \frac{qE}{kT}.$$

При этом закон изменения подвижности электронов от координаты можно принять линейным:

$$\mu_n(x) = \mu_{n0} + b_2 x. \quad (5.21)$$

Для величин, характерных для соединительного слоя триодов П401—П403 $N_0 = 10^{18} \text{ 1/см}^3$, $N_K = 10^{15} \text{ 1/см}^3$, получим аппроксимацию

$$\mu_n = 1500 + 344 \frac{qE}{kT} x,$$

т. е.

$$\mu_{n0} = 1500 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}, \quad b_2 = 344 \frac{qE}{kT} \text{ см/в} \cdot \text{сек}.$$

Подставляя (5.20) и (5.21) в уравнение (5.19) для случая экспоненциального распределения примесей, получаем уравнение

$$\frac{1}{R_{\text{exp}}} = q \int_0^W (\mu_{n0} + b_2 x) (N_0 e^{-ax} - N_K) dx. \quad (5.22)$$

Отсюда, производя интегрирование, получаем

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{\text{exp}}} = & q [\mu_{n0} N_0 - (\mu_{n0} + b_2 W) N_K] + \\ & + \frac{qb_2}{a^2} (N_0 - N_K) - qN_K \mu_{n0} W - qb_2 N_K \frac{W^2}{2}. \end{aligned} \quad (5.23)$$

Вынося за скобки в уравнении (5.23) $qN_K \mu_{n0} W$, где μ_{n0} — подвижность электронов, принимаемая для

расчета проводимости базового слоя бездрейфового триода, с концентрацией примесей, равной N_K , получаем

$$\frac{1}{R_{\text{exp}}} = \frac{1}{R_0} \left[\frac{N_a}{N_K} \frac{1}{\ln \frac{N_a}{N_K}} \left(\frac{\mu_{n0} b_4 a}{\mu_{n0}} \right) - \right. \\ \left. - \left(\frac{\mu_{n0} + b_2 W + ab_4}{\mu_{n0} \ln \frac{N_a}{N_K}} + \frac{2\mu_{n0} + b_4 W}{2\mu_{n0}} \right) \right]. \quad (5.24)$$

Эта формула дает соотношение единичных слоев омических сопротивлений базовых областей дрейфового транзистора при экспоненциальном распределении примесей в базе R_{exp} и бездрейфового транзистора R_0 , у которого концентрация примесей в базе равна концентрации примесей в базе дрейфового транзистора у коллекторного перехода.

Если принять $\mu_{n0} = \mu_{n0}$, $b_2 = 0$, то получим формулу

$$\frac{1}{R'_{\text{exp}}} = \frac{1}{R'_0} \left[\frac{N_a}{N_K} \frac{1}{\ln \frac{N_a}{N_K}} - \left(\frac{1}{\ln \frac{N_a}{N_K}} + 1 \right) \right]. \quad (5.25)$$

Формула (5.25) дает соотношение R_{exp} и R_0 без учета изменения подвижности электронов вдоль базы дрейфового триода. Результаты расчета $\frac{R_0}{R_{\text{exp}}}$ для различных $\frac{N_a}{N_K}$ в случае постоянных подвижностей [по формуле (5.25)] и с учетом изменения подвижности [по формуле (5.24)] приводятся на рис. 5.19.

Воспользовавшись приближенными данными для триодов П401 — П403 [25]: $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ 1/см}^3$, $N_K = 2,7 \times 10^{15} \text{ 1/см}^3$, $\mu_{n0} = 1500 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$, $b_2 = 344 \frac{qE}{kT} \text{ см/в} \cdot \text{сек}$, $\mu_{n0} = 3900 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$, получаем соотношения

$$\frac{1}{R'_{\text{exp}}} = \frac{l}{R'_0}, \quad l = \frac{R'_0}{R'_{\text{exp}}}, \quad l \approx 8,$$

где l — выражение в скобках формулы (5.24).

Сопротивление активной области зависит от размеров эмиттерной капли и проводимости соединительного слоя. Если проводимость соединительного слоя велика по сравнению с проводимостью активной области базы, а размеры эмиттерной капли малы, то можно приближенно считать, что ток от эмиттера протекает радиаль-

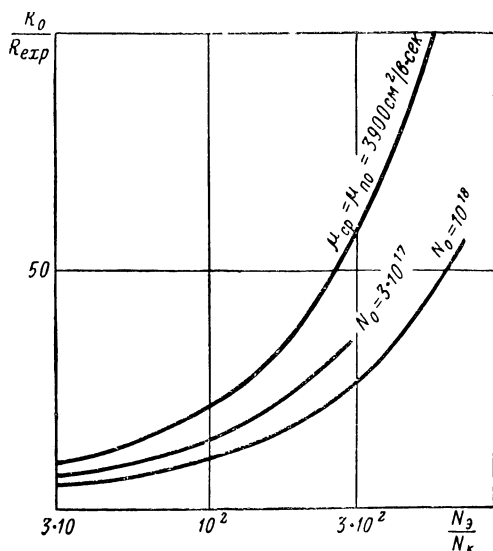


Рис. 5.19. Зависимость $\frac{R_0}{R_{\text{exp}}}$ от перепада концентраций примесей в базе.

но от центра эмиттера к его краям, т. е. к соединительному слою. Соединительный слой по отношению к активной области базы фактически является кольцевым выводом (например, для П401 — П403 концентрация примесей, определяющая проводимость поверхности соединительного слоя, составляет 10^{18} 1/см^3 , а концентрация примесей активного слоя — $2 \cdot 10^{17} \text{ 1/см}^3$). В этом слое сопротивление может быть подсчитано по формуле [52]

$$r''_{\sigma_1} = \frac{\rho}{8\pi W l}. \quad (5.26)$$

Будем считать, что половина капли эмиттера примыкает к соединительному слою, а другая половина к высокоомному германию (краю лунки для П401 — П403). Тогда ток должен протекать от центра эмиттера только к половине окружности капли, т. е. сопротивление возрастет в два раза. При этом получим

$$r''_{61} \approx \frac{\rho}{4\pi W l}.$$

При $\rho = 1 \text{ ом} \cdot \text{см}$

$$r''_{61} = \frac{10^4}{4\pi l W} = \frac{100}{W_{(\text{мк})}} \text{ ом}. \quad (5.27)$$

Если капля эмиттера заполняет всю ширину соединительного слоя, то ток эмиттера течет со всей площади активного слоя в сторону базового вывода. Для этого случая приближенно можно найти значение r''_{61} по формуле для прямоугольной формы базовой области [52]:

$$r''_{61} = \frac{\rho}{W l} = \frac{10^4}{l W_{(\text{мк})}} = \frac{1250}{W_{(\text{мк})}} \text{ ом}. \quad (5.28)$$

При ширине базы 2—4 мк из формул (5.27) получаем $r''_{61} = 30\text{—}600 \text{ ом}$. Аналогично может быть рассчитана величина r''_{62} — сопротивление соединительного слоя. Этот слой имеет прямоугольную форму и его сопротивление может быть определено по формуле

$$r''_{62} = \frac{\rho z_1}{W l z_2} = \frac{\rho_2}{W l}, \quad (5.29)$$

где $\frac{z_1}{z_2}$ — отношение длины к ширине соединительного слоя.

Для соединительного слоя $N_3 = 3 \cdot 10^{18} \text{ 1/см}^3$, $\mu_{n3} = 500 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$, $l = 35$, $W = 25 \text{ мк}$. Отсюда $r''_{62} = 23 \text{ ом}$.

Следует заметить, что величина r''_{62} может значительно превышать полученный результат за счет стравливания поверхностной части соединительного слоя, имеющей меньшее сопротивление. При пренебрежении величиной омического сопротивления вывода базы, составляющего около 1—2 ом, получаем $r''_6 = r''_{61} + r''_{62} = (50\text{—}600) \text{ ом}$. Величина $r''_6 = 50 \text{ ом}$ примерно соответствует данным большинства триодов, а разброс

$r''_6 = (50 \div 600)$ ом — экспериментальным данным для отдельных образцов триодов П401—П403. Из этих данных следует, что для уменьшения базового сопротивления дрейфового триода надо обеспечить кольцевой вывод базовой области, что было осуществлено в ряде конструкций дрейфовых транзисторов.

Омическое сопротивление коллекторной области r'_k может быть рассчитано приближенно как сопротивление растекания. При предположении, что эмиттерная капля является плоским кругом, можно пользоваться формулой

$$r'_k = \frac{\rho}{2d}, \quad (5.30)$$

где d — диаметр эмиттерной капли.

Если $d = 0,15$ мм (триоды П401 — П403), то для материала, имеющего $\rho = 1$ ом·см,

$$r'_k = \frac{1}{2 \cdot 0,015} = 32 \text{ ом}.$$

Если $d = 0,07$ мм (триоды П410 — П411), то для материала, имеющего $\rho = 1$ ом·см, получаем $r'_k = 65$ ом.

Эти данные могут быть приняты для приближенного расчета, так как они соответствуют средним экспериментальным величинам, хотя экспериментальные данные имеют существенный разброс, который можно объяснить различием ρ материала и разбросом размеров эмиттерной капли отдельных образцов триодов.

5.6. ЕМКОСТИ ПЕРЕХОДОВ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

Как указывалось в § 5.3, в дрейфовом высокочастотном триоде необходимо учитывать как емкость коллекторного перехода, так и емкость эмиттерного перехода, так как емкость эмиттерного перехода сравнима с диффузионной емкостью эмиттера. Емкость перехода может быть подсчитана по формуле емкости плоского конденсатора

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d_{\text{пер}}}. \quad (5.31)$$

Подставляя в эту формулу значение ширины перехода для известного закона распределения примесей

(см. следующий параграф), получаем формулы зависимости емкости переходов от напряжения на переходе.

Проведенные в [25, 50] экспериментальные исследования показывают, что эмиттерный переход дрейфового транзистора может считаться резким и зависимость удельной емкости эмиттера от напряжения на переходе приближенно выражается формулой резкого перехода [52]

$$C'_{\text{эп}} = \left[\frac{\epsilon \epsilon_0 \sigma_0}{2\mu_n} \right]^{1/2} \frac{1}{\sqrt{u_a + \varphi_T}} = \frac{A'}{\sqrt{u_a + \varphi_T}}, \quad (5.32)$$

где $\sigma_0 = qN_a\mu_n$ — проводимость базы у эмиттерного перехода;

φ_T — диффузионный потенциал перехода, который может определяться формулой

$$\varphi_T = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{N_{\text{эп}} N_a}{n_i^2} \right], \quad (5.33)$$

где $N_{\text{эп}} \approx 10^{19} \text{ 1/см}^3$ — концентрация акцепторных примесей в эмиттерной области;

N_a — концентрация донорных примесей в базе у эмиттерного перехода.

Величины A' и φ_T , как видно из формул (5.32) и (5.33), зависят от $N_{\text{эп}}$, N_a , т. е. от распределения примесей в транзисторе. Поэтому, как следует из законов диффузии, A' и φ_T будут различными для различных режимов диффузии примесей. Значения A' и φ_T при различных режимах диффузии-сплавания для сплавов, применяемых при изготовлении транзисторов П401 — П403, приводятся в табл. 9.

Таблица 9

Исходные данные для расчета емкости эмиттерного перехода

Температура сплавания-диффузии, °C	N_a , 1/см ³	φ_T , в	A' , $\frac{\text{пФ} \cdot \text{в}}{\text{мм}^2}$
800	$2,8 \cdot 10^{17}$	0,58	1 760
740	$2,0 \cdot 10^{17}$	0,57	1 480
700	$1,4 \cdot 10^{17}$	0,56	1 250

Из данных этой таблицы следует, что емкость эмиттерного перехода значительно уменьшается с уменьшением температуры диффузии. Так как емкость эмиттерного перехода существенно ограничивает предельную частоту триода ω_a , для уменьшения $C_{эп}$ выгодно уменьшать температуру диффузии.

Площадь эмиттерного перехода может быть рассчитана приближенно в предположении, что переход является плоским кругом с диаметром, равным диаметру капли сплава d_a .

При этом емкость эмиттерного перехода триода определяется формулой

$$C_{эп} = S_a C'_{эп} = \frac{A'}{\sqrt{u_a + \varphi_T}} \frac{\pi d_a^2}{4} = \frac{A}{\sqrt{u_a + \varphi_T}}. \quad (5.34)$$

Результаты расчета емкости эмиттерного перехода для различных режимов диффузии-сплавания и различных размеров эмиттерной капли приводятся в табл. 10.

Формула (5.34) позволяет найти зависимость емкости эмиттерного перехода от напряжения на переходе. Так как обычно режим смещения эмиттерного перехода задается током, необходимо знать также зависимость емкости перехода от постоянного тока смещения.

Т а б л и ц а 10

Исходные данные для расчета емкости эмиттерного перехода

$d_a, \text{ мм}$	$S_a, \text{ мм}$	$A, \text{ нФ/с}^{1/2}$		
		$T=800^\circ \text{ C}$	$T=740^\circ \text{ C}$	$T=700^\circ \text{ C}$
0,15 (П401—П403)	0,0178	31,4	26,0	22,0
0,08 (П410—П411)	0,005	8,3	7,4	6,3

Зависимость $i_a = f(u_a)$ может быть получена экспериментально или приближенно рассчитана по формуле [см. формулы (3.14), (1.1), (3.36)]

$$i_a = \left(\frac{qEW}{kT} \right) \frac{qD_p}{W} \frac{n_i^2}{N_a} e^{\frac{qu_a}{kT}}. \quad (5.35)$$

В табл. 11 приводятся результаты расчета зависимости собственной емкости эмиттерного перехода от напряжения на переходе и тока эмиттера для исходных данных:

$$\frac{qEW}{kT} = 4, \quad W = 2,5 \text{ мк}, \quad N_3 = 2 \cdot 10^{17} \text{ 1/см}^3,$$

$$A = 26 \text{ нф/в}^{1/2}, \quad \varphi_T = 0,57 \text{ в}.$$

На рис. 5.20 приводится экспериментальная зависимость емкости эмиттерного перехода от его напряжения. Следует указать, что отдельные образцы диффузионно-сплавных транзисторов, как это следует из рис. 5.20, имеют значительный разброс величин емкости эмиттера (в несколько раз). Это объясняется, главным образом, разбросом площадей переходов из-за плохой воспроизводимости размеров эмиттерной капли сплава.

Таблица 11

**Зависимость емкости эмиттерного перехода
от напряжения на переходе**

$u_3,$ в	—0,8	—0,4	0	0,204	0,246	0,246	0,282	0,300	0,318
$i_3,$ ма	—	—	0	0,1	0,5	1,0	2,0	4,0	8,0
$C_{эп},$ пф	22,2	26,4	34,4	43,0	45,7	47,0	48,5	50,0	51,0

Как показано экспериментально в [50, 31] (см. § 5.7), коллекторный переход диффузионно-сплавного триода при малых u_k является плавным при напряжениях коллектора до 8—10 в, а изменение концентрации примесей в переходе — линейным.

Изменение емкости с напряжением на коллекторе описывается [52] формулой

$$C'_{кп} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2} \left(\frac{2q\kappa}{3\varepsilon \varepsilon_0 u_k} \right)^{1/3} = \frac{A_2}{u_k^{1/3}}. \quad (5.36)$$

Расчет и приводится в § 2.4. Как указывается в § 2.4, коллекторный переход может считаться плавным до некоторого коллекторного напряжения u'_k , которое определяет предел применимости формулы (5.36). При напряжениях, превышающих u'_k , показатель степени в формуле (5.36) увеличивается и при очень больших u'_k

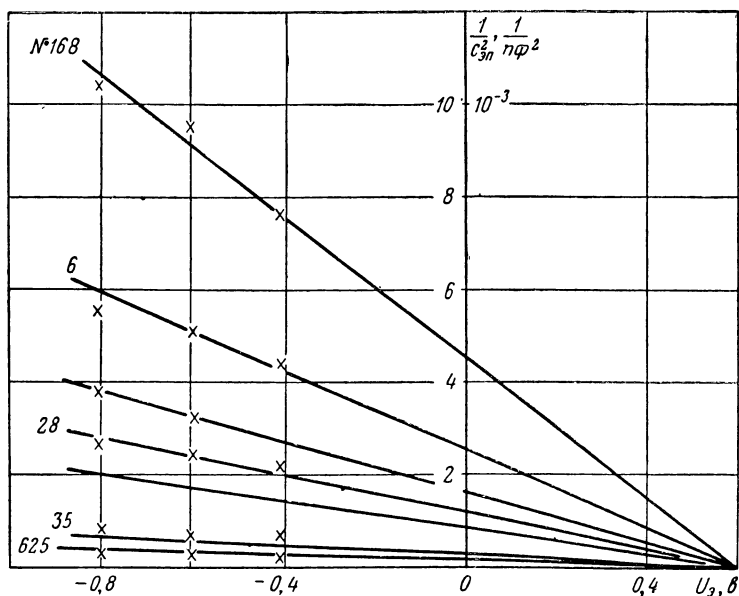


Рис. 5.20. Зависимость емкости эмиттерного перехода дрейфового транзистора от напряжения перехода.

может приближаться к $1/2$, т. е. переход приближается к резкому.

При расчете емкости коллекторного перехода дрейфового триода необходимо учитывать, что емкость создается не только активным слоем базы, но и соединительным слоем. Распределение примесей в $p-n$ переходе, созданном соединительным слоем, можно считать линейным. Градиент концентрации x соединительного слоя может быть найден аналогично случаю активной области. Найдем x соединительного слоя диффузионно-сплавного триода П402.

Начальная концентрация сурьмы при образовании соединительного слоя определяется предельной растворимостью сурьмы и равна $N_0 = 3 \cdot 10^{18} \text{ 1/см}^3$ при $T = 800^\circ \text{C}$. Время диффузии при создании соединительного слоя составляет около 90 мин. При этом расстояние от поверхности до центра коллекторного перехода примерно равно 19 мк, а коэффициент $\kappa = 0,9 \cdot 10^{19} \text{ 1/см}^4$.

Так как в формулу (5.36) входит $\sqrt[3]{\kappa}$, то различие в значениях κ соединительного и активного слоев сказывается мало, а точность расчета $C_{\text{кп}}$ в основном зависит от точности определения площади коллекторного перехода. Поэтому можно пользоваться формулой

$$C_{\text{кп}} = C'_{\text{кп}} S_{\text{к}} = A_2 \kappa_{\text{к}}^{-1/3}, \quad (5.37)$$

в которую подставляется значение $C'_{\text{кп}}$, найденное при значении κ , рассчитанном для активного слоя. При учете площади боковых краев, на которых сохраняется n -слой при шлифовании пластинки, площадь коллекторного перехода приближенно равна

$$S_{\text{к}} = 0,2 \times 0,5 = 0,1 \text{ мм}^2.$$

Результаты расчета A'_2 и A_2 для емкости коллекторного перехода при различных режимах диффузии-сплавания приводятся в табл. 12. Зависимость емкости коллекторного перехода для нескольких образцов триодов

Таблица 12

Расчет постоянных A'_2 и A_2 для различных режимов сплавления-диффузии

Режим сплавления-диффузии	$\kappa, \text{ 1/см}^4$	$A'_2, \frac{\text{пф}}{\text{мм}^2 \cdot \text{с}^{1/2}}$	$A_2 \text{ при } S_{\text{к}} = 0,1 \text{ мм}^2$
800° С 20 мин	$1,35 \cdot 10^{19}$	71	7,1
740° С 20 мин	$2,0 \cdot 10^{19}$	84	8,4
700° С 20 мин	$3,35 \cdot 10^{19}$	95	9,5

от напряжения на переходе для режима диффузии-сплавления (740°C , 20 мин) приводятся на рис. 5.21.

Выше для расчета $C_{\text{кп}}$ дрейфовых транзисторов, как и для сплавных p - n переходов, делалось предположение, что внутри p - n перехода нет подвижных носителей и весь пространственный заряд образуется примесями,

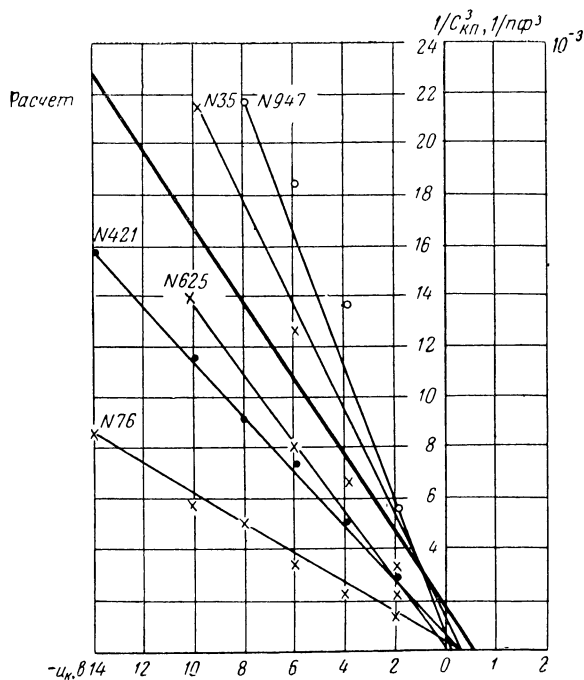


Рис. 5.21. Зависимость емкости коллекторного перехода от напряжения на переходе дрейфового транзистора.

фиксированными в кристаллической решетке полупроводника. Это предположение хорошо выполняется для концентрации примесей порядка 10^{15} 1/см^3 .

В запирающих слоях собственного полупроводника (i -слоя) концентрация неподвижных зарядов, создаваемых примесными атомами, мала. Поэтому необходимо учитывать заряд подвижных носителей в создании емкости запирающего слоя коллекторного перехода. Этим объясняется то, что при малых u_k , когда скорость носи-

телей в переходе мала, а концентрация носителей, накапливаемых в i -слое, велика, емкость запирающего слоя в значительной степени зависит от постоянного тока коллектора [19].

Емкость коллектора насыщается при высоком коллекторном напряжении. Зависимость емкости i -слоя от напряжения на коллекторном переходе объясняется следующим образом. С ростом напряжения расширяется коллекторный переход и уменьшается ширина базы. Когда край перехода дойдет до низкоомной части, то расширение i -слоя, а следовательно, и уменьшение емкости запирающего слоя коллектора с ростом u_k практически прекращаются.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

РАБОТА ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

6.1. ОСОБЕННОСТИ ИМПУЛЬСНОГО РЕЖИМА ТРАНЗИСТОРОВ

При анализе и расчете практических схем необходимо учитывать две особенности работы транзисторов в импульсном режиме.

1. Транзистор работает при значительно больших уровнях сигнала (токах и напряжениях) во время действия импульса, чем при непрерывном режиме, так как при импульсном режиме средняя мощность, определяющая тепловой режим транзистора, во много раз меньше мощности в импульсе.

2. Транзистор работает обычно в «ключевом режиме», т. е. он имеет два устойчивых состояния и переходит скачком из одного устойчивого состояния в другое. Одно из устойчивых состояний соответствует области насыщения, другое — области отсечки коллекторного тока транзистора.

В случае работы транзистора в режиме малого сигнала к $p-n$ переходам прикладываются постоянные напряжения, на которые накладываются переменные напряжения малой амплитуды. Напряжения смещения подаются такой полярности, что транзистор приобретает усилительные свойства и входной сигнал управляет выходным током транзистора, т. е. используется активная область характеристик транзистора. При этом перемещение рабочей точки за счет сигнала происходит в небольших пределах, во всей рабочей области характеристик полярность напряжений и усилительные свойства транзистора сохраняются.

При работе транзистора в импульсном режиме входной сигнал изменяется резким скачком. При этом происходит значительное изменение положения рабочей точки на характеристиках и даже изменение полярности смещений на переходах. Это резко изменяет электрические свойства транзистора, транзистор переходит из одного электрического режима в другой.

Поэтому при рассмотрении импульсной работы различают несколько режимов (состояний) транзистора

в зависимости от полярности напряжений смещения на p - n переходах [82] (рис. 6.1).

Эмиттер	База	Коллектор
---------	------	-----------

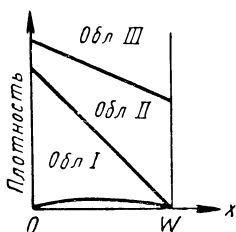


Рис. 6.1. Распределение плотности неосновных носителей в базовой области транзистора:

I — запертое состояние транзистора (область отсеки); *II* — активное состояние транзистора; *III* — насыщенное состояние транзистора.

1. *Состояние отсеки коллекторного тока* (запертое состояние) транзистора, когда эмиттерный и коллекторный переходы смещены в обратном направлении. При этом инжекция носителей в базу отсутствует, происходит проникновение дырок из базы в эмиттер и коллектор (экстракция носителей). Плотность неосновных носителей равна нулю как у эмиттера, так и у коллектора.

2. *Активное состояние* — режим работы, когда транзистор может работать как усилительный элемент. Эмиттерный переход смещен в прямом направлении, коллекторный переход — в обратном. Выходной ток очень сильно зависит от входного напряжения (тока). При этом происходит инжекция носителей в базу из эмиттера. Концентрация неосновных носителей в базе превышает равновесную концентрацию у эмиттера за счет инжекции и равна нулю у коллектора, так как все носители, доходящие до коллектора, втягиваются в коллекторную область полем коллекторного перехода. Распределение дырок в активном состоянии дрейфового транзистора было рассмотрено выше. Как было указано в гл. 3, плотность дырок в базе при заданном токе зависит от дрей-

фового поля, а следовательно, от распределения примесей в базе.

3. *Насыщенное состояние транзистора*, когда эмиттерный и коллекторный переходы имеют смещение в прямом направлении. В этом случае плотность неосновных носителей очень велика во всем базовом слое, включая часть слоя вблизи коллекторного перехода. При вхождении дрейфового транзистора в режим насыщения между коллекторным переходом и областью дрейфового поля в базе появляется слой, свободный от электрического поля. В этом слое плотность неравновесных носителей превышает плотность равновесных, поле при этом исчезает (см. § 6.2), носители в этом слое переносятся за счет диффузии.

При импульсном режиме работы возможно такое состояние транзистора, при котором эмиттер и коллектор меняются местами, т. е. когда на коллекторном переходе создается прямое смещение, а на эмиттерном — обратное и происходит инжекция дырок из коллектора в базу. Такое состояние носит название инверсного состояния (инверсного включения) транзистора.

При обратном включении дрейфовый транзистор по сравнению с бездрейфовым имеет ряд особенностей, которые объясняются наличием дрейфового поля в базе и несимметричностью конструкции дрейфового транзистора. Ток в базовой области при обратном включении является диффузионным током. Этот ток оказывается направленным так, что дрейфовое поле мешает диффузионному движению носителей. Наряду с диффузионным током от коллектора к эмиттеру будет существовать дрейфовый ток, направленный от эмиттера к коллектору. Поэтому при одинаковой плотности тока в базе при обратном включении должна достигаться плотность инжектированных дырок, во много раз превышающая (примерно в 100 раз) соответствующую плотность дырок при прямом включении.

Так как площадь коллектора дрейфового транзистора много больше площади эмиттера, то при инверсном включении токи рекомбинации оказываются много большими, чем при прямом включении. Коэффициент инжекции при обратном включении очень мал, так как коллекторная область дрейфового транзистора имеет во много раз меньшую концентрацию дырок по сравнению с соот-

ветствующей концентрацией бездрейфового транзистора. Поэтому коэффициент усиления по току дрейфового транзистора при обратном включении α_i значительно отличается от единицы (имеет величину порядка 0,1—0,5). Дрейфовый транзистор практически не обладает усиительными свойствами при обратном включении.

В связи с указанными особенностями импульсного режима знания рассмотренных выше малосигнальных параметров и эквивалентных схем транзистора недостаточно для расчета импульсных схем. В импульсном режиме необходимо учитывать зависимость параметров активной области транзистора от уровня сигнала и рассматривать переходные процессы, определяющие скорость переключения транзистора из состояния отсечки в состояние насыщения и обратно.

6.2. КОЭФФИЦИЕНТ ПЕРЕДАЧИ ТОКА ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА ПРИ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА

Малосигнальная теория не учитывает изменения коэффициента усиления транзистора по току при изменении уровня инжекции (тока эмиттера). Однако этот эффект является весьма существенным и проявляется в мощных транзисторах и при работе транзистора в импульсном режиме. Рассмотрение зависимости α от уровня инжекции в значительной степени позволяет понять основные особенности работы транзистора в режиме большого сигнала.

В бездрейфовом транзисторе при большой плотности тока рост концентрации неосновных носителей вызывает значительное увеличение концентрации основных носителей, которые входят в базу за счет тока электронов и восстанавливают нейтральность базовой области. Избыточная концентрация основных носителей, как следует из условия нейтральности, должна, так же как и концентрация инжектированных дырок, линейно падать от эмиттера к коллектору. Однако неравномерность распределения основных носителей в базе приводит к образованию диффузионного тока электронов и электрического поля, стремящегося скомпенсировать этот ток [39, 40]. Образование поля при неравномерном распределении электронов в базе было рассмотрено в § 3.2.

При больших уровнях инжекции нужно считаться с наличием дрейфового поля в базе бездрейфового транзистора, т. е. транзистора с равномерным распределением примесей. Плотности токов транзистора определяются в этом случае на основании формул (3.3) и (3.6):

$$j_n = qD_n \frac{\partial n}{\partial x} + q\mu_n nE,$$

$$j_p = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x} + q\mu_p pE,$$

т. е. имеют диффузионную и дрейфовую составляющие.

Электрическое поле в базе бездрейфового p - n - p транзистора может быть определено по формуле (3.4):

$$E = -\frac{kT}{q} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x}.$$

При малых уровнях инжекции, когда концентрация электронов определяется в основном концентрацией примесей $n = N_d$, эта концентрация постоянна во всей базе бездрейфового транзистора $\frac{\partial n}{\partial x} = 0$, и электрическое поле в базе при этом равно нулю. С возрастанием уровня инжекции неосновных носителей происходит рост градиента концентрации основных и неосновных носителей $\frac{\partial n}{\partial x} > 0$ и образование электрического поля в базе в соответствии с формулой (3.4) и соотношением $n = N_d + p$.

Подставляя (3.4) в (3.6), получаем формулу для плотности дырочного тока бездрейфового транзистора при больших уровнях инжекции:

$$j_p = -\frac{qD_p (2p + N_d)}{p + N_d} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (6.1)$$

При малых уровнях инжекции $p \ll n$ и формула (6.1) переходит в формулу диффузионного тока бездрейфового транзистора

$$j_p = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x}.$$

При значительных уровнях инжекции, как следует из формулы (6.1), дырочный ток транзистора при посто-

янном градиенте концентрации увеличивается. Это увеличение объясняется образованием ускоряющего поля, но его можно математически рассматривать как увеличение эффективного коэффициента диффузии $D_{p \text{ эфф}}$, который при этом равен:

$$D_{p \text{ эфф}} = D_p \frac{p+n}{n} = D_p \frac{p+(p+N_d)}{p+N_d}. \quad (6.2)$$

При очень больших уровнях инжекции $p \gg N_d$ концентрации дырок и электронов одинаковы и уравнение (6.1) приводится к уравнению

$$j_p \approx -q2D_p \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (6.3)$$

т. е. эффективный коэффициент диффузии в этом случае вдвое больше коэффициента диффузии при малых сигналах.

Распределение электрического поля и плотности дырок при увеличении уровня инжекции в базе бездрейфового транзистора [41] приводится на рис. 6.2 и 6.3. На рис. 6.2 показано распределение электрического поля в базе бездрейфового (сплошные линии) и дрейфового (пунктирные линии) транзисторов при различных уровнях инжекции. Из этого рисунка следует, что электрическое поле в базе бездрейфового транзистора растет с ростом уровня инжекции, причем в соответствии с формулой (3.4) электрическое поле возрастает в направлении к коллектору. На рис. 6.2 использованы следующие обозначения:

$\bar{x} = \frac{x}{W}$ — относительное расстояние от эмиттера до данной точки базовой области;

$\bar{E} = E \frac{qW}{kT}$ — относительная величина электрического поля в данной точке базы;

$\bar{j}_p = \frac{j_p}{j_0}$ — относительная плотность дырочного тока инжекции;

$(j_0 = \frac{qD_p N_{d0}}{W}$ — плотность дырочного тока в базе в том случае, когда концентрация инжектированных дырок равна концентрации примесных атомов в базовой области).

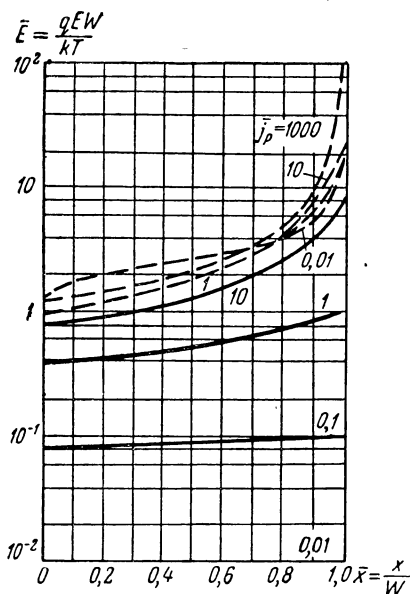


Рис. 6.2. Распределение электрического поля в базовой области при различных плотностях тока:

— бездрейфовый транзистор;
 --- дрейфовый транзистор.

На рис. 6.3 показано распределение неравновесных носителей в базе бездрейфового (сплошные линии) и дрейфового (пунктирные линии) транзисторов при различных уровнях инжекции. На оси ординат отложена относительная плотность дырок $\bar{p} = \frac{p}{N_{d3}}$, где N_{d3} — концентрация примесей в базе у эмиттера.

В отличие от поля в бездрейфовом транзисторе электрическое поле в базе дрейфового транзистора существует и при отсутствии тока инжекции. При этом поле определяется формулой (3.4):

$$E = -\frac{kT}{q} \frac{d(\ln N_d)}{dx},$$

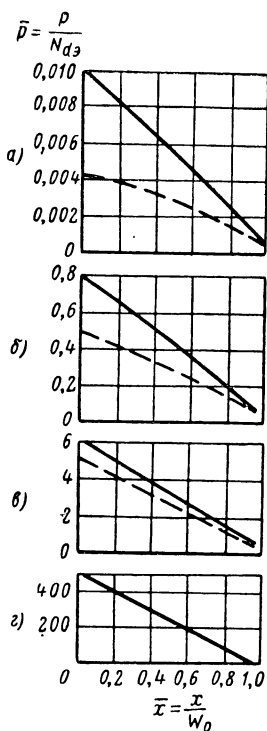


Рис. 6.3. Распределение плотности неравновесных носителей в базе при различных уровнях инжекции.

$\bar{j}_p = \frac{j_p}{j_0}$ — относительная плотность дырочного тока; а) $\bar{j}_p = 0,01$, б) $\bar{j}_p = 1$, в) $\bar{j}_p = 10$, г) $\bar{j}_p = 1000$.

т. е. зависит от распределения примесей в базе. При увеличении уровня инжекции необходимо учитывать влияние избыточных электронов в базе, число которых равно числу избыточных дырок.

Выражение для поля в базе дрейфового транзистора при больших уровнях инжекции может быть получено путем подстановки в формулу (3.4) величины концентрации электронов в базе дрейфового транзистора при инжекции дырок $n = N_d + p$. При этом получим [41]

$$E = -\frac{kT}{q} \frac{1}{p + N_d} \frac{\partial (p + N_d)}{\partial x} = -\frac{kT}{q} \ln (p + N_d). \quad (6.4)$$

Зависимость поля от тока инжекции дырок в дрейфовом транзисторе можно определить, решая уравнение (3.7) относительно E :

$$E = \frac{j_p + qD_p \frac{\partial p}{\partial x}}{qD_p \mu_p}. \quad (6.5)$$

Из формул (6.4), (6.5) следует, что электрическое поле в базе дрейфового транзистора возрастает с ростом концентрации инжектированных дырок, т. е. с ростом тока инжекции.

Подставив (6.4) в формулу (3.7), получим выражение, связывающее плотность дырочного тока в базовой области с распределением примесей и концентрацией инжектированных дырок:

$$j_p = -qD_p \left[\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{p}{p + N_d} \frac{\partial (p + N_d)}{\partial x} \right]. \quad (6.6)$$

Зависимость поля от уровня инжекции можно пояснить следующим образом. Если инжекция мала, имеется значительный градиент концентрации примесей, т. е. выполняются условия $\frac{\Delta U}{U_T} \gg 1$, $p \ll N_d$, то поле определяется только распределением примесей [см. формулы (6.4), (3.4)].

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 $p \gg N_d$,

$p \approx n$, электрическое поле в базе дрейфового транзистора может определяться формулой

$$E = -\frac{kT}{q} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial x} \approx -\frac{kT}{q} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (6.7)$$

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 $p \approx n \gg N_d$, оказывается значительно сильнее, чем поле, создаваемое за счет неравномерного распределения примесей. При большом уровне инжекции поле, образуемое неравномерным распределением примесей, практически отсутствует, так как распределение носителей определяется плотностью инжектированных носителей. При условии $p \gg N_d$ базовая область настолько «заливается» инжектированными дырками и нейтрализующими их электронами, что равновесные электроны, концентрация которых практически равна N_d , не влияют на распределение носителей в базе и электрическом поле. Поэтому поле в базе транзистора при $p \gg N_d$ не зависит от закона распределения примесей и оказывается практически одинаковым в дрейфовом и бездрейфовом транзисторах (см. рис. 6.2).

При очень больших уровнях инжекции $p \gg N_d$ ток в дрейфовом и бездрейфовом транзисторах, как следует из (6.3) и (6.6), оказывается одинаковым:

$$j_p \approx -q2D_p \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (6.8)$$

Уравнение (6.8) предполагает, что градиент дырок одинаков во всей области базы, т. е. ток является чисто диффузионным, в то время, когда он определяется в значительной степени и дрейфом дырок в электрическом поле. Как следует из (6.6), при $p \gg N_d$ диффузионный и дрейфовый токи одинаковы. Таким образом, выражение (6.8) является правильным математически, но не учитывает механизма движения дырок.

Распределение дырок в базе дрейфового транзистора при различных уровнях тока инжекции (рис. 6.3, пунктирная линия) получено в [41] графическим решением уравнения (6.6), которое является нелинейным. При расчете было принято, что распределение примесей

в базе дрейфового транзистора определяется выражением

$$N_d = N_a \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt_D}}.$$

Расчет производился для следующих данных: $\frac{N_k}{N_a} = 3,4 \cdot 10^{-4}$, $W = 0,76 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $2\sqrt{Dt_D} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, где t_D — время диффузии примесей.

Как следует из рис. 6.3, при одинаковой плотности тока плотность дырок в базе дрейфового транзистора при малых уровнях инжекции меньше, чем в базе бездрейфового транзистора. Причина такого отличия заключается в том, что при малых уровнях инжекции поле определяется неравномерным распределением примесей. Поле отсутствует в бездрейфовом транзисторе и имеется в дрейфовом транзисторе. При этом за счет дрейфовой составляющей тока тот же ток может быть перенесен при меньшем градиенте плотности дырок. С ростом плотности тока различие в плотностях дырок в транзисторах двух типов уменьшается, так как все больше сказывается влияние поля, создаваемого избыточными носителями. Это поле оказывается одинаковым при одинаковой плотности тока в обоих типах транзисторов, и все меньше сказывается поле, определяемое неравномерным распределением примесей по мере увеличения плотности инжектированных дырок и «заливания» ими базовой области.

Из рассмотрения поля в области базы следует, что скорость носителей зарядов вблизи коллекторного перехода максимальна, так как напряженность электрического поля при распределении примесей по функции ошибок здесь имеет максимум. Однако большинство авторов пользуются экспоненциальным распределением примесей в базе, при котором поле в базе является постоянным, что допустимо для практических расчетов [18].

6.3. ПЕРЕХОДНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

Переходные процессы в дрейфовых транзисторах рассматриваются теми же методами, что и в бездрейфовых транзисторах. Однако поскольку в дрейфовом транзи-

стороне происходят более сложные физические явления, математический расчет переходных процессов в таком транзисторе более труден. Переходные процессы в дрейфовом транзисторе рассмотрены в работах [51, 33]. В работе [33] дается решение уравнения переноса дырок дрейфового транзистора при пренебрежении рекомбинацией носителей путем преобразования Лапласа. В работе [51] дается точное решение задачи о переходных процессах и предлагаются практические аппроксимации для переходной характеристики коэффициента передачи тока.

В работе [33] переходная характеристика рассмотрена при малых сигналах с учетом тех же допущений, которые были приняты в § 3.1. Кроме того, предполагается, что рекомбинацией примесей в базе можно пренебречь.

Учитывая зависимость плотности дырок от координаты и времени, уравнение плотности тока (3.7) можно записать в виде

$$j_p(t) = -qD_p \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} + q\mu_p E p(x, t). \quad (6.9)$$

Дифференцируя выражение (6.9) по x и учитывая, что j_p не зависит от координаты (рекомбинация отсутствует), получаем

$$\frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial x^2} - a \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} = \frac{\partial p(x, t)}{D_p \partial t}. \quad (6.10)$$

Используя преобразование Лапласа для нулевых начальных условий, получаем

$$\frac{\partial^2 p(x, S)}{\partial x^2} - a \frac{\partial p(x, S)}{\partial x} = \frac{S}{D_p} p(x, S), \quad (6.11)$$

где S — оператор Лапласа.

Уравнение (6.11) является одностепенным с уравнением (3.24). Решение его можно записать в виде

$$p(x, S) = M e^{k_1 x} + N e^{k_2 x}, \quad (6.12)$$

где

$$k_{1,2} = \frac{a}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + \frac{S}{D_p}} = \frac{1}{f} \pm \sqrt{\left(\frac{1}{f}\right)^2 + \frac{S}{D_p}} \quad (6.13)$$

$[k_{1,2}$ — корни характеристического уравнения (6.11)].

Обозначим

$$k_{1,2} = \frac{1}{f} \pm \delta_S. \quad (6.14)$$

Выражение для переходной характеристики дрейфового транзистора может быть получено путем применения к (6.12) граничных условий и выполнения обратных преобразований:

$$p(S, W) = 0, \quad (6.15)$$

$$I(S, 0) = \frac{\Delta I_0}{S},$$

$$p(S, x) = \frac{\Delta I_0 e^{x/f}}{q D_p \delta_S S} \frac{\operatorname{sh} \delta_S (W - x)}{\operatorname{ch} \delta_S W + \frac{\eta}{\delta_S W} \operatorname{sh} \delta_S W}. \quad (6.16)$$

С учетом уравнения непрерывности для преобразованного тока

$$\frac{j_p(x, S)}{q} = -D_p \frac{\partial p(x, S)}{\partial x} + \mu_p E p(x, S) \quad (6.17)$$

можно написать уравнение для преобразованной функции выходного тока:

$$I_p(S, W) = \frac{\Delta I_0 e^\eta}{S} \frac{1}{\operatorname{ch} \delta_S W + \frac{\eta}{\delta_S W} \operatorname{sh} \delta_S W}. \quad (6.18)$$

Перейдем к нормализованному времени

$$T = \frac{D_p}{W^2} t.$$

При этом оператор S должен быть заменен оператором

$$\lambda = \frac{W^2}{D_p} S.$$

Тогда получим преобразованную функцию выходного тока с оператором λ

$$\frac{I(\lambda, W)}{\Delta I_0} = \frac{e^\eta}{\lambda} \frac{1}{\operatorname{ch} \sqrt{\lambda + \eta^2} + \frac{\eta}{\sqrt{\lambda + \eta^2}} \operatorname{sh} \sqrt{\lambda + \eta^2}}. \quad (6.19)$$

Обратное преобразование этой функции для нахождения переходной характеристики может быть выполнено следующим образом [75, 76]. Если преобразованная по Лапласу функция представляет собой рациональную дробь

$$\Phi(\lambda) = \frac{M(\lambda)}{H(\lambda)} \quad (6.20)$$

и если уравнение $H(\lambda) = 0$ имеет только простые корни, то функцию $\varphi(t)$ можно найти из соотношения

$$\varphi(t) = \sum_1^k \frac{M(\lambda_k)}{H'(\lambda_k)} e^{\lambda_k(t)}. \quad (6.21)$$

Здесь λ_k — корень уравнения $H(\lambda) = 0$;

$H'(\lambda_k)$ — значение производной знаменателя формулы (6.20) при $\lambda = \lambda_k$.

Из сравнения соотношений (6.19) и (6.20) следует:

$$\Phi(\lambda) = \frac{I(\lambda, W)}{\Delta I_0},$$

$$M(\lambda) = e^\eta,$$

$$H(\lambda) = \lambda \left[\operatorname{ch} \sqrt{\lambda + \eta^2} + \frac{\eta}{\sqrt{\lambda + \eta^2}} \operatorname{sh} \sqrt{\lambda + \eta^2} \right].$$

Найдем корни уравнения $H(\lambda) = 0$. Первым корнем будет $\lambda = 0$. Другие корни могут быть определены из решения уравнения

$$\operatorname{ch} \sqrt{\lambda + \eta^2} + \frac{\eta}{\sqrt{\lambda + \eta^2}} \operatorname{sh} \sqrt{\lambda + \eta^2} = 0. \quad (6.22)$$

Это уравнение имеет бесконечное число корней λ_k , где $k = 1, 2, \dots, \infty$.

Уравнение (6.22) можно записать в виде

$$-\frac{y}{\eta} = \operatorname{tg} y, \quad (6.23)$$

где $y = \sqrt{-\lambda - \eta^2}$.

Уравнение (6.19) с учетом (6.23) можно записать в виде

$$\Phi(\lambda) = \frac{I(\lambda, W)}{\Delta I_0} = \frac{e^\eta}{\lambda \left(\cos y + \frac{\eta \sin y}{y} \right)} = \frac{M(\lambda)}{H(\lambda)}. \quad (6.24)$$

Найдем производную знаменателя выражения (6.24):

$$H'(\lambda) = \frac{dH(\lambda)}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \left[\lambda \left(\cos y + \frac{\eta \sin y}{y} \right) \right],$$

$$H'(\lambda) = \cos y + \frac{\eta \sin y}{y} + \lambda \left[\frac{\sin y}{2y} - \eta \frac{y \cos y - \sin y}{2y^3} \right]. \quad (6.25)$$

При $\lambda = 0$

$$H'(0) = \cos j\eta + \frac{1}{j} \sin j\eta = \operatorname{ch} \eta - \operatorname{sh} \eta, \quad (6.26)$$

$$\frac{M(0)}{H'(0)} e^{j\lambda t} = 1.$$

При $\lambda = \lambda_k \neq 0$ сумма первых членов (6.25) равна нулю, так как эта сумма совпадает с левой частью (6.22), которая равна нулю при $\lambda = \lambda_k$. При этом

$$H'(\lambda_k) = \frac{\lambda_k}{2a_k} \left[\sin a_k \left(1 + \frac{\eta}{a_k^2} \right) - \frac{\eta}{a_k} \cos a_k \right], \quad (6.27)$$

де $a_k = \sqrt{-\lambda_k - \eta^2}$ — значение y при $\lambda = \lambda_k$.

Используя (6.26), (6.27) и (6.21), получаем окончательное выражение для приближенной переходной характеристики коэффициента передачи тока дрейфового транзистора для схемы с общей базой:

$$\alpha(T) = \frac{I(T, W)}{\Delta I_0} = 1 + \sum_{k=1}^{\infty} M_k e^{\lambda_k T}, \quad (6.28)$$

где

$$M_k = \frac{e^{\eta 2a_k}}{\sin a_k \left(1 + \frac{\eta}{a_k^2} \right) - \frac{\eta}{a_k} \cos a_k}; \quad (6.29)$$

$$T = \frac{D_p}{W^2} t.$$

В работе [51] получено точное значение переходной характеристики

$$\alpha(t) = \alpha_0 \left[1 + \gamma \frac{e^\gamma}{\alpha_0} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{a_k^2 \sqrt{\eta^2 + a_k^2}}{b_k^2 (\eta^2 + \eta + a_k^2)} e^{-\frac{t}{2\tau_D} b_k^2} \right]. \quad (6.30)$$

Здесь

$$b_k = \sqrt{\eta^2 + a_k^2 + 2 \frac{\tau_D}{\tau_p}};$$

a_k — k -й корень уравнения: $\operatorname{tg} y = \frac{-y}{\eta}$;

$\tau_D = \frac{W^2}{2D_p}$ — среднее время переноса дырок в базе;

τ_p — время жизни дырок в базовой области;

γ — коэффициент инжекции дырок.

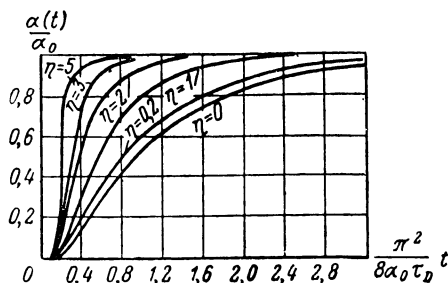


Рис. 6.4. Переходная характеристика коэффициента усиления по току α в схеме с общей базой.

На рис. 6.4 приведена нормированная переходная характеристика $\frac{\alpha(t)}{\alpha_0} = f\left(\frac{\pi^2}{8\alpha_0\tau_D} t\right)$, рассчитанная по формуле (6.30) [51] при различных значениях коэффициента поля η (при этом используется один член ряда).

В работе [51] предлагается простая аппроксимация переходной характеристики дрейфового транзистора при включении по схеме с общей базой:

$$\alpha(t) = \begin{cases} 0 & \text{для } 0 \leq t \leq t_1 \\ \alpha_0' \left[1 - e^{-\frac{t-t_1}{\tau_\alpha}} \right] & \text{для } t_1 \leq t \leq \infty, \end{cases} \quad (6.31)$$

где $t_1 = \tau_\alpha$ ($0,21 + 0,3\eta$) — время задержки;

$\tau_\alpha = \frac{\tau_D}{1,21(1 + 0,45\eta)^2}$ — постоянная времени нарастания фронта переходной характеристики.

Длительность фронта переходной характеристики

$$t_H = 2,2\tau_\alpha = \frac{1,8 \tau_D}{(1 + 0,45\eta)^2}. \quad (6.32)$$

Переходная характеристика для коэффициента усиления дрейфового транзистора в схеме с общим эмиттером $B(t)$ имеет следующий вид [51]:

$$B(t) = B_0 \left[1 - 2 \frac{e^\eta}{B_0} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{v_k^3 e^{-\frac{t}{2\tau_D} c_k}}{\operatorname{sh} v_k [v_k^2 - \eta(1 + v_k \operatorname{cth} v_k)] c_k} \right], \quad (6.33)$$

где $c_k = \eta^2 - v_k^2 + 2 \frac{\tau_D}{\tau_p}$;

v_k — корень уравнения

$$\eta \frac{\operatorname{sh} v}{v} + \operatorname{ch} v = \gamma e^\eta.$$

Нормированные переходные характеристики коэффициента передачи тока дрейфового транзистора при включении по схеме с общим эмиттером для транзисторов с различными значениями коэффициента поля η [51] приводятся на рис. 6.5.

При расчете этих переходных характеристик можно пользоваться предложенными в работе [51] аппроксимациями:

$$B(t) = B_0 \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau_B}} \right], \quad (6.34)$$

$$\tau_B = \frac{\tau_D}{\eta(1 - \alpha_0)} \left[1 - \frac{1 - e^{-2\eta}}{2\eta} \right], \quad (6.35)$$

$$t_{HB} = 2,2\tau_B = \frac{2,2\tau_D}{\eta(1 - \alpha_0)} \left[1 - \frac{1 - e^{-2\eta}}{2\eta} \right], \quad (6.36)$$

где τ_B — постоянная времени нарастания фронта тока коллектора в схеме с общим эмиттером;
 $t_{нв}$ — длительность нарастания фронта переходной характеристики.

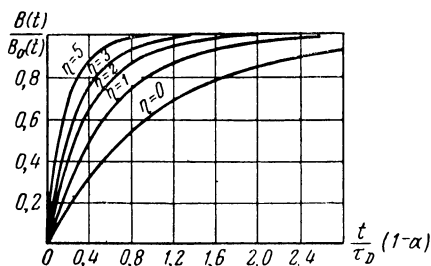


Рис. 6.5. Переходная характеристика коэффициента усиления по току в схеме с общим эмиттером.

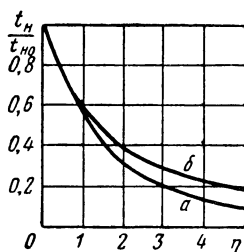


Рис. 6.6. Зависимость времени нарастания тока коллектора дрейфового транзистора t_n от коэффициента поля η .

$t_{н0}$ — время нарастания I_K бездрейфового транзистора с той же шириной базы.
 a — в схеме с общей базой;
 $б$ — в схеме с общим эмиттером.

На рис. 6.6 приводится зависимость отношения длительности фронта переходной характеристики дрейфового транзистора от коэффициента поля η для схемы с общей базой (a) и схемы с общим эмиттером ($б$).

6.4. ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

При расчете времени нарастания импульса коллекторного тока при включении положительного перепада входного тока t_n , времени спада коллекторного тока при выключении входного тока t_c и времени рассасывания носителей при выходе транзистора из состояния насыщения t_p могут быть получены формулы, аналогичные тем, которые даны в [82] для бездрейфовых транзисторов.

Формулы для t_n , t_c , t_p дрейфового транзистора будут отличаться только тем, что в них постоянные времени, полученные в [82] для бездрейфового транзистора, будут заменены постоянными времени дрейфового транзистора, которые рассмотрены в предыдущем параграфе.

Время нарастания. Для схемы с общей базой рассмотрим случай, когда на вход запертого транзистора подается импульс тока, равный коллекторному току в режиме насыщения. Будем считать, что ток коллектора за время t_n увеличивается от нуля до $0,9I_{кн}$. Тогда, используя только два члена выражения (6.28), можем записать

$$\alpha(t_n) = \frac{0,9I_{кн}}{I_0} = (1 + M_1 e^{\lambda_1 t_n}).$$

Решая это уравнение относительно t_n , получаем

$$t_n = \frac{1}{-\lambda_1} \ln \frac{(-M) I_0}{I_0 - 0,9I_{кн}}. \quad (6.37)$$

Используя аппроксимацию (6.31) для $\alpha(t)$, получаем уравнение для t_n в следующем виде:

$$t_n = \tau_\alpha \ln \frac{\alpha_0 I_0}{\alpha_0 I_0 - 0,9I_{кн}}. \quad (6.38)$$

Эта формула совпадает с формулой [82]. Формула является точной при $I_{кн} \geq I_0$ и дает большую погрешность для случая перехода транзистора в режим глубокого насыщения (при $I_0 > 2I_{кн}$).

В схеме с общим эмиттером для случая, когда за время t_n ток коллектора нарастает до $0,9I_{кн}$, формулу (6.34) можно переписать в виде следующего уравнения:

$$B(t_n) = \frac{0,9I_{кн}}{I_0} = B_0 \left(1 - e^{-\frac{t_n}{\tau_B}} \right).$$

Решая это уравнение относительно t_n , получаем

$$t_n = \tau_B \ln \frac{I_0}{I_0 - 0,9 \frac{I_{кн}}{B_0}}. \quad (6.39)$$

Формула (6.39) не отличается от соответствующей формулы бездрейфового транзистора [82].

Время спада коллекторного тока. Формулы для времени спада коллекторного тока дрейфового транзистора в активной области могут быть получены на основании того, что процесс спада происходит с той же постоянной времени τ_α , τ_B , что и нарастание тока. Формулы будут иметь тот же вид, что и для бездрейфового транзистора [82], но будут отличаться постоянной времени.

Для схемы с общей базой

$$t_c = \tau_\alpha \ln \frac{I_{K1} - \alpha_0 I_{B2}}{0,1 I_{K1} - \alpha_0 I_{B2}}, \quad (6.40)$$

I_K — ток коллектора в начале спада;

I_{B2} — ток эмиттера после переключения с учетом знака.

Для схемы с общим эмиттером получим формулу

$$t_c = \tau_B \ln \frac{I_{K1} + B_0 I_{B2}}{0,1 I_{K1} + B_0 I_{B2}}, \quad (6.41)$$

где I_{B2} — ток базы после переключения с учетом знака;
 I_{K1} — ток коллектора в начале спада.

Время рассасывания носителей. Переходная характеристика для режима насыщения может быть найдена путем применения граничных условий

$$I(S, 0) = \alpha \frac{\Delta I_0}{S},$$

$$I(S, W) = 0$$

к уравнению переноса дырок (6.12). Однако при рассмотрении режима насыщения не может быть принято одномерное приближение. В работе [33] получено решение методом, предложенным Моллом [82], т. е. разделением переходного режима на составляющие прямой и обратной передачи и введением коэффициентов усиления по току для прямого и обратного включения дрейфового транзистора. В работе [33] даны соотношения для постоянной времени рассасывания носителей дрейфового транзистора, используя которые можно вести расчет времени рассасывания по тем же формулам, ко-

торые получены в [82] для бездрейфового транзистора для схемы с общей базой.

При этом время рассасывания может рассчитываться по формуле

$$t_p = \frac{1}{s_1} \ln \frac{I_{\partial 1} - I_{\partial 2}}{\frac{I_{кп}}{\alpha} - I_{\partial 2}}, \quad (6.42)$$

где $I_{\partial 1}$ — ток эмиттера в режиме насыщения;

$I_{\partial 2}$ — ток эмиттера в режиме рассасывания (с учетом знака);

s_1 — коэффициент, определяющий постоянную времени рассасывания и зависящей от предельной частоты дрейфового транзистора.

Для схемы с общим эмиттером формула t_p может быть получена в следующем виде:

$$t_p = \frac{1}{s_1} \ln \frac{I_{\partial 1} - I_{\partial 2}}{\frac{I_{кп}}{B_0} - I_{\partial 2}}, \quad (6.43)$$

где $I_{\partial 1}$ — ток базы в режиме насыщения;

$I_{\partial 2}$ — ток базы в режиме рассасывания (с учетом знака).

Параметр s_1 для $\eta > 2$ может приближенно выражаться формулой [33]

$$s_1 = \frac{D_p}{W^2} (4\eta^2 e^{-2\eta}) (1 - \alpha \alpha_1). \quad (6.44)$$

Как следует из формулы (6.44), коэффициент s_1 уменьшается с ростом коэффициента поля η . При этом увеличивается время рассасывания. Время рассасывания дрейфового транзистора в 2—8 раз больше времени бездрейфового транзистора. Это объясняется тем, что, увеличивая предельную частоту ω_α , дрейфовое поле уменьшает предельную частоту транзистора при обратном включении.

В заключение отметим возможности применения метода зарядов для анализа переходных процессов в дрей-

фовом транзисторе. В последнее время для исследования переходных процессов в транзисторе получил широкое применение метод зарядов, основанный на установлении зависимости между протекающими в транзисторе токами и зарядом инжектированных носителей, накапливаемых в базовой области.

Зависимости между зарядом и токами получаются более простыми, чем между токами и напряжениями. Метод зарядов позволяет упростить расчеты, глубже разобраться в физических процессах, происходящих в транзисторе, и сравнительно просто определить времена переключения транзистора путем измерения накопленного заряда.

Применению метода заряда для расчета переходных процессов в дрейфовых транзисторах посвящен ряд работ [83—86]. Сущность этого метода может быть понята из расчета переходных процессов в транзисторах с учетом влияния емкостей переходов в следующем параграфе.

6.5. ВЛИЯНИЕ ЕМКостей ПЕРЕХОДОВ НА ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТРАНЗИСТОРЕ

Если транзисторы имеют низкие значения предельной частоты, то их частотные свойства и переходные процессы определяются скоростью переноса носителей в базовой области и не ограничиваются влиянием емкостей переходов.

В транзисторах, имеющих высокие значения предельной частоты и малые времена пролета носителей через базу, частотные свойства и переходные процессы в значительной степени ограничиваются влиянием емкостей переходов. Этот факт необходимо учитывать при расчете переходных процессов в дрейфовых транзисторах. Следует подчеркнуть, что такая необходимость связана только с высокими значениями предельной частоты, а не с наличием дрейфового поля в базовой области.

Рассмотрим кратко влияние емкостей $p-n$ переходов на переходные процессы в транзисторе [84—86]. В § 6.3 и 6.4 рассмотрены переходные характеристики транзистора при короткозамкнутом выходе, т. е. при условии $\omega_{\alpha} R_n C_{кп} \ll 1$ (где R_n — сопротивление нагрузки в коллек-

торной цепи). Это условие обычно не выполняется на практике при больших значениях ω_α и R_H и возможны случаи, когда $\omega_\alpha R_H C_{кп} > 1$.

В работе [85] получены формулы для расчета переходных процессов в схеме с общим эмиттером с учетом влияния емкости коллекторного перехода.

Время нарастания коллекторного тока при подаче ступеньки тока базы

$$t_n = \frac{1 + \omega_\alpha R_H C_{кп}}{\omega_\alpha (1 - \alpha_0)} \ln \frac{I_{б1}}{1 - \alpha_0 + \frac{R_H}{r_K} \cdot \frac{I_{б1} - 0,9 I_K}{\alpha_0}}. \quad (6.45)$$

Время спадания коллекторного тока при подаче отрицательной ступеньки тока базы равно

$$t_c = \frac{1 + \omega_\alpha R_H C_{кп}}{\omega_\alpha (1 - \alpha_0)} \ln \frac{I_{к1} - \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0 + R_H/r_K} I_{б2}}{0,1 I_{к1} - \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0 + R_H/r_K} I_{б2}}, \quad (6.46)$$

$I_{б1}$, $I_{б2}$, I_K , $I_{к1}$ имеют те же значения в формулах (6.45), (6.46), что и в формулах (6.40), (6.41).

При расчете необходимо учитывать зависимость ω_α от режима работы. Для расчета этой зависимости в работе [85] предлагаются формулы для транзисторов со ступенчатым коллекторным переходом (например, сплавные транзисторы)

$$\frac{\omega_\alpha}{\omega'_\alpha} = \frac{\frac{\omega_{\alpha 0}}{\omega'_\alpha}}{\left\{ 1 - \left(\frac{u_K}{u'_K} \right)^{1/2} \left[1 - \left(\frac{\omega_{\alpha 0}}{\omega'_\alpha} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/2}} \quad (6.47)$$

и для плавных переходов (дрейфовые транзисторы)

$$\frac{\omega_{\alpha}}{\omega'_{\alpha}} = \frac{\frac{\omega_{\alpha 0}}{\omega'_{\alpha}}}{\left\{ 1 - \left(\frac{u_K}{u'_K} \right)^{1/3} \left[1 - \left(\frac{\omega_{\alpha 0}}{\omega'_{\alpha}} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/2}}. \quad (6.48)$$

В формулах (6.47), (6.48) приняты обозначения:

ω_{α} — предельная частота при напряжении коллектора u_K ,
 ω'_{α} — предельная частота при напряжении коллектора u'_K ,
 $\omega_{\alpha 0}$ — предельная частота при напряжении на коллекторе, равном нулю.

Как следует из формул (6.45), (6.46), емкость коллекторного перехода увеличивает постоянную времени переходного процесса и время переключения транзистора. Это связано с временем, необходимым для заряда и разряда емкости перехода.

Для сравнения влияния инерционности переноса носителей и влияния емкости перехода постоянная времени в формулах (6.45) и (6.46) может быть разделена на две постоянных времени:

$\tau = \frac{1}{\omega_{\alpha} (1 - \alpha)}$ — постоянная времени переходного процесса, обусловленная процессами в базе (равная эффективному времени жизни носителей);

$\tau_{CK} = \frac{\omega_{\alpha} R_H C_{KП}}{\omega_{\alpha} (1 - \alpha_0)} = \frac{R_H C_{KП}}{1 - \alpha_0}$ — постоянная времени, обусловленная влиянием емкости коллекторного перехода.

В работе [86] получены формулы для расчета t_H , t_C с учетом влияния емкостей эмиттерного и коллекторного переходов. Расчет основан на использовании метода зарядов и заключается в следующем.

При пренебрежении электронными токами скорость изменения заряда, накопленного в базовой области транзистора, может быть определена формулой (см. рис. 6.7):

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q}{\tau_{pac}} + i_B - i_K - i_{C_2} - i_{CK}, \quad (6.49)$$

где $\frac{Q}{\tau} = I_p$ — ток рекомбинации;

$i_{\text{э}}$ — ток эмиттера;

$i_{\text{к}}$ — ток коллектора;

$i_{C_{\text{э}}}$ — ток заряда емкости эмиттерного перехода;

$i_{C_{\text{к}}}$ — ток заряда емкости коллекторного перехода.

Считая, что токи связаны линейно между собой во время переходного процесса, т. е. считая, что распреде-

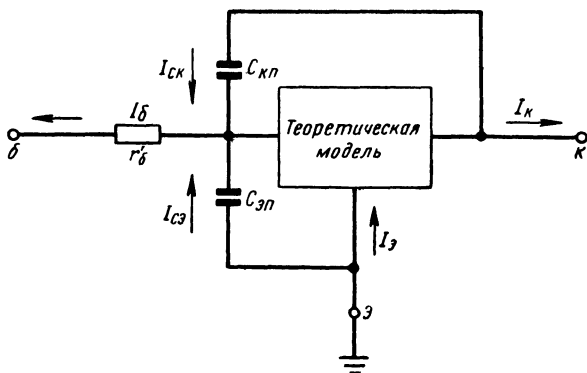


Рис. 6.7. Эквивалентная схема для расчета времени нарастания коллекторного тока транзистора.

ление носителей во всей базе устанавливается мгновенно по мере нарастания коллекторного тока, получаем

$$i_{\text{к}} = \alpha_0 i_{\text{э}},$$

$$i_{\text{р}} = i_{\text{э}} - i_{\text{к}}(1 - \alpha_0) = -I_{\text{б}}.$$

Разделив $i_{\text{к}}$ на Q , получим

$$\frac{i_{\text{к}}}{Q} = \frac{\alpha_0 i_{\text{э}}}{(1 - \alpha_0) i_{\text{э}} \tau},$$

откуда

$$Q = \frac{i_{\text{к}}}{B_0} \tau. \quad (6.50)$$

Подставляя (6.50) в (6.49), получаем

$$\frac{di_{\text{к}}}{dt} = \frac{B_0}{\tau} \left(I_{\text{б1}} - \frac{i_{\text{к}}}{B_0} - i_{C_{\text{э}}} - i_{C_{\text{к}}} \right),$$

где $I_{\text{б1}}$ — приращение тока базы.

Учитывая соотношения между емкостными токами и емкостями переходов и интегрируя уравнение в пределах изменения тока за время переключения от 0 до $0,9I_{\text{кн}}$, можно получить формулу для времени нарастания коллекторного тока.

В работе [86] при этом получено уравнение

$$t_n = (\tau + \tau_{C_3} + \tau_{C_K}) \ln \frac{1}{1 - \frac{0,9}{n}},$$

где τ — время жизни носителей (постоянная времени, определяющая переходные процессы в базе);

τ_{C_3} — постоянная времени эмиттерной цепи;

τ_{C_K} — постоянная времени коллекторной цепи;

$$n = \frac{B_0 I_b}{I_{\text{кн}}}.$$

Аналогичным образом получена формула для определения времени спада коллекторного тока транзисто-

Т а б л и ц а 13

Расчетные формулы для постоянных времени переключения [86]

Постоянная времени	Расчетная формула	
	Сплавной триод	Дрейфовый триод
τ	$\frac{1,21 B_0}{\omega_a}$	$\frac{1}{\omega_\beta}$
τ_{C_3}	$BC_{\text{эп}} R_{\text{экв}}$	$BC_{\text{эп}} R_3$
τ_{C_K}	$BC_{\text{кп}} R_{\text{н}} \xi_1 (n)$	$BC_{\text{кп}} R_{\text{н}} \xi_2 (n)$
τ'_{C_3}	$\frac{BC_{\text{эп}}}{q I_{\text{кн}}} \nu (\sigma)$ $\frac{1}{kT}$	$\frac{BC_{\text{эп}}}{q I_{\text{кн}}} \nu (\sigma)$ $\frac{1}{kT}$
τ'_{C_K}	$BC_{\text{кп}} R_{\text{н}} \xi'_1 (\sigma)$	$BC_{\text{кп}} R_{\text{н}} \xi'_2 (\sigma)$

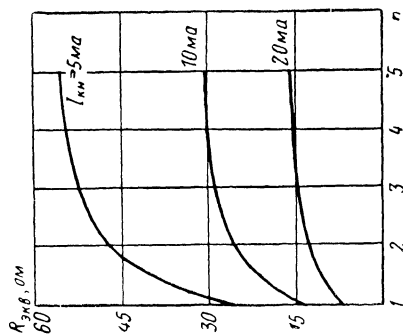


Рис. 6.8. Зависимость $R_{зкв}$ от степени насыщения при различных значениях тока насыщения коллектора.

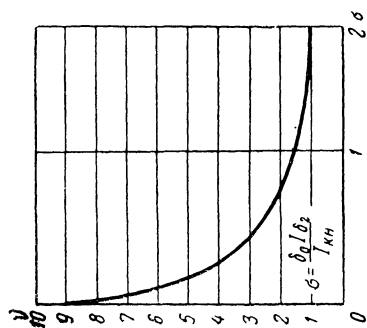


Рис. 6.9. Зависимость ν от величины обратного тока базы.

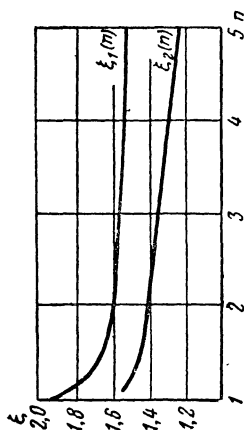


Рис. 6.10. Зависимость ξ_1 и ξ_2 от степени насыщения.

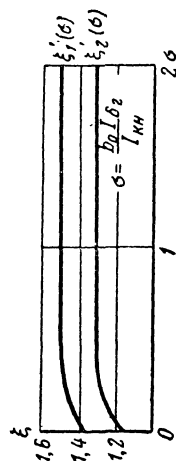


Рис. 6.11. Зависимость ξ'_1 и ξ'_2 от величины обратного тока базы.

ров с учетом влияния постоянных времени эмиттерной и коллекторной цепей:

$$t_c = (\tau + \tau'_{cэ} + \tau'_{ск}) \ln \frac{\sigma + 0,9}{\sigma + 0,1},$$

где τ , $\tau'_{cэ}$, $\tau'_{ск}$ — постоянные времена, определяющие переходные процессы при спадаении коллекторного тока в случае подачи ступеньки обратного тока базы $I_{б2}$.

$$\sigma = \frac{B_0 I_{б2}}{I_{кн}}.$$

Формулы для расчета постоянных времени сплавных и дрейфовых транзисторов и времена t_n , t_c приводятся в табл. 13 и 14, расчетные коэффициенты, зависящие от режима работы, приводятся на рис. 6.8—6.11.

Т а б л и ц а 14
**Время нарастания и время
спада для образцов
транзисторов [86]**

Тип транзистора	t_n , мксек	t_c , мксек
П6 (П13—П15)	3,7	13
П6	7,0	23
П6	4,2	14
П19 (П12)	2,4	8,5
П408 (П406)	1,6	5,8
П409 (П407)	6,2	21,5
П401	0,3	0,55
П402	0,19	0,4
П403	0,06	0,15

Следует в заключение заметить, что различие в величинах t_n у разных образцов триодов, как следует из сравнения экспериментальных и расчетных данных [86], хорошо объясняется влиянием на эти параметры емкостей переходов.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ДРЕЙФОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

7.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Одной из главных причин, ограничивающих внедрение полупроводниковых приборов в радиоэлектронную аппаратуру, является зависимость их характеристик и параметров от температуры.

Для отыскания путей ослабления этой зависимости, для расчета и анализа практических схем на полупроводниковых приборах и для создания эффективных схем термостабилизации, способных обеспечить работоспособность радиотехнических устройств при изменении температуры в широких пределах, необходимо знать физические закономерности изменения параметров триодов от температуры.

При использовании транзисторов в различных схемах в широком интервале температур необходимо иметь возможность определить влияние температуры на показатели этих схем.

Схемы термостабилизации, которые применяются в настоящее время, стабилизируют положение лишь исходной рабочей точки на характеристиках триода и далеко не обеспечивают компенсации температурной нестабильности ряда важных показателей транзисторных схем, например коэффициента усиления, избирательности и др.

Рассмотренная выше теория устанавливает связь различных параметров транзисторов с физическими свойствами исходных материалов, степенью легирования, характером распределения примесей и геометрическими размерами. Все эти параметры транзистора изменяются с температурой. Учет этих изменений позволяет проследить влияние температуры на параметры эквивалентной схемы транзистора.

Температурные изменения отдельных параметров эквивалентной схемы дрейфового триода определяются температурными изменениями исходных физических величин: плотности основных и неосновных носителей зарядов, их подвижности, диффузионных постоянных, пролетного времени, времени жизни, удельного сопротивления, диффузионной длины и др.

Определим характер температурных изменений этих исходных параметров в той области значений температур, которые представляют интерес для рассматриваемой задачи.

7.2. КОНЦЕНТРАЦИЯ ОСНОВНЫХ И НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В БАЗЕ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР

Концентрации электронов и дырок в полупроводнике определяются температурой окружающей среды и плотностью примесных атомов в решетке полупроводника.

В примесном полупроводнике электроны в зоне проводимости могут появляться за счет перебросов с донорных уровней и за счет перебросов из заполненной зоны. Следовательно, число свободных электронов должно равняться сумме числа дырок в заполненной зоне и числа свободных мест на донорных уровнях.

Концентрация электронов определяется формулой

$$n = p + (N_d - n_d). \quad (7.1)$$

Температурная зависимость величин, входящих в выражение (7.1), определяется [63, 64] формулами:

$$p = \frac{2(2\pi m_p kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}}{kT}} e^{-\frac{\mathcal{E}_F}{kT}},$$

$$n = \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3} e^{\frac{\mathcal{E}_F}{kT}}, \quad (7.2)$$

$$n_d = \frac{N_d}{1 - e^{\frac{-\Delta\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_F}{kT}}},$$

где N_d — концентрация примесей;

n — концентрация электронов в зоне проводимости;

p — концентрация дырок в заполненной зоне;

n_d — концентрация электронов, находящихся на донорных уровнях;

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

$\Delta\mathcal{E}_1$ — энергия активации примесных уровней;

\mathcal{E}_F — уровень Ферми, отсчитываемый для доноров от дна зоны проводимости;

h — постоянная Планка.

С учетом соотношения (7.2) формулу (7.1) можно переписать в виде

$$N_d = \frac{2(2\pi m_n \cdot kT)^{3/2}}{h^3} e^{\mathcal{E}_F/kT} - \frac{2(2\pi m_p kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\Delta\mathcal{E}}{kT}} e^{-\frac{\mathcal{E}_F}{kT}} +$$

$$+ \frac{N_d}{e^{\frac{-\Delta\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_F}{kT}} + 1}. \quad (7.3)$$

Уравнение (7.3) относительно $e^{-\frac{\mathcal{E}_F}{kT}}$ является уравнением третьей степени и решение этого уравнения в общем виде представляет значительные трудности. Поэтому обычно ограничиваются рассмотрением частных случаев решения этого уравнения.

Область примесной проводимости. Если ширина запрещенной зоны настолько велика, что собственной проводимостью во всей интересующей нас области температур можно пренебречь, и если, кроме того, энергия активации примесей $\mathcal{E}_1 > kT$, а концентрация примесей не слишком мала, то концентрация носителей в зоне проводимости определяется выражением (7.4), которое получается из решения уравнения (7.1) при $p=0$:

$$n = \sqrt{2N_d} \frac{(2\pi m_n kT)}{h^{3/2}} e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_1}{2kT}} = A e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_1}{2kT}}, \quad (7.4)$$

что после подстановки численных значений дает

$$n = \sqrt{2N_d} \cdot 5 \cdot 10^7 \cdot T^{3/4} e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_1}{2kT}}. \quad (7.5)$$

Излагаемые далее расчеты выполнены для германия. В случае кремния необходимо провести их заново, применяя ту же методику, но используя численные значения констант для кремния.

Расчеты, проведенные по формуле (7.5) для германия с концентрацией примесей $N_d = (10^{15} \div 10^{18}) \text{ см}^{-3}$ (что имеет место в базе дрейфового триода), показывают, что при очень низких температурах (ниже 100° К) концентрация свободных электронов $n \ll N_d$.

Величина A в выражении (7.4) мало меняется с температурой по сравнению со вторым экспоненциальным множителем, поэтому при повышении температуры экспоненциальный множитель увеличивается и n стремится к N_d .

При дальнейшем повышении температуры, когда $n \approx N_d$, все донорные атомы оказываются ионизированными. Так как для германия энергия активации примесей очень мала и составляет $\Delta \mathcal{E}_1 = (0,01 \div 0,015) \text{ эв}$, то при сравнительно низкой температуре $T < 150^\circ \text{ К}$ все донорные атомы оказываются ионизированными, вследствие чего, начиная с этой температуры и до появления собственной проводимости, концентрация электронов в зоне проводимости почти не меняется с температурой, т. е. $n \approx N_d$.

Область собственной проводимости. Для высоких температур, когда все примесные атомы ионизированы, концентрация носителей, образующихся за счет перехода из заполненной в свободную зону, может быть определена из формулы

$$n = p = \frac{2 (2\pi \sqrt{m_n m_p} kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}}{2kT}}. \quad (7.6)$$

Подставляя численные значения констант, получаем

$$n = p = (2) \cdot 2,5 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}}{2kT}}. \quad (7.7)$$

Расчет по этой формуле показывает, что собственная проводимость германия при концентрациях примесей более 10^{15} см^{-3} (что имеет место в базе дрейфового триода) может не учитываться при температурах ниже 90°C . Следовательно, можно считать, что в рассматриваемом диапазоне температур ($150 \div 360$) $^\circ \text{K}$

$$n \approx N_d. \quad (7.8)$$

Следует иметь в виду, что формулы (7.4) — (7.7) относятся к невырожденным случаям. Критическая концентрация носителей тока $n_{\text{кр}}$, при которой наступает вырождение, определяется [63] по формуле

$$n_{\text{кр}} = 1,35 \cdot 10^{16} (m_{\text{эфф}} \cdot T)^{3/2}. \quad (7.9)$$

Если концентрация носителей приближается к критической, то формулы (7.4) — (7.7) оказываются несправедливыми и расчет надо проводить более громоздкими приближенными методами, которые дают возможность получить результат с большей степенью точности. Однако в полупроводниках, с которыми приходится иметь дело на практике, концентрация носителей редко достигает таких больших значений.

Концентрации неосновных носителей в любой области полупроводникового триода могут быть определены из условия электрической нейтральности

$$p + n - N_d - N_a = 0 \quad (7.10)$$

и соотношений

$$n \cdot p = n_i^2 = 9,3 \cdot 10^{31} \cdot T^3 \cdot e^{-8700/T} \text{ для германия,} \quad (7.11)$$

$$n \cdot p = n_i^2 = 7,8 \cdot 10^{32} \cdot T^3 \cdot e^{-12900/T} \text{ для кремния,} \quad (7.12)$$

выражающих связь между концентрациями равновесных носителей в полупроводнике с примесями и концентрациями равновесных носителей в чистом полупроводнике при той же самой температуре.

Результаты расчета температурной зависимости плотности неосновных носителей (дырок) для различных концентраций донорных примесей в германии n -типа представлены в табл. 15 на рис. 7.1.

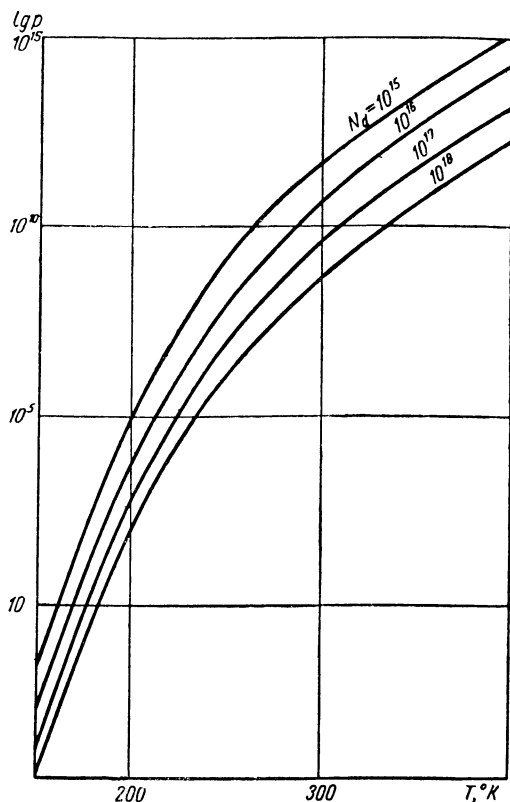


Рис. 7.1. Температурная зависимость плотности неосновных носителей (дырок) при различных концентрациях донорной примеси.

Из расчетных данных следует, что плотности неосновных носителей с повышением температуры экспоненциально увеличиваются.

Формулы, приведенные выше, справедливы в предположении, что все атомы примеси имеют один и тот же энергетический уровень, расположенный на расстоянии

**Плотность неосновных носителей в зависимости
от температуры при различных значениях N_d [см⁻³]**

$T, ^\circ K$	10^{15}	10^{16}	10^{17}	10^{18}
150	$2,030 \cdot 10^{-2}$	$2,030 \cdot 10^{-3}$	$2,030 \cdot 10^{-4}$	$2,030 \cdot 10^{-5}$
200	$9,543 \cdot 10^4$	$9,540 \cdot 10^3$	$9,540 \cdot 10^2$	$9,540 \cdot 10$
250	$1,112 \cdot 10^9$	$1,112 \cdot 10^8$	$1,112 \cdot 10^7$	$1,112 \cdot 10^6$
300	$6,388 \cdot 10^{11}$	$6,388 \cdot 10^{10}$	$6,388 \cdot 10^9$	$6,388 \cdot 10^8$
350	$6,373 \cdot 10^{13}$	$6,373 \cdot 10^{12}$	$6,373 \cdot 10^{11}$	$6,373 \cdot 10^{10}$
400	$2,132 \cdot 10^{15}$	$2,132 \cdot 10^{14}$	$2,132 \cdot 10^{13}$	$2,132 \cdot 10^{12}$

$\Delta \mathcal{E}_1$ от дна зоны проводимости. Кроме того, предполагалось, что n и $\Delta \mathcal{E}_1$ являются независимыми величинами. Однако постоянное значение $\Delta \mathcal{E}_1$ может получиться только в том случае, если электрическое поле всех примесных атомов одинаково, волновые функции всех примесных атомов не перекрываются и отдельные уровни не образуют зоны. Вряд ли можно ожидать, что в реальном кристалле эти условия полностью выполняются.

7.3. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ

Величина подвижности в полупроводнике определяется в основном степенью рассеяния за счет термических колебаний решетки и степенью кулоновского рассеяния на ионизированных примесях. Величина подвижности дырок и электронов для случая рассеяния только колебаниями решетки соответственно определяются формулами, полученными в работах [24, 88].

Предсказанная теоретически и подтвержденная экспериментально зависимость «решеточной» подвижности дырок и электронов от температуры выражается соотношением

$$\mu_{n,p} = AT^{-\frac{3}{2}} \left[\frac{\text{см}}{\text{в.сек}} \right].$$

Однако измерения на различных полупроводниковых материалах показывают, что в области чисто теплового рассеяния для германия получается более высокий показатель степени, чем $3/2$. В частности, хорошее совпа-

дение с экспериментальными данными при расчете результирующей подвижности дают [24] формулы Принса:

$$\mu_{pL} = 9,1 \cdot 10^8 \cdot T^{-2,3} \left[\frac{\text{см}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}} \right] \quad (7.13)$$

$$\mu_{nL} = 3,5 \cdot 10^7 \cdot T^{-1,6} \left[\frac{\text{см}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}} \right] \quad (7.14)$$

$$\mu_{pL} = 2,4 \cdot 10^8 \cdot T^{-2,3} \left[\frac{\text{см}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}} \right] \quad (7.15)$$

$$\mu_{nL} = 5,5 \cdot 10^6 \cdot T^{-1,5} \left[\frac{\text{см}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}} \right] \quad (7.16)$$

Степень рассеяния носителей заряда ионизированными донорами и акцепторами определяется [65] формулой Конуэлл—Вайскопфа:

$$\mu_I = \frac{\frac{8}{\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\epsilon^2 (kT)^{3/2}}{N_I q^3 m^{1/2}}}{\ln \left[1 + \left(\frac{3\epsilon kT}{q^2 N_I^{1/3}} \right)^2 \right]}, \quad (7.17)$$

которая для германия с диэлектрической проницаемостью $\epsilon=19$ принимает вид

$$\mu_I = \frac{1,2 \cdot 10^{18} \cdot T^{3/2}}{N_I \ln \left[1 + \left(\frac{3,4 \cdot 10^4 T}{N_I^{1/3}} \right)^2 \right]}. \quad (7.18)$$

Аналогично для кремния, диэлектрическая проницаемость которого $\epsilon=13$,

$$\mu_I = \frac{5,5 \cdot 10^{17} T^{3/2}}{N_I \ln \left[1 + \left(\frac{2,3 \cdot 10^4 T}{N_I^{1/3}} \right)^2 \right]}. \quad (7.19)$$

Квантовомеханическая формула Конуэлл — Вайскопфа получена теоретически. Существуют данные [12, 57, 73], подтверждающие справедливость этой формулы в отношении порядка даваемых ею величин для широкого диапазона температур и концентраций примесей. Однако вопрос о рассеянии на заряженной примеси как экспериментально, так и теоретически полностью не исследован. Ряд данных [62, 72] говорит о том, что теория

Конуэлл — Вайскопфа не вполне соответствует действительности и для создания строгой теории необходимо преодолеть еще ряд трудностей. В частности, до сего времени нет достоверных данных о значениях эффективных масс, входящих в эту формулу.

Для случая высоких концентраций примесей ($10^{15} \div 10^{18}$) см^{-3} в формуле Конуэлл — Вайскопфа значение эффективной массы носителей необходимо определить, исходя из экспериментальных данных зависимости подвижности дырок от концентрации примесей. С учетом этого формула Конуэлл — Вайскопфа для германия принимает вид [62]

$$\mu_{pI} = \frac{615 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2}}{N_I \ln(1 + x^2)} \left[\frac{\text{см}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}} \right], \quad (7.20)$$

где $x = 3,4 \cdot 10^4 \frac{T}{N_I^{1/3}}$;

μ_{pI} — подвижность дырок, обусловленная рассеянием на примесях.

Таблица 16

Зависимость подвижности дырок в германии от концентрации примесей и температуры

Температура, °К	lg μ_{pI} по формуле Конуэлл — Вайскопфа при различных значениях N_I [см^{-3}]				lg μ_{pI} по аппроксимирующей формуле (7.21) при различных значениях N_I [см^{-3}]				lg μ_{pL}
	10 ¹⁵	10 ¹⁶	10 ¹⁷	10 ¹⁸	10 ¹⁵	10 ¹⁶	10 ¹⁷	10 ¹⁸	
150	4,883	3,983	3,479	2,296	4,884	3,984	3,114	2,251	3,995
200	5,037	4,130	3,248	2,407	5,038	4,130	3,248	2,325	3,708
250	5,159	4,247	3,356	2,500	5,160	4,247	3,355	2,435	3,485
300	5,259	4,373	3,446	2,580	5,261	4,343	3,445	2,531	3,303
350	5,345	4,425	3,524	2,651	5,351	4,425	3,524	2,621	3,149
400	5,419	4,497	3,592	2,713	5,421	4,497	3,590	2,675	3,015

Для неосновных носителей, которые наряду с рассеянием на примесях испытывают рассеяние основными носителями, концентрация в формуле (7.20) удваивается. Формула (7.20) в диапазоне от 100 до 400° К может быть заменена аппроксимацией

$$\lg \mu_{pI} = 2,65 - 0,9(\lg N_I - 15) + 1,1 \lg T. \quad (7.21)$$

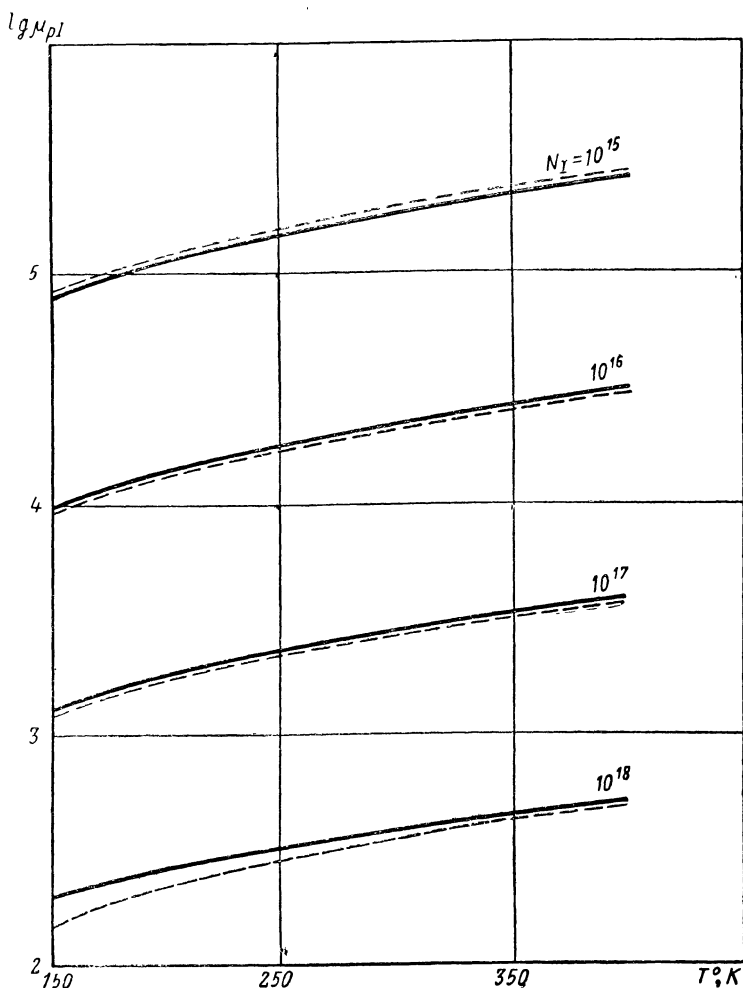


Рис. 7.2. Температурная зависимость подвижности дырок, рассчитанная по формуле (7.20) (—) и по формуле (7.21) (---).

Результаты расчета значения $\lg \mu_{pl}$ по формуле (7.20) и по аппроксимирующей формуле (7.21) приведены в табл. 16 и на рис. 7.2. Как видно из табл. 16, аппроксимация является достаточно точной для температур выше 100° K при концентрациях от 10^{15} до 10^{18} см^{-3} .

Формула (7.13) может быть представлена в виде

$$\lg \mu_{pL} = 9 - 2,3 \lg T. \quad (7.22)$$

Результаты расчета $\lg \mu_{pL} = f(T)$ по формуле (7.22) представлены на рис. 7.3.

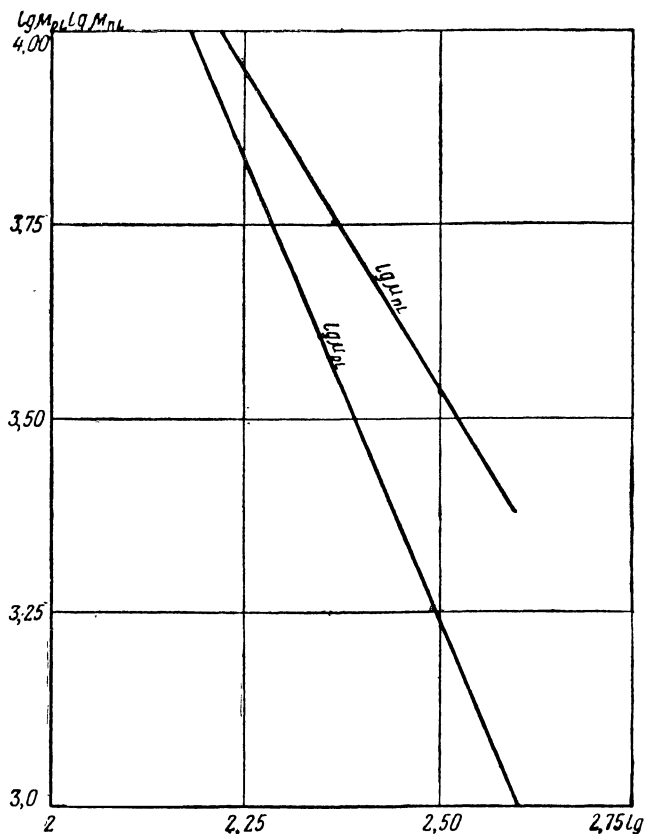


Рис. 7.3. Температурная зависимость подвижности дырок, рассчитанная по формуле (7.22).

Формулы (7.21) и (7.22) позволяют определить величину подвижности дырок, соответствующую степени рассеяния на примесях μ_{pI} и степени рассеяния на колебаниях решетки μ_{pL} . Результирующая величина подвиж-

ности дырок, учитывающая оба механизма рассеяния, может быть определена по формуле

$$\frac{1}{\mu_p(T)} = \frac{1}{\mu_{pL}(T)} + \frac{1}{\mu_{pI}(T, N_I)}. \quad (7.23)$$

Подставляя в формулу (7.23) значения μ_{pL} и μ_{pI} из формул (7.21) и (7.22), получаем формулу, определяющую дрейфовую подвижность дырок в n -германии при различных концентрациях примесей и температуре

$$\mu_p(T, N_I) = \frac{T^{1,1} \cdot 10^{16}}{1,14 \cdot 10^7 T^{3,4} + N_I^{0,9}}. \quad (7.24)$$

Результаты расчета зависимости подвижности дырок μ_p от температуры при различных концентрациях примесей приводятся в табл. 17 и на рис. 7.4.

Таблица 17

Зависимость подвижности дырок от концентрации доноров и температуры

Температура, °К	Подвижность дырок [см ² /в·сек] при различных N _I [см ⁻³]			
	10 ¹⁵	10 ¹⁶	10 ¹⁷	10 ¹⁸
150	8 670	5 615	1 478	216
200	4 688	3 862	1 607	285
250	2 846	2 588	1 250	341
300	1 880	1 600	1 050	378
350	1 320	1 280	1 023	394
400	972	953	820	390

Коэффициент диффузии D_p связан с подвижностью μ_p соотношением Эйнштейна

$$D_p = \frac{kT}{q} \mu_p. \quad (7.25)$$

С учетом (7.24) соотношение (7.25) принимает вид

$$D_p(T, N_I) = \frac{86 \cdot 10^{10} T^{2,1}}{1,14 \cdot 10^7 T^{3,4} + N_I^{0,9}}. \quad (7.26)$$

Результаты расчета температурной зависимости коэффициента диффузии при различных концентрациях примеси в германии n -типа представлены на рис. 7.5.

Экспериментальная кривая зависимости подвижности дырок от концентрации примесей, данная Принсом

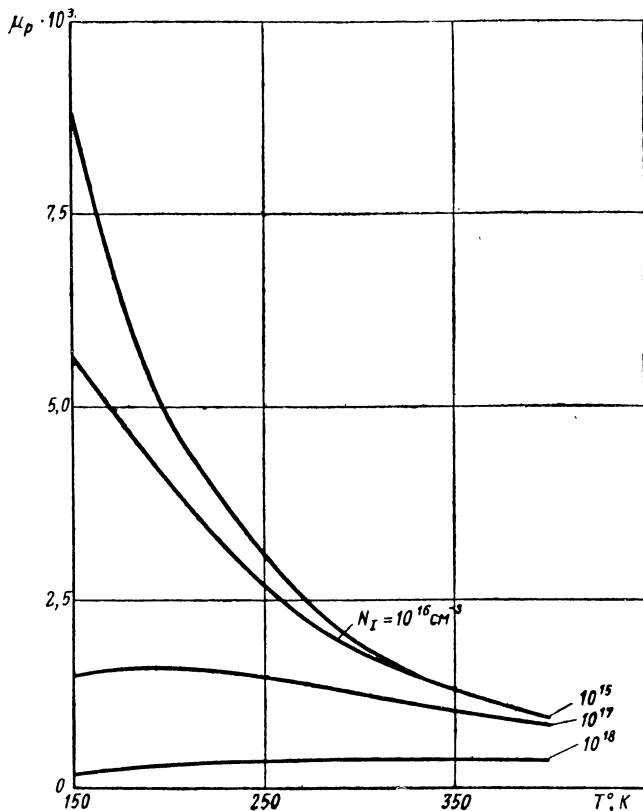


Рис. 7.4. Температурная зависимость подвижности дырок при различных концентрациях донорной примеси.

[24] при $T = 300^\circ \text{K}$, была аппроксимирована в работе [25] формулой (4.23).

Температурная зависимость дрейфовой подвижности дырок при различных концентрациях примесей может быть определена, если в уравнение (4.23) ввести температурно-зависимые коэффициенты, определяемые из

уравнения (7.24). Тогда уравнение (4.23) в общем виде для диапазона температур может быть представлено как

$$\mu_p(T, N_I) = \mu_1(T) - \frac{1}{3} [\mu_1(T) - \mu_2(T)] \lg \frac{N_I}{10^{15}}, \quad (7.27)$$

где $\mu_1(T)$ и $\mu_2(T)$ — величины, определяемые из (7.20) для значений $N_I = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_I = 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

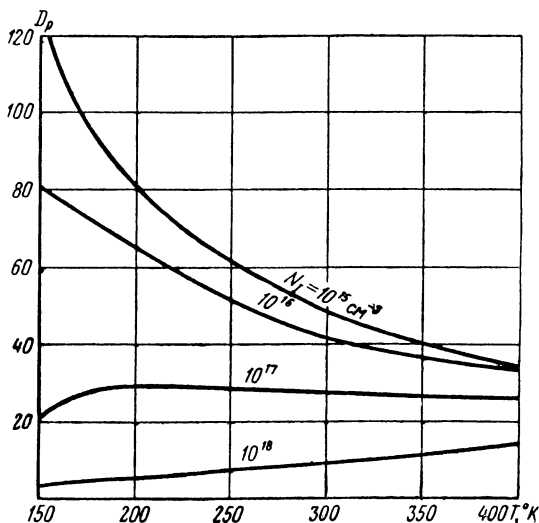


Рис. 7.5. Температурная зависимость коэффициента диффузии дырок при различных концентрациях донорной примеси.

Формула (7.27) справедлива для случая, когда концентрация примесей $10^{15} < N_I < 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что имеет место в дрейфовых триодах, изготовляемых из низкоомного германия. Обозначив

$$\mu_1(T) = A, \quad (7.28)$$

$$\frac{1}{3} [\mu_1(T) - \mu_2(T)] = B, \quad (7.29)$$

получим

$$\mu_p(T, N_I) = A - B \lg \frac{N_I}{10^{15}}. \quad (7.30)$$

Соотношение (7.30) может быть использовано для получения зависимости подвижности дырок от координаты в базе дрейфового транзистора.

Распределение примесей в базе дрейфового транзистора может быть принято экспоненциальным [см. формулу (3.1)]. Тогда для выражения зависимости величины подвижности от температуры и координаты получим формулу

$$\mu_p(x, T) = A - B \lg \frac{N_a}{10^{15}} + 0,43B \frac{qE}{kT} x. \quad (7.31)$$

Обозначая

$$\mu_{p0}(T) = A - B \lg \frac{N_a}{10^{15}} \quad (7.32)$$

и

$$b(T) = 0,43B \frac{qE}{kT}, \quad (7.33)$$

формулу (7.31) можно записать в виде

$$\mu_p(T) = \mu_{p0}(T) - b(T) x. \quad (7.34)$$

Решая совместно уравнения (7.24), (7.28) и (7.29), получаем:

$$A = \frac{8,71 \cdot 10^8 T^{1,1}}{T^{3,4} + 2,76 \cdot 10^6}, \quad (7.35)$$

$$B = \frac{10^9 \cdot T^{1,1}}{3} \left[\frac{1}{T^{3,4} + 2,239 \cdot 10^6} - \frac{1}{T^{3,4} + 1,122 \cdot 10^9} \right], \quad (7.36)$$

$$C = \mu_2(T) = \frac{8,71 \cdot 10^8 T^{1,1}}{T^{3,4} + 1,38 \cdot 10^9}, \quad (7.37)$$

откуда

$$\mu_{p0}(T) = A - \frac{1}{3} (A - C) \lg \frac{N_a}{10^{15}}, \quad (7.38)$$

$$b(T) = \frac{0,43}{3} (A - C) \frac{qE}{kT} \approx 0,143 (A - C) \frac{qE}{kT}. \quad (7.39)$$

Учитывая уравнения (7.38) и (7.39), уравнение (7.34) можно переписать в виде

$$\mu_p(x, T) = A - \frac{1}{3} (A - C) \lg \frac{N_a}{10^{15}} + \frac{0,43}{3} (A - C) \frac{qE}{kT} x. \quad (7.40)$$

Температурная зависимость времени пролета с учетом дрейфового характера движения носителей описывается выражением

$$\tau = \int_0^W \frac{dx}{\mu_p(x, T) E(T)}. \quad (7.41)$$

Подставляя в формулу (7.41) значение $\mu_p(x, T)$ и $E(T)$ и производя интегрирование, получаем

$$\tau(T, N) = \frac{3 \ln \left[\frac{A - \frac{1}{3}(A - C)(\lg N_K - 15)}{A - \frac{1}{3}(A - C)(\lg N_a - 15)} \right]}{0,43(A - C) \frac{kT}{q} \left(\ln \frac{N_a}{N_K} \right)^2}. \quad (7.42)$$

Используя выражения (7.42) и (4.27), можно ввести представление об усредненной подвижности дырок $\mu_{p \text{ ср}}$. Для температурной зависимости этой средней подвижности при различных перепадах концентраций примеси в базе можно получить выражение

$$\mu_{p \text{ ср}} = \frac{(A - C) \lg \frac{N_a}{N_K}}{3 \ln \left[\frac{1 - \frac{1}{3} \left(1 - \frac{C}{A} \right) (\lg N_K - 15)}{1 - \frac{1}{3} \left(1 - \frac{C}{A} \right) (\lg N_a - 15)} \right]}. \quad (7.43)$$

Температурная зависимость среднего коэффициента диффузии дырок в базе $D_{p \text{ ср}}$ может быть определена из (7.43) на основании соотношения (7.25).

Результаты расчета температурной зависимости $\mu_{p \text{ ср}}$ и $D_{p \text{ ср}}$ при различных величинах N_a и постоянном значении N_K представлены в табл. 18 и на рис. 7.6 и 7.7.

Из приведенных данных следует, что на температурную зависимость $\mu_{p \text{ ср}}$ и $D_{p \text{ ср}}$ сильно влияет N_a — концентрация примесей в базе при $x=0$. В диапазоне температур от 150 до 400° К при $N_a = 3,16 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ средняя

Таблица 18

Зависимость $\mu_{p\text{ ср}}$ и $D_{p\text{ ср}}$ в базе дрейфового триода от температуры при $N_k = 3,16 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

Температура, °K	$\mu_{p\text{ ср}}$ [см ² /в.сек] при различных значениях $N_3 \text{ см}^{-3}$				$D_{p\text{ ср}}$ [см ² /сек] при различных значениях $N_3 \text{ см}^{-3}$			
	$3,16 \cdot 10^{16}$	10^{17}	$3,16 \cdot 10^{17}$	10^{18}	$3,16 \cdot 10^{16}$	10^{17}	$3,16 \cdot 10^{17}$	10^{18}
150	5 260	4 325	3 260	2 000	68,0	55,8	42,15	26
200	2 920	2 550	2 050	1 275	50,3	43,9	34,9	22,0
250	1 780	1 550	1 270	900	38,4	33,4	27,4	19,4
300	1 300	1 100	960	750	33,6	28,4	24,8	19,3
350	910	840	740	640	27,4	25,3	22,35	19,3
400	726	678	610	555	25,0	23,4	21,0	19,2

подвижность $\mu_{p\text{ ср}}$ изменяется в 7,2 раза, а $D_{p\text{ ср}}$ — в 2,7 раза. В то же время при $N_3 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в том же

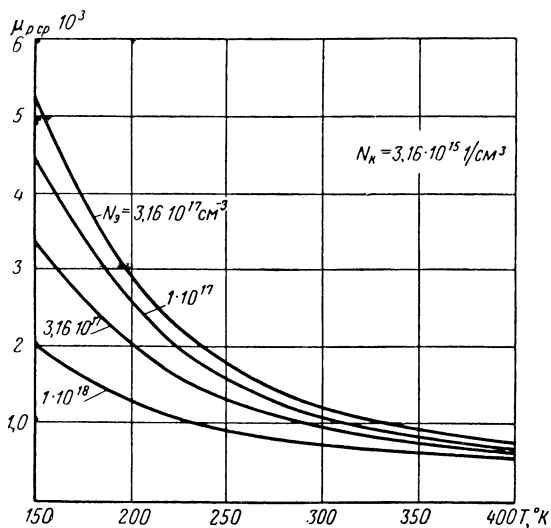


Рис. 7.6. Температурная зависимость средней подвижности дырок в базе дрейфового транзистора.

диапазоне температур $\mu_{p\text{ ср}}$ изменяется менее, чем в 3,6 раза, а $D_{p\text{ ср}}$ — 1,4 раза.

Температурная зависимость этих величин получается особенно сильной в области отрицательных температур,

когда подвижность, обусловленная рассеянием за счет термических колебаний решетки, является преобладающей.

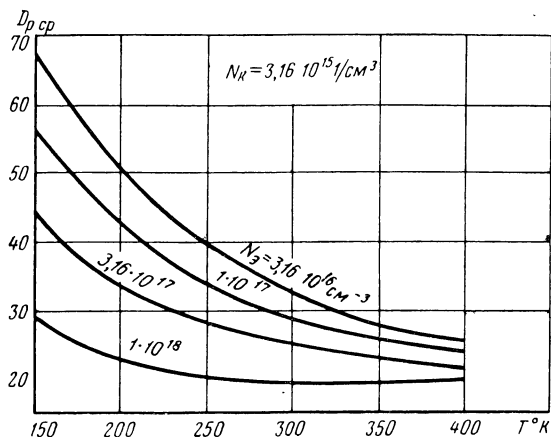


Рис. 7.7. Температурная зависимость среднего коэффициента диффузии в базе дрейфового транзистора.

Средняя подвижность в базе и коэффициент диффузии не зависят от ширины базы и определяются только удельным сопротивлением исходного германия, концентрацией примесей в базе у эмиттера и температурой.

7.4. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА НОСИТЕЛЕЙ И ПРЕДЕЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

Как было рассмотрено выше, частотные свойства дрейфового триода могут быть оценены временем пролета носителей и предельной частотой коэффициента переноса f_β , а также отношениями $\frac{\tau}{\tau_0}$ и $\frac{f_\beta}{f_{\beta_0}}$. Определим темпе-

ратурные зависимости этих величин. Время пролета носителей через базу бездрейфового триода может быть определено по формуле (4.16). Концентрация примеси в базе бездрейфового триода имеет порядок 10^{15} см^{-3} .

Подставляя в (4.16) $D_p = \frac{kT}{q} A$, из формул (7.42) и (4.16) получаем выражение для определения температурной зависимости $\frac{\tau}{\tau_0}$ в следующем виде:

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{14A \ln \left[\frac{A - \frac{1}{3}(A-C)(\lg N_K - 15)}{A - \frac{1}{3}(A-C)(\lg N_a - 15)} \right]}{(A-C) \left(\ln \frac{N_a}{N_K} \right)^2}. \quad (7.44)$$

Предельная частота дрейфового транзистора для случая только дрейфового движения выражается формулой (4.9).

Учитывая формулы (7.25) и (7.43), можем выражение для температурной зависимости этой величины записать в виде

$$f_{\beta}(T) = \frac{kT}{qW^2} \frac{(A-C) \left(\lg \frac{N_a}{N_K} \right)^{5/2}}{8,6 \ln \left[\frac{A - \frac{1}{3}(A-C)(\lg N_K - 15)}{A - \frac{1}{3}(A-C)(\lg N_a - 15)} \right]}. \quad (7.45)$$

Аналогично на основании соотношений (4.22), (7.43) и (7.25) для расчета температурной зависимости предельной частоты дрейфового триода для случая дрейфа диффузии получаем выражение

$$f_{\beta} = \frac{kT}{qW^2} \frac{(A-C) \lg \frac{N_a}{N_K} \left[1 + 1,05 \left(\lg \frac{N_a}{N_K} \right)^{3/2} \right]}{7,8 \ln \left[\frac{A - \frac{1}{3}(A-C)(\lg N_K - 15)}{A - \frac{1}{3}(A-C)(\lg N_a - 15)} \right]}. \quad (7.46)$$

Результаты расчета зависимости f_{β} от температуры при различных концентрациях N_a для $N_K = 3,16 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $W = 2,5 \text{ мк}$ по формулам (7.45) и (7.46) приводятся

Расчет предельной частоты дрейфового триода f_{β} [МГц]
при $N_k = 3,16 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $W = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$

Температура, °К	Случай дрейфа при различных значениях $N_0 \text{ [см}^{-3}\text{]}$		Случай дрейфа-диффузии при различных значениях $N_0 \text{ [см}^{-3}\text{]}$			
	$3,16 \cdot 10^{17}$	10^{18}	$3,16 \cdot 10^{16}$	10^{17}	$3,16 \cdot 10^{17}$	10^{18}
150	750	650	862	1 020	1 035	670
200	605	550	635	796	885	567
250	487	482	485	605	671	497
300	442	482	425	515	607	497
350	397	482	347	458	547	497
400	374	480	291	425	516	495

в табл. 19 и на рис. 7.8 и 7.9. Принимая для предельной частоты бездрейфового триода соотношение

$$f_{\beta 0} = \frac{2,43 D_p}{2\pi W} \quad (7.47)$$

и учитывая формулу (7.26), из выражений (7.45), (7.47) получаем следующую формулу для расчета соотношения предельных частот дрейфового и бездрейфового

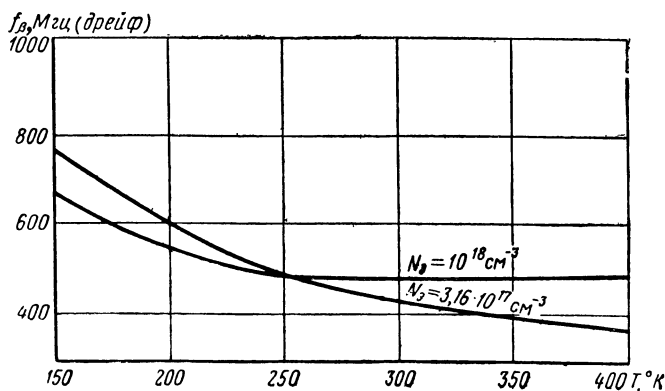


Рис. 7.8. Температурная зависимость f_{β} (случай дрейфа носителей).

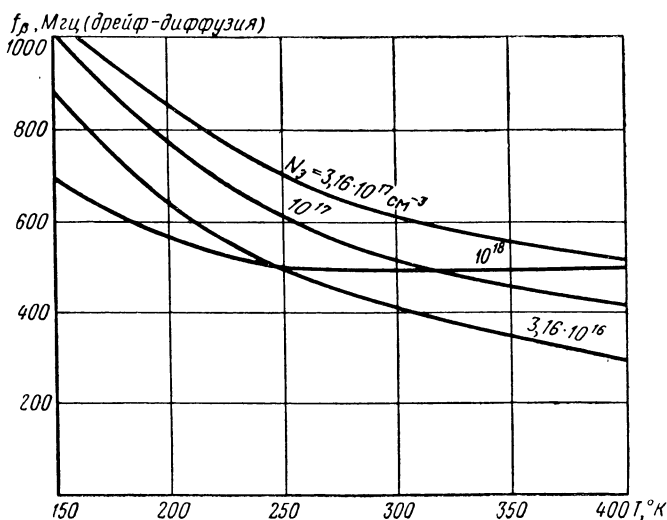


Рис. 7.9. Температурная зависимость f_β (случай дрейфа-диффузии носителей).

триодов при одинаковой ширине базы для случая дрейфа носителей:

$$\frac{f_\beta}{f_{\beta 0}} = \frac{1,2(A - C) \left(\lg \frac{N_a}{N_K} \right)^{5/2}}{A \ln \left[\frac{A - \frac{1}{3}(A - C)(\lg N_K - 15)}{A - \frac{1}{3}(A - C)(\lg N_a - 15)} \right]}. \quad (7.48)$$

Аналогично для случая дрейфа-диффузии из (7.46) и (7.47) получим

$$\frac{f_\beta}{f_{\beta 0}} = \frac{(A - C) \lg \frac{N_a}{N_K} \left[1 + 1,05 \left(\lg \frac{N_a}{N_K} \right)^{3/2} \right]}{3A \ln \left[\frac{A - \frac{1}{3}(A - C)(\lg N_K - 15)}{A - \frac{1}{3}(A - C)(\lg N_a - 15)} \right]}. \quad (7.49)$$

Результаты расчета $f_\beta/f_{\beta 0} = f(T)$ для случая дрейфа-диффузии представлены в табл. 20 и на рис. 7.10.

Расчет $\frac{f_{\beta}}{f_{\beta 0}}$ дрейфового триода при $N_K = 3,16 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

Температура, °K	Случай дрейфа носителей при различных значениях $N_D [\text{см}^{-3}]$		Случай дрейфа-диффузии носителей при различных значениях $N_D [\text{см}^{-3}]$			
	$3,16 \cdot 10^{17}$	10^{18}	$3,16 \cdot 10^{16}$	10^{17}	$3,16 \cdot 10^{17}$	10^{18}
150	0,938	0,82	1,08	1,28	1,29	0,835
200	0,91	1,1	1,27	1,59	1,77	1,13
250	1,29	1,28	1,28	1,61	1,78	1,32
300	1,52	1,61	1,36	1,72	2,08	1,67
350	1,63	1,97	1,42	1,88	2,34	2,04
400	1,86	2,39	1,48	2,12	2,58	2,48

Из результатов расчета температурной зависимости f_{β} можно сделать следующие выводы:

1. С повышением температуры предельная частота дрейфового триода больше уменьшается у триодов

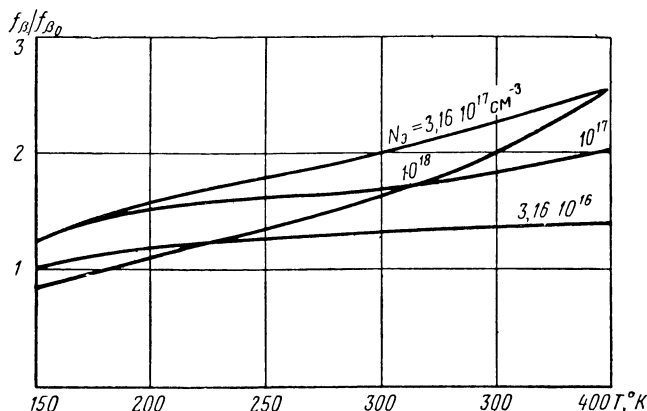


Рис. 7.10. Температурная зависимость $f_{\beta}/f_{\beta 0}$ (случай дрейфа-диффузии).

с меньшими концентрациями примесей в базе у эмиттера.

2. Сравнение данных, полученных для случаев дрейфа и дрейфа-диффузии (при одинаковых N_D), показывает,

что расхождение в результатах расчета f_{β} получается значительным при малых N_3/N_K и малым при больших N_3/N_K .

7.5. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ СЛОЯ ПОЛУПРОВОДНИКА

Температурную зависимость омической проводимости базы дрейфового триода можно определить, если в уравнение (5.22) ввести температурную зависимость подвижности электронов

$$\mu_{nI} = f(T, N_I), \quad (7.50)$$

$$\mu_{nL} = f(T). \quad (7.51)$$

В диапазоне температур от -100 до $+100^\circ\text{C}$ подвижность, определяемая рассеянием на ионизированных примесях, аппроксимируется аналогично формуле подвижности дырок

$$\lg \mu_{nI} = 2,5 - 0,85(\lg N_I - 15) + 1,5 \lg T. \quad (7.52)$$

Подвижность, определяемая рассеиванием на термических колебаниях решетки, может быть представлена в виде

$$\lg \mu_{nL} = 7,54 - 1,6 \lg T. \quad (7.53)$$

Результирующая дрейфовая подвижность электронов в германии n -типа в зависимости от температуры и концентрации примесей согласно формуле (7.23) выразится уравнением

$$\mu_n(T, N_I) = \frac{1,78 \cdot 10^{15} T^{1,2}}{5,13 \cdot 10^7 T^{2,8} + N_I^{0,85}}. \quad (7.54)$$

Аналогично случаю подвижности дырок $\mu_n = f(T)$ может быть представлена в виде

$$\mu_n(T, N_I) = \mu_3(T) - \frac{1}{2} \left[\mu_3(T) - \mu_4(T) \right] \lg \frac{N_I}{10^{15}}, \quad (7.55)$$

где $\mu_3(T)$ и $\mu_4(T)$ — подвижности, определяемые из формулы (7.54) для концентрации примесей $N_I = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_I = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ соответственно.

Если ввести обозначения:

$$A_1 = \mu_3(T), \quad C_1 = \mu_4(T), \quad (7.56)$$

$$B_1 = \frac{1}{2} [\mu_3(T) - \mu_4(T)], \quad (7.57)$$

то

$$A_1 = \frac{3,47 \cdot 10^7 T^{1,2}}{T^{2,8} + 1,1 \cdot 10^5}, \quad (7.58)$$

$$C_1 = \frac{3,47 \cdot 10^7 T^{1,2}}{T^{2,8} + 2,82 \cdot 10^5} \quad (7.59)$$

и уравнение (7.55) может быть представлено в виде

$$\mu_n = A_1 - B_1 \lg \frac{N_I}{10^{15}}. \quad (7.60)$$

В случае, когда распределение примесей в базе дрейфового триода является экспоненциальным

$$N(x) = N_0 e^{-\frac{kT}{qE} x}, \quad (7.61)$$

зависимость подвижности электронов от координат выражается формулой

$$\mu_n = A_1 - B_1 \lg \frac{N_0}{10^{15}} + 0,43 B_1 \frac{qE}{kT} x \quad (7.62)$$

или

$$\mu_n(T) = \mu_{n0}(T) - b_2(T) x, \quad (7.63)$$

где

$$\mu_{n0}(T) = A_1 - B_1 \lg \frac{N_0}{10^{15}}; \quad (7.64)$$

$$b_2(T) = 0,43 B_1 \frac{qE}{kT} \quad (7.65)$$

или

$$\mu_{n0}(T) = A_1 - \frac{1}{2} (A_1 - C_1) \lg \frac{N_0}{10^{15}}, \quad (7.66)$$

$$b_2(T) = 0,215 (A_1 - C_1) \frac{qE}{kT}. \quad (7.67)$$

Подставляя значения μ_{n0} и b_2 в формулу (5.22), производя интегрирование и вынося за скобки $\frac{1}{R_0} = q\mu_{n0}N_K W$, получаем

$$\frac{1}{R_{\text{exp}}} = \frac{1}{R_0} \times \left\{ \frac{\left(\frac{N_a}{N_K} - 1 \right) \left[A_1 + 0,215 (A_1 - C_1) - \frac{1}{2} (A_1 - C_1) \lg \frac{N_a}{10^{15}} \right]}{A_1 \ln \frac{N_a}{N_K}} - \frac{\frac{1}{2} (A_1 - C_1) \lg \frac{N_a}{N_K}}{A_1 \ln \frac{N_a}{N_K}} + \frac{(A_1 - C_1) \left(\lg \frac{N_a}{10^{15}} - \frac{1}{2} \lg \frac{N_a}{N_K} \right) - 2A_1}{2A_1} \right\}, \quad (7.68)$$

где A_1 — подвижность электронов при концентрации примесей $N_i = 10^{15} \text{ см}^{-3}$;

R_0 — сопротивление полупроводника шириной W при однородной концентрации примеси [см. формулу (5.18)].

Отношение $\frac{R_{\text{exp}}}{R_0}$ определяет отношение сопротивлений слоя полупроводника с экспоненциальным распределением примесей и с постоянной по ширине базы концентрацией примесей при одинаковых значениях ширины базы. Используя это соотношение, можно по конструктивным и технологическим данным дрейфового транзистора определить омическую проводимость базы транзистора в диапазоне температур.

7.6. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В БАЗЕ

При анализе частотных свойств транзисторов необходимо рассматривать также влияние времени жизни неосновных носителей в базе.

Под временем жизни неосновных носителей понимают время, в течение которого добавочная неравновесная концентрация неосновных носителей, образующаяся в результате внешнего воздействия, после исчезновения фактора, вызвавшего ее, уменьшиться в e раз. Это уменьшение неосновных носителей связано с их реком-

бинацией в объеме или на поверхности полупроводника. Чем совершеннее монокристалл, тем медленнее будет это уменьшение добавочной концентрации неосновных носителей заряда.

Рекомбинация может происходить как с помощью примесных центров, называемых центрами рекомбинации, так и путем захвата электрона из зоны проводимости дыркой, находящейся в валентной зоне. Обычно центрами рекомбинации являются примеси, имеющие энергетические уровни, расположенные в средней части запрещенной зоны.

Такой центр может захватить электрон и стать отрицательно заряженным или при наличии близко расположенной дырки передать лишний электрон в валентную зону для рекомбинации и восстановления парно-электронной связи.

В случае малых концентраций ловушек и низкого уровня инжекции время жизни неосновных носителей в материале n -типа при различных концентрациях примесей N_I и различных температурах может быть определено [69] по формуле

$$\tau_n = A_2 \left(1 + \frac{n_1}{N_I} \right) = 0,485 \left(1 + \frac{n_1}{N_I} \right), \quad (7.69)$$

где

$$n_1 = 4,82 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_2}{kT}};$$

$\Delta \mathcal{E}_2$ — энергия активации ловушек, отсчитываемая для доноров от дна зоны проводимости (при расчетах величина $\Delta \mathcal{E}_2$ для германия принималась равной 0,22 эв).

Для случая дрейфового триода, когда концентрация донорных примесей в базе меняется по экспоненциальному закону, температурная зависимость τ_p может быть определена введением понятия среднего времени жизни неосновных носителей, определяемого выражением

$$\tau_{p \text{ ср}} = 0,485 \left[1 + \frac{4,82 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_2}{kT}} \ln \frac{N_a}{N_k}}{N_a - N_k} \right]. \quad (7.70)$$

Результаты расчета зависимости τ_p от температуры и концентрации примесей по формуле (7.69) и $\tau_{p \text{ ср}}$ по формуле (7.70) для $N_a = 3,16 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и

Таблица 21

Расчет температурной зависимости τ_p , $\tau_{p\text{ср}}$ и $L_{p\text{ср}}$

Температура, °К	τ_p [мксек] при различных значениях N_I [см ⁻³]				$\tau_{p\text{ср}}$ мксек	$L_{p\text{ср}}$ см
	10 ¹⁵	10 ¹⁶	10 ¹⁷	10 ¹⁸	при $N_3 = 3,16 \cdot 10^{17}$ см ⁻³ и $N_K = 3,16 \cdot 10^{15}$ см ⁻³	
150	0,485	0,485	0,485	0,485	0,485	$5,62 \cdot 10^{-3}$
200	0,504	0,487	0,485	0,485	0,485	$4,86 \cdot 10^{-3}$
250	0,825	0,519	0,488	0,486	0,492	$4,35 \cdot 10^{-3}$
300	2,938	0,730	0,510	0,487	0,538	$4,157 \cdot 10^{-3}$
350	10,91	1,527	0,590	0,496	0,712	$0,447 \cdot 10^{-3}$
400	32,16	3,652	0,802	0,517	1,177	$5,395 \cdot 10^{-3}$

$N_K = 3,16 \cdot 10^{15}$ см⁻³ приводятся в табл. 21 и на рис. 7.11. Из расчетных данных следует, что температурная зависимость времени жизни неосновных носителей в германии n -типа сильно зависит от концентрации примесей.

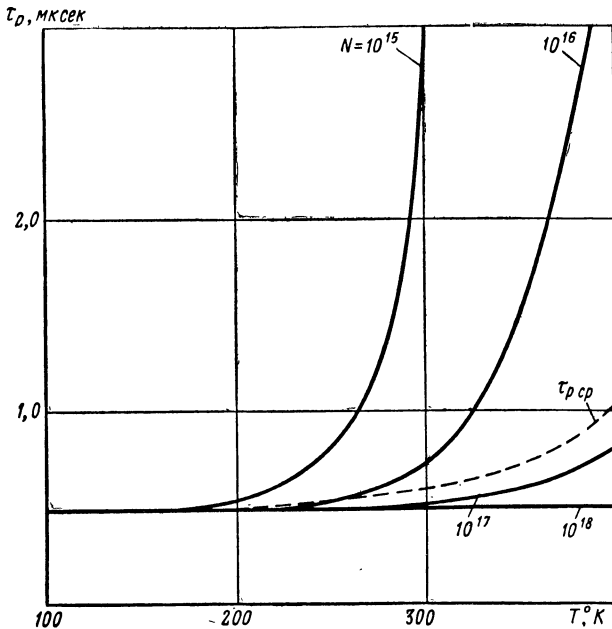


Рис. 7.11. Температурная зависимость времени жизни носителей $\tau_{p\text{ср}}$ (---), рассчитанная для $N_3 = 3,16 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $N_K = 3,16 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

Так для $N_I = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в диапазоне температур от -100 до $+100^\circ \text{C}$ τ_p меняется в 60 раз, в то время как для $N_I = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и при более высоких концентрациях примесей остается практически постоянным и равным $0,4\text{—}0,5 \text{ мксек}$. Из расчетных данных видно, что τ_p наиболее сильно подвержено изменению в области высоких температур.

Величина $\tau_{p \text{ ср}}$ в базе дрейфового триода в диапазоне температур $150\text{—}350^\circ \text{K}$ для рассмотренных значений N_a и N_k меняется незначительно. Однако при дальнейшем повышении температуры она возрастает и уже при $T = 400^\circ \text{K}$ увеличивается в два раза по сравнению с значением при $T = 150^\circ \text{K}$. Увеличение τ_p и $\tau_{p \text{ ср}}$ с повышением температуры можно объяснить уменьшением степени заполнения ловушек электронами.

7.7. ДИФфуЗИОННАЯ ДЛИНА ДЫРОК

Диффузионная длина неосновных носителей в базе дрейфового триода определяется средним коэффициентом диффузии и средним временем жизни, и ее зависимость от температуры может быть определена по формуле

$$L_{p, \text{ ср}} = \frac{kT(A - C) \lg \frac{N_a}{N_k} \left[1 + \frac{4,82 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_2}{kT} \ln \frac{N_a}{N_k}}}{N_a - N_k} \right]^{\frac{1}{2}}}{6 \cdot 10^8 q \ln \left[\frac{1 - \frac{1}{3} \left(1 - \frac{C}{A} \right) (\lg N_k - 15)}{1 - \frac{1}{3} \left(1 - \frac{C}{A} \right) (\lg N_a - 15)} \right]} \quad (7.71)$$

Результаты расчета длины диффузии в диапазоне температур приводятся в табл. 21 и на рис. 7.12.

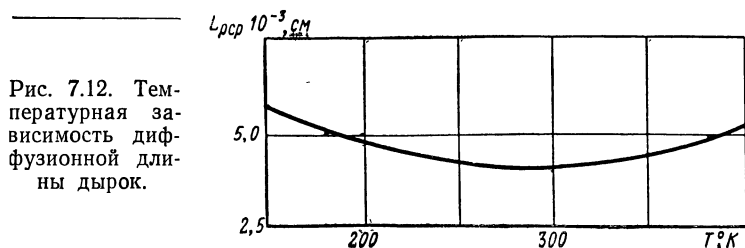


Рис. 7.12. Температурная зависимость диффузионной длины дырок.

Расчет температурной зависимости физических величин дрейфовых транзисторов

T, °K	$\mu_{\text{p ср}} \text{ см}^2/\text{с} \cdot \text{сек}$		$D_{\text{p ср}} \text{ см}^2/\text{сек}$		τ/τ_0	
	$N_0=10^{16}$	$N_0=10^{17}$	$N_0=10^{16}$	$N_0=10^{17}$	$N_0=10^{16}$	$N_0=10^{17}$
150	7,203·10 ³	5,817·10 ³	94,5	76,35	0,33	2,984
200	3,969·10 ³	3,248·10 ³	69,46	56,84	0,3291	2,935
250	2,44·10 ³	2,039·10 ³	53,38	44,61	0,3274	2,859
300	1,629·10 ³	1,397·10 ³	42,76	36,67	0,3251	2,769
350	1,157·10 ³	1,024·10 ³	35,44	31,27	0,3227	2,669
400	8,605·10 ²	7,798·10 ²	30,12	27,29	0,3194	2,573

Продолжение табл. 22

T, °K	$f_{\beta 1}/f_{\beta 0}$ (дрейф)		$f_{\beta 2}/f_{\beta 0}$ (дрейф-диффузия)		$\tau_{\text{p ср}} \text{ мксек}$		$L_{\text{p ср}} \cdot 10^{-3}, \text{ см}$	
	$N_0=10^{16}$	$N_0=10^{17}$	$N_0=10^{16}$	$N_0=10^{17}$	$N_0=10^{16}$	$N_0=10^{17}$	$N_0=10^{16}$	$N_0=10^{17}$
150	4,257	5,511	5,288	6,40	0,485	0,485	6,77	6,085
200	4,271	5,6	5,305	6,507	0,4966	0,4865	5,873	5,258
250	4,293	5,747	5,334	6,679	0,6965	0,5141	6,098	4,789
300	4,32	5,988	5,367	6,896	2,013	0,6940	9,278	5,045
350	4,353	6,159	5,41	7,154	6,979	1,374	15,73	6,554
400	4,4	6,391	5,462	7,419	27,18	3,183	28,61	9,32

7.8. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ДРЕЙФОВЫХ ТРИОДОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ИЗ ВЫСОКООМНОГО ГЕРМАНИЯ

В случае, когда концентрация примесей исходного германия меньше 10^{15} см^{-3} , формула (7.41) оказывается неправильной, так как в части базовой области, примыкающей к коллектору, подвижность дырок остается постоянной $\mu_1 = A$.

В этом случае время пролета носителей может быть подсчитано по формуле (4.26):

$$\tau = \int_0^{W'} \frac{dx}{\mu_p(x, T) E(T)} + \frac{W - W'}{A(T) E(T)},$$

где W' — расстояние, проходимое с переменной подвижностью, т. е. расстояние от эмиттера до точки, где $\mu_1 = A$. Производя интегрирование и некоторые алгебраические преобразования, получаем

$$\tau = \frac{W^2}{h_1 (\Delta U)^2} \ln \frac{A}{\mu_{p\beta}} + \frac{W^2 \left(1 - \frac{A - \mu_{p\beta}}{h_1 \Delta U} \right)}{A \cdot \Delta U} \quad (7.72)$$

или

$$\tau = Z' W^2, \quad (7.73)$$

где

$$Z' = \frac{\ln \frac{A}{\mu_{p\beta}}}{h_1 (\Delta U)^2} + \frac{h_1 \Delta U - A + \mu_{p\beta}}{A h_1 (\Delta U)^2}, \quad h_1 = \frac{bW}{\Delta U}. \quad (7.74)$$

В этих формулах величины A , C , $\mu_{p\beta}$ определяются формулами (7.35), (7.37) и (7.38).

Подставляя значение этих величин в формулу (7.74), получаем

$$Z' = \frac{1.3q}{kT(A - C) \left(\lg \frac{N_{\beta}}{N_K} \right)^2} \left\{ \ln \left[\frac{3}{\left(\frac{C}{A} - 1 \right) \lg \frac{N_{\beta}}{N_K} + 3} \right] + \right. \\ \left. + \frac{(A - C) \lg \frac{10^{15}}{N_K}}{3A} \right\}. \quad (7.75)$$

Средняя подвижность, как и в предыдущем случае, может быть определена по формуле

$$\mu_{p \text{ ср}} = \frac{W}{\tau E} = \frac{W}{Z' W^2 E} = \frac{1}{Z' \Delta U} \quad (7.76)$$

или

$$\mu_{p \text{ ср}} = \frac{(A - C) \lg \frac{N_a}{N_K}}{3 \left\{ \ln \left[\frac{3}{\left(\frac{C}{A} - 1 \right) \lg \frac{N_a}{10^{15}} + 3} \right] + \frac{(A - C) \lg \frac{10^{15}}{N_K}}{3A} \right\}}. \quad (7.77)$$

Диффузионная постоянная с учетом соотношения Эйнштейна выразится формулой

$$D_{p \text{ ср}} = \frac{kT}{3q} \left\{ \frac{(A - C) \lg \frac{N_a}{N_K}}{\ln \left[\frac{3}{\left(\frac{C}{A} - 1 \right) \lg \frac{N_a}{10^{15}} + 3} \right] + \frac{(A - C) \lg \frac{10^{15}}{N_K}}{3A}} \right\}. \quad (7.78)$$

Подставляя значение Z' из формулы (7.75) в выражение (7.73), получаем формулу для определения температурной зависимости времени пролета носителей через базовый слой триода для случая дрейфового движения носителей тока:

$$\tau_p = \frac{1,3qW^2}{kT(A - C) \left(\lg \frac{N_a}{N_K} \right)^2} \times \\ \times \left\{ \ln \left[\frac{3}{\left(\frac{C}{A} - 1 \right) \lg \frac{N_a}{10^{15}} + 3} \right] + \frac{(A - C) \lg \frac{10^{15}}{N_K}}{3A} \right\}. \quad (7.79)$$

Время пролета носителей через базу бездрейфового триода определяется формулой

$$\tau_{p0} = \frac{W^2}{2D_{p0}}, \quad (7.80)$$

где

$$D_{p0} = \frac{kT}{q} A. \quad (7.81)$$

Из формул (7.79) и (7.80) выражение для $\frac{\tau}{\tau_0}$ получим в виде

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{2,48A}{(A-C) \left(\lg \frac{N_a}{N_K} \right)^2} \times \\ \times \left\{ \ln \left[\frac{3}{\left(\frac{C}{A} - 1 \right) \lg \frac{N_a}{10^{15}} + 3} \right] + \frac{(A-C) \lg \frac{10^{15}}{N_K}}{3A} \right\}. \quad (7.82)$$

Предельная частота дрейфового триода для случая только дрейфового движения носителей определяется формулой

$$f_{\beta 1} = \frac{kT}{7,5q W^2} \left\{ \frac{(A-C) \left(\lg \frac{N_a}{N_K} \right)^{\frac{5}{2}}}{\ln \left[\frac{3}{\left(\frac{C}{A} - 1 \right) \lg \frac{N_a}{10^{15}} + 3} \right] - \frac{(A-C) \lg \frac{10^{15}}{N_K}}{3A}} \right\}, \quad (7.83)$$

которая получается при введении значения D_p ср из выражения (7.78) в (4.9).

Предельная частота дрейфового триода для случая дрейфа-диффузии на основании формул (7.78) и (4.22) получается в виде

$$f_{\beta 2} = \frac{kT}{7,8q W^2} \left\{ \frac{(A-C) \lg \frac{N_a}{N_K} \left[1 + 1,05 \left(\lg \frac{N_a}{N_K} \right)^{\frac{3}{2}} \right]}{\ln \left[\frac{3}{\left(\frac{C}{A} - 1 \right) \lg \frac{N_a}{10^{15}} + 3} \right] + \frac{(A-C) \lg \frac{10^{15}}{N_K}}{3A}} \right\}. \quad (7.84)$$

Принимая для предельной частоты бездрейфового триода известное соотношение

$$f_{\beta 0} = \frac{2,43 D_{p0}}{2\pi W^2} \quad (7.85)$$

и учитывая соотношение (7.81), получаем следующие формулы для расчета соотношений предельных частот дрейфовых и бездрейфовых транзисторов при одинаковой ширине базы:

а) для случая дрейфа

$$\frac{f_{\beta 1}}{f_{\beta 0}} = \frac{(A - C) \left(\lg \frac{N_a}{N_K} \right)^{\frac{3}{2}}}{2,9A \left\{ \ln \left[\frac{3}{\left(\frac{C}{A} - 1 \right) \lg \frac{N_a}{10^{15}} + 3} \right] + \frac{(A - C) \lg \frac{10^{15}}{N_K}}{3A} \right\}}; \quad (7.86)$$

б) для случая дрейфа-диффузии

$$\frac{f_{\beta 2}}{f_{\beta 0}} = \frac{(A - C) \lg \frac{N_a}{N_K} \left[1 + 1,05 \left(\lg \frac{N_a}{N_K} \right)^{\frac{3}{2}} \right]}{3A \left[\ln \left\{ \frac{3}{\left(\frac{C}{A} - 1 \right) \lg \frac{N_a}{10^{15}} + 3} \right\} + \frac{(A - C) \lg \frac{10^{15}}{N_K}}{3A} \right]}. \quad (7.87)$$

Диффузионная длина неосновных носителей в базе дрейфового триода на основании соотношений (7.70) и (7.78) определяется выражением

$$L_{p \text{ ср}} = \left\{ \frac{kT(A - C) \lg \frac{N_a}{N_K} \left[1 + \frac{4,82 \cdot 10^{15} \cdot T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}}{kT}} \ln \frac{N_a}{N_K}}{N_a - N_K} \right]}{3q \cdot 10^6 \left\{ \ln \left[\frac{3}{\left(\frac{C}{A} - 1 \right) \lg \frac{N_a}{10^{15}} + 3} \right] - \frac{(A - C) \lg \frac{10^{15}}{N_K}}{3A} \right\}} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (7.88)$$

Результаты расчета температурных изменений величин $\mu_{p \text{ ср}}$, $D_{p \text{ ср}}$, τ/τ_0 , $f_{\beta}/f_{\beta 0}$, $\tau_{p \text{ ср}}$ и $L_{p \text{ ср}}$ для двух значений N_a и постоянных значений $N_K = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ приведены в табл. 22 и на рис. 7.13 — 7.19.

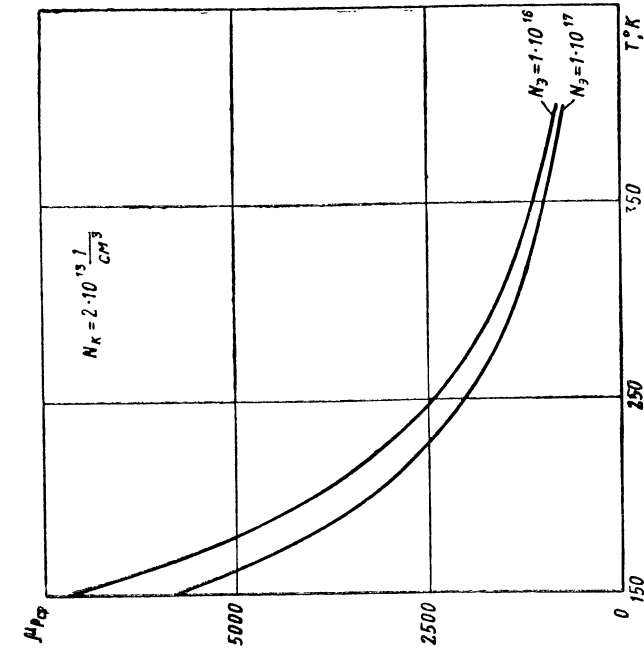


Рис. 7.13. Температурная зависимость средней подвижности дырок в базе дрейфового транзистора при больших перепадах концентрации примеси.

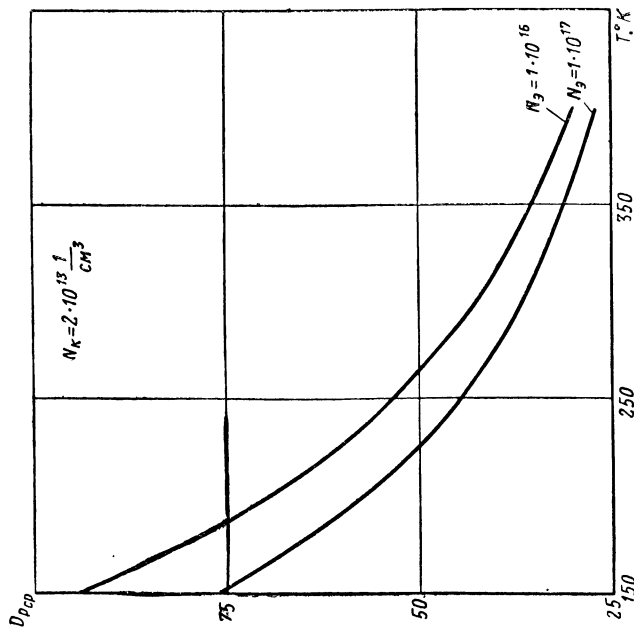


Рис. 7.14. Температурная зависимость среднего коэффициента диффузии в базе дрейфового транзистора при больших перепадах концентрации примеси.

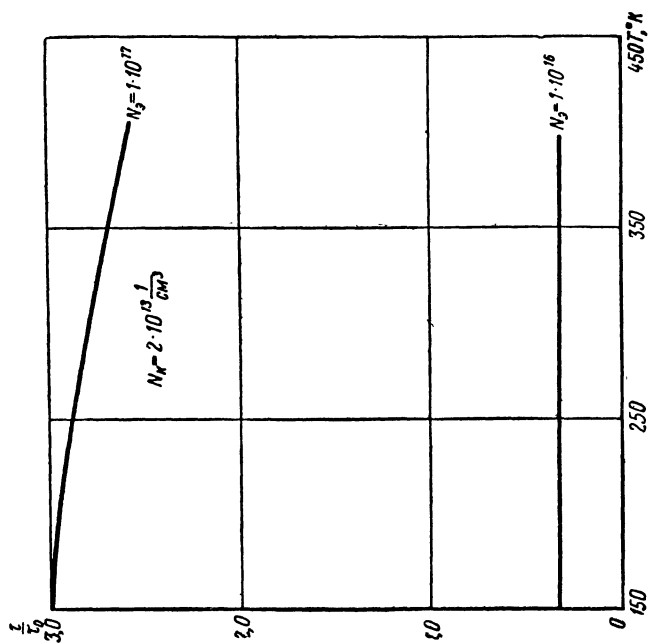


Рис. 7.15. Температурная зависимость $\frac{\tau}{\tau_0}$ при больших перепадах концентрации примеси в базе.

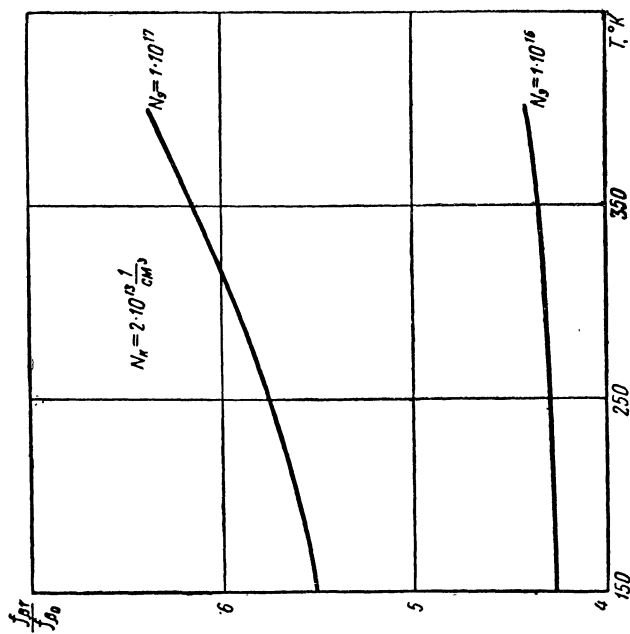


Рис. 7.16. Температурная зависимость f_{B1}/f_{B0} (случай дрейфа носителей).

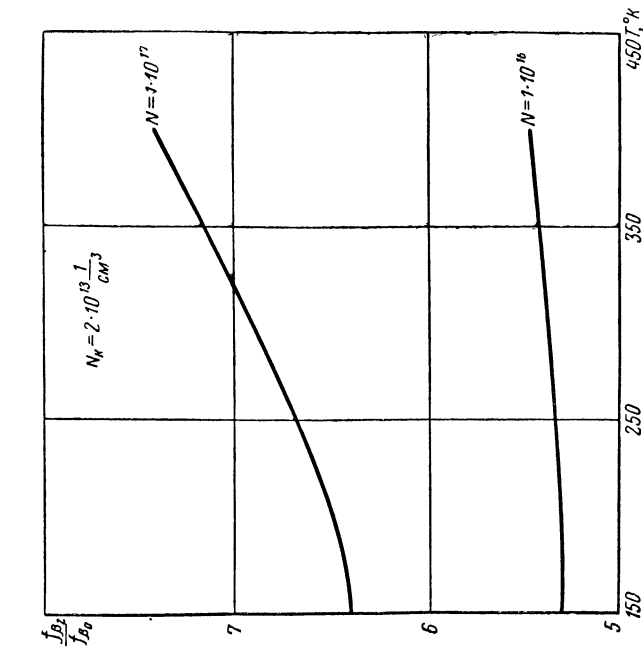


Рис. 7.17. Температурная зависимость $f_{\beta 2}/f_{\beta 0}$ (случай дрейфа-диффузии носителей).

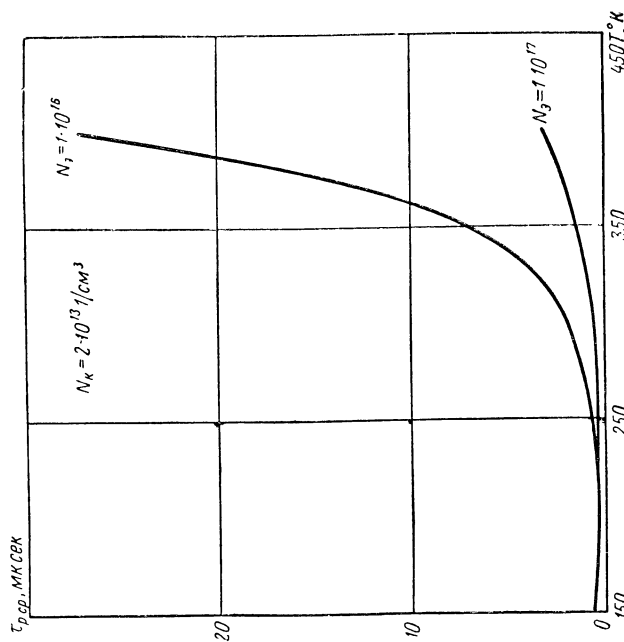


Рис. 7.18. Температурная зависимость среднего времени жизни носителей.

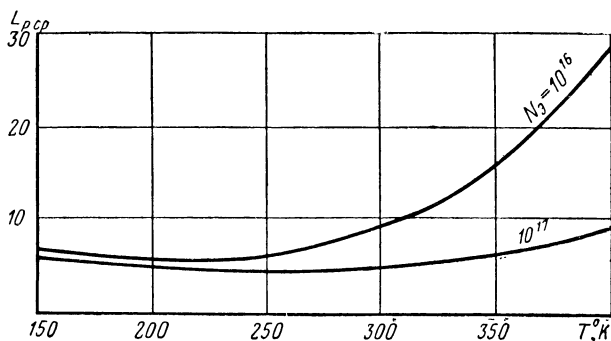


Рис. 7.19. Температурная зависимость диффузионной длины дырок.

Из этих данных видно, что дрейфовые триоды с большим перепадом примесей в базе, изготавливаемые из высокоомного полупроводника, обладают лучшими частотными свойствами (вследствие больших значений $\mu_{p,sp}$ и меньших величин емкостей переходов), но значительно худшими температурными свойствами вследствие более сильных изменений величин $\mu_{p,sp}$, $D_{p,sp}$, $\tau_{p,sp}$, $L_{p,sp}$ и других от температуры.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПАРАМЕТРЫ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ СХЕМЫ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

8.1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Полученные в предыдущей главе теоретические соотношения позволяют по конструктивным и технологическим данным в аналитическом виде представить зависимость параметров эквивалентной схемы дрейфового транзистора от температуры.

Эти зависимости могут быть использованы для анализа температурных свойств схем с транзисторами и расчета температурных изменений параметров эквивалентной схемы транзистора.

Методика расчета параметров высокочастотной и низкочастотной эквивалентных схем дрейфового транзистора при комнатной температуре рассмотрена в гл. 5. Эта методика может быть использована для расчета температурных зависимостей параметров дрейфового транзистора.

В этой главе приводятся также результаты экспериментальных исследований температурных зависимостей отечественных дрейфовых транзисторов. Поскольку характер основных зависимостей от температуры и режима является общим для транзисторов П401—П403, П410, П411 и П414—П416, то здесь приводятся экспериментальные исследования температурных зависимостей только транзисторов типа П410 и П411.

Измерения проводились в диапазоне от -70 до $+80^{\circ}\text{C}$. Выбранные пределы изменения температуры определялись следующими факторами: верхний предел был выбран из тех соображений, что у некоторых образцов триодов при более высокой температуре наступали

необратимые изменения параметров. Нижний предел определялся качеством защитного состава и стекла триодов, в которых при более низкой температуре образовывались трещины (по-видимому, вследствие различных коэффициентов линейного расширения стекла, германия и металла).

Интервалы температуры между соседними точками измерения составляли 10°C . Во время измерения параметров температура измерялась специальной установкой, в которой в качестве датчика использовалась термопара, и контролировалась ртутным термометром.

Электрический режим транзистора выбирался таким, чтобы мощность рассеивания оставалась в пределах допустимой даже при повышенных температурах.

С учетом сказанного при проведении температурных исследований были выбраны следующие режимы работы триода: $i_3=1\text{ ма}$, $u_k=-5\text{ в}$, $i_3=5\text{ ма}$, $u_k=-5\text{ в}$.

Измерения параметров проводились на установках, разработанных Ю. А. Каменецким [68], которые были приспособлены нами для выполнения температурных измерений. При измерениях были приняты меры к тому, чтобы каждая точка снималась после надежного установления температурного режима.

Экспериментальному обследованию было подвергнуто несколько десятков транзисторов, причем были выбраны результаты, соответствующие наиболее типичным экземплярам.

Рассмотрим температурные зависимости величин, входящих в расчетные формулы табл. 8 и в эквивалентные схемы рис. 8.12 и 8.13. Эти схемы могут быть получены из схем рис. 5.1 и 5.4 при учете внешних параметров ($r'_{б}$, $C_{эп}$ и $C_{кп}$). Параметры Y'_s и Y'_k определяются соотношениями (5.15).

8.2. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ АКТИВНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ БАЗЫ И КОЛЛЕКТОРНОЙ ОБЛАСТИ

Омическое сопротивление базы дрейфового транзистора складывается из трех частей (см. § 5.5): сопротивления активного базового слоя $r''_{б1}$, сопротивления соединительного слоя $r''_{б2}$ и сопротивления контакта базового вывода $r''_{б3}$:

$$r''_{б} = r''_{б1} + r''_{б2} + r''_{б3}. \quad (8.1)$$

В случае, когда проводимость соединительного слоя велика, а размеры эмиттерной капли малы, сопротивление активной области базы выражается формулой (5.26):

$$r''_{б1} = \frac{\rho}{4\pi W l}, \quad (8.2)$$

где ρ — удельное сопротивление исходного германия;
 l — определяется из соотношения (7.68):

$$\begin{aligned} l = \frac{R_0}{R_{exp}} = \\ = \frac{\left(\frac{N_0}{N_K} - 1\right) \left[A_1 + 0,215 (A_1 - C_1) - \frac{1}{2} (A_1 - C_1) \lg \frac{N_0}{10^{15}} \right] -}{A_1 \ln \frac{N_0}{N_K}} \\ - \frac{\frac{1}{2} (A_1 - C_1) \lg \frac{N_0}{N_K}}{A_1 \ln \frac{N_0}{N_K}} + \\ + \frac{(A_1 - C_1) \left(\lg \frac{N_0}{10^{15}} - \frac{1}{2} \lg \frac{N_0}{N_K} \right) - 2A_1}{2A_1}. \end{aligned} \quad (8.3)$$

Удельное сопротивление n -германия связано с подвижностью и концентрацией примесей соотношением

$$\rho = \frac{1}{q \mu_n N_I}. \quad (8.4)$$

Подставляя сюда μ_n из формулы (7.54), получаем

$$\rho(T, N_I) = \frac{5,13 \cdot 10^7 \cdot T^{2,8} + N_I^{0,85}}{1,78 \cdot 10^{15} q N_I T^{1,2}}. \quad (8.5)$$

С учетом (8.5) выражение для определения температурной зависимости сопротивления активной области базы будет иметь вид

$$r''_{б1}(T, N_I) = \frac{5,13 \cdot 10^7 T^{2,8} + N_I^{0,85}}{4,47 \cdot 10^{15} q W l N_I T^{1,2}}. \quad (8.6)$$

Если капля эмиттерного слоя заполняет всю ширину соединительного слоя, то ток базы протекает от эмиттерного перехода в сторону базового вывода.

Для этого случая величина сопротивления $r''_{б1}$ приближенно может быть оценена по формуле (5.28):

$$r''_{б1} = \frac{\rho}{Wl}. \quad (8.7)$$

С учетом (8.5) формула (8.7) принимает вид

$$r''_{б1} = \frac{5,13 \cdot 10^7 \cdot T^{2,8} + N_I^{0,85}}{1,78 \cdot 10^{15} \cdot qWlN_I T^{1,2}}. \quad (8.8)$$

Для геометрической конфигурации отечественных дрейфовых транзисторов типа П410, П411 значение $r''_{б1}$ определяется [62] из неравенства

$$\frac{\rho}{4\pi W} < r''_{б1} < \frac{\rho}{4W}.$$

Принимая

$$r''_{б1} = \frac{\rho}{2\pi Wl}, \quad (8.9)$$

получаем

$$r''_{б1} = \frac{5,13 \cdot 10^7 \cdot T^{2,8} + N_I^{0,85}}{3,56 \cdot 10^{15} WlqN_I T^{1,2}}. \quad (8.10)$$

Для дрейфовых триодов П410, П411, имеющих $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_K = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $W = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, получаем

$$r_{б1} = \frac{T^{2,8} + 2,6 \cdot 10^5}{23,6 l T^{1,2}}, \quad (8.11)$$

$$l = \frac{R_0}{R_{\text{exp}}} = 4 + 11 \frac{C_1}{A_1}. \quad (8.12)$$

Соединительный слой дрейфового транзистора служит для связи базового n -слоя с выводом базы. Его сопротивление при неравномерном распределении примесей в нем определяется выражением (5.29):

$$r_{б2} = \frac{2\rho}{Wl_1}. \quad (8.13)$$

Температурные изменения сопротивления соединительного слоя могут быть определены, если в выражение (8.13) ввести величины $\rho = f(N, T)$ и $l = f(N, T)$ из соотношений (8.5) и (8.3).

Согласно данным [31] соединительный слой рассматриваемых транзисторов имеет толщину $W_1 = (12 \div 16)$ мк, начальную концентрацию примесей $N_3 = = (1 \div 2) \cdot 10^{18}$ см⁻³.

Тогда для того же исходного германия, имеющего $\rho = (0,7 \div 1)$ ом · см, получаем

$$r''_{62} = \frac{2,6 \cdot 10^5 + T^{2,8}}{2l_1 T^{1,2}}, \quad (8.14)$$

где

$$l_1 = 136 \frac{C_1}{A_1} - 25. \quad (8.15)$$

К соединительному слою дрейфового транзистора предъявляются следующие требования:

1. Его сопротивление должно быть по возможности мало, в то время как концентрация примеси в нем не должна быть выше $(1 \div 3) \cdot 10^{18}$ см⁻³, чтобы коэффициент инжекции был достаточно высоким.

2. Толщина слоя должна быть по возможности такой, чтобы малые капли эмиттерного сплава могли через него проплаиваться.

Наилучшим образом этим требованиям удовлетворяет слой с равномерным распределением примеси по глубине. В этом случае его сопротивление в диапазоне температур может быть определено по формуле

$$r''_{62} = \frac{2(5,13 \cdot 10^7 \cdot T^{2,8} + N_I^{0,85})}{1,78 \cdot 10^{15} \cdot q N_I W_I T^{1,2}}, \quad (8.16)$$

которая для рассмотренных транзисторов может быть представлена в виде

$$r''_{62} = \frac{6,92 \cdot 10^7 + T^{2,8}}{6,65 \cdot 10^3 \cdot T^{1,2}}. \quad (8.17)$$

Сопротивление контакта базового вывода r''_{63} у транзисторов типа П401—П403 очень мало ($2-3$ ом), так как базовый контакт соединяется с перемычкой по всему ее сечению.

Сопротивление контакта базового вывода у транзисторов типа П410, П411 несколько больше, чем у тран-

зисторов П401—П403, поскольку контакт осуществляется золотой проволокой в одной точке.

Сопротивление $r''_{бз}$ может быть вычислено [31] по формуле для полусферического контакта

$$r''_{бз} = \frac{\rho}{2d}, \quad (8.18)$$

где d — диаметр контакта (для триодов П410, П411 $d \approx 10$ мк).

При образовании сварного контакта происходит сплавление и последующая рекристаллизация приконтактной области полупроводника, в результате чего часть примеси из нее вытесняется и удельное сопротивление базового контакта увеличивается.

Расчеты, проведенные по формуле (8.18) для $N_I = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, показали, что величина сопротивления растекания базового контакта составляет (4—6) ом и практически не меняется с температурой.

Сопротивление базовой области на высоких частотах является комплексным. Для рассматриваемых триодов активная и пассивная области базы в общем случае представляют собой системы с распределенными параметрами. Однако в реально используемом диапазоне частот систему с распределенными параметрами можно описать схемой с частотно-независимыми сосредоточенными элементами [66].

Схема электрической цепи для полного сопротивления базы, с учетом влияния всех областей триода (активной, пассивной и периферийной) приведена на рис. 8.1, где $C_{ка}$ — емкость активной области коллектора, $Z'_{б1}$ — базовое сопротивление активной области.

Элементы $R''_{б2}$ и $C_{п}$ образуют пассивную область триода, состоящую из сопротивления базовой области переключки (соединительного слоя) и емкости коллекторного слоя под переключкой. Пассивная область отводит базовый ток от активной области к базовому выводу.

Формула для расчета сопротивления активной области базы на высоких частотах для дрейфовых триодов может быть представлена в виде

$$Z'_{б1} = \frac{\rho}{2\pi W l} \left\{ 1 - \frac{1}{15} \frac{\rho}{W l} (\Sigma Y)^2 + \frac{1}{315} \left(\frac{\rho}{W l} \Sigma Y \right)^4 \right\}, \quad (8.19)$$

где $\Sigma Y = Y_{11} + Y_{12} + Y_{21} + Y_{22}$ — сумма элементов матрицы теоретической модели триода.

Приведенные в [66] данные и расчет, проведенный по формуле (8.19), показывают, что параметр Z'_{61} при не слишком высоких частотах слабо зависит от частоты и обладает малым фазовым углом. Поэтому в диапазоне

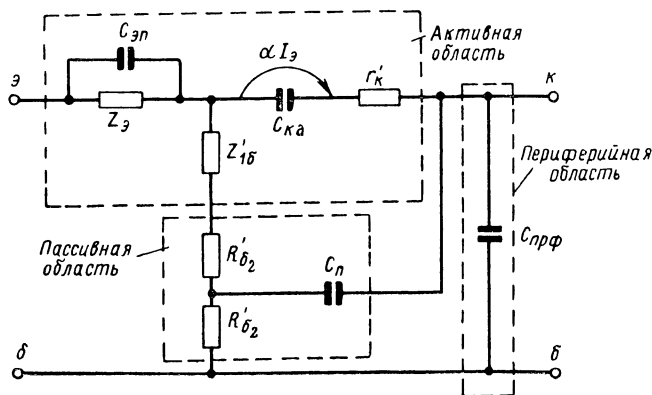


Рис. 8.1. Эквивалентная схема транзистора на высоких частотах.

частот до 100 Мгц с комплексным характером Z'_{61} можно не считаться, т. е. считать $Z'_{61} = r''_{61}$ и для расчета температурных изменений Z'_{61} в этом диапазоне частот использовать формулы, полученные выше для расчета активных сопротивлений.

Результаты расчета r''_{61} для транзисторов типа П410, П411 представлены в табл. 23 на рис. 8.2.

Таблица 23

Температурная зависимость сопротивления базы

Т, °К	l	l_1	$r''_{61}, \text{ом}$	$r''_{62}, \text{ом}$	$r'_{61} = r'_{61} + r'_{62}$	$r'_к, \text{ом}$
200	8,18	19,5	27	18,8	45,8	24,8
250	9,95	42,5	31	15,41	46,57	35,7
300	11,42	75,5	35,5	12,42	47,92	45,1
350	12,57	96	38,2	10,8	49	55,0
373	13	103	40,2	10,4	50,6	69,8

Источником методической погрешности при измерении величины $r''_б$ является наличие паразитной емкости между коллектором и базовым выводом. Поскольку величина барьерной емкости коллекторного перехода у дрейфового транзистора соизмерима с величиной паразитной емкости и, как будет видно из дальнейшего, емкость коллекторного перехода практически не зависит от температуры, то с целью уменьшения методической

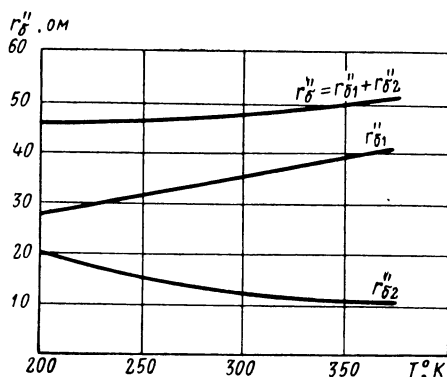


Рис. 8.2. Зависимость активного сопротивления базы $r''_б$ от температуры.

погрешности целесообразно измерять у таких транзисторов не $r''_б$, а постоянную времени $r''_б C_{кп}$.

Таким образом, подав на коллектор напряжение $u_k = \text{const}$, получим на эмиттере напряжение, пропорциональное величине $r''_б C_{кп}$. Для большей точности это напряжение измерялось с помощью приемника с калиброванной шкалой. Принципиальная схема установки для измерения постоянной времени $r''_б C_{кп}$ представлена на рис. 8.3. Для измерения постоянной времени $r''_б C_{кп}$ в диапазоне температур была использована установка, разработанная В. Л. Ароновым, конструктивный чертеж которой представлен на рис. 8.4.

Установка позволяла производить измерения величины $r''_б C_{кп}$ в диапазоне частот от 5 до 50 Мгц. Нижний предел измерения обусловлен слабой емкостной связью объекта со входом приемника, верхний предел — нарушением условий холостого хода на входе транзистора. Поскольку величина $r''_б$ дрейфового транзистора в диапазоне частот до 100 практически является активной и

остается постоянной и емкость коллекторного перехода также практически не зависит от частоты, то для удобства измерений, связанных с возможностью используемых приборов, эксперимент проводился на частоте $f =$

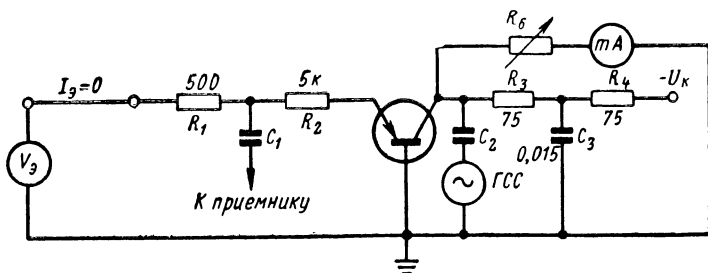


Рис. 8.3. Упрощенная электрическая схема установки для измерения $r''_{бC_{кп}}$.

$= 22 \text{ Мгц}$. Результаты экспериментального исследования величины $r''_{бC_{кп}} = f(T)$ для разных образцов триодов представлены на рис. 8.5.

Для германиевых дрейфовых триодов типа П410, П411 зависимость $r''_{б} = f(T)$ может быть аппроксимирована выражением

$$r''_{б}(T) = r''_{б}(T_0) + 0,03(T - T_0), \quad (8.20)$$

где T — температура окружающей среды, $^{\circ}\text{К}$;
 $r''_{б}(T_0)$ — сопротивление базы при температуре T_0 .

Результаты расчета температурной зависимости $r''_{б}$ достаточно хорошо совпадают с результатами изменений для большинства образцов. Однако некоторые образцы имеют значительные отклонения этой величины от расчетных данных, что объясняется значительным разбросом размеров эмиттерной капли, различием распределения примесей в базовом и соединительных слоях, а также стравливанием поверхностной части (с малым ρ) соединительного слоя при изготовлении транзистора. Таким образом, из теоретического и экспериментального исследования зависимости можно сделать выводы:

1. Характер изменения температурной зависимости $r''_{б}$ определяется удельным сопротивлением исходного германия и концентрацией примеси в базе и соединительном слое. Отсюда вытекает возможность получения

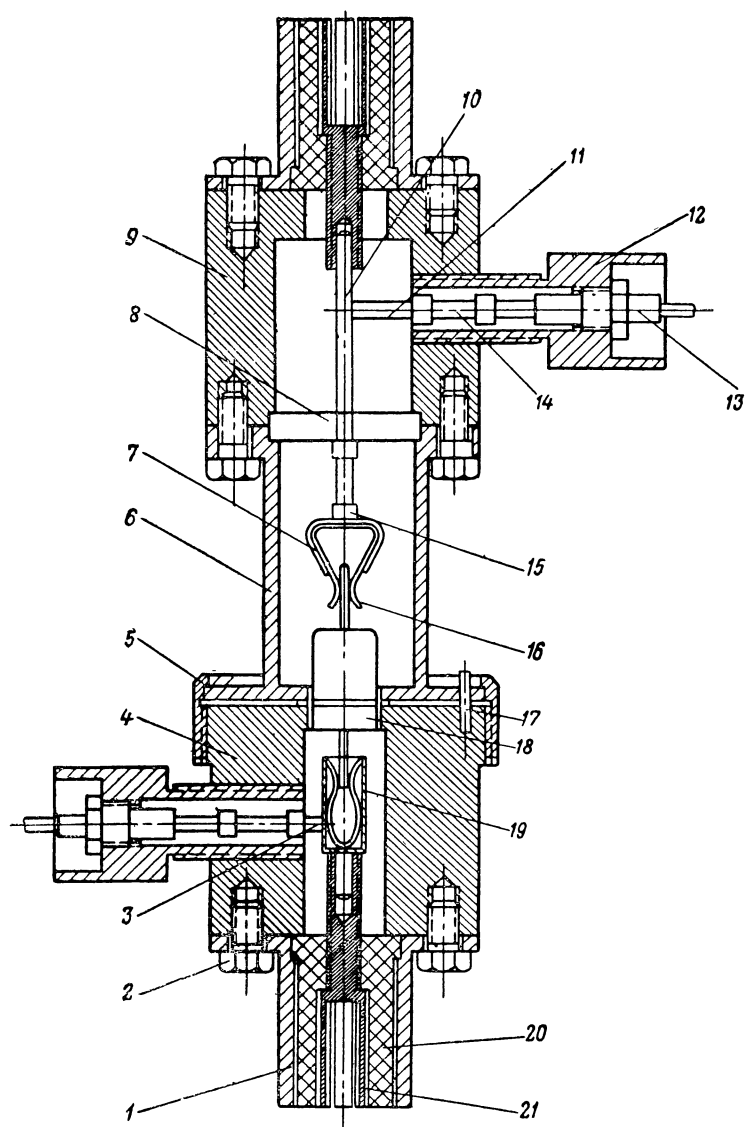


Рис. 8.4. Конструктивный чертеж установки для измерения температурной зависимости $r''_{6C_{кл}}$.

1 — гнездо; 2 — винт крепежный М4; 3 — контакт; 4 — основание; 5 — гайка накидная; 6 — корпус; 7, 16 — пружины; 8 — шайба; 9 — крышка; 10, 11 — контакты; 12 — головка; 13 — конденсатор проходной; 14, 15 — сопротивления; 17 — направляющий стержень; 18 — триод; 19 — зажимка; 20 — втулка; 21 — цанга.

различных температурных зависимостей результирующих характеристик.

2. Из данных эксперимента видно, что выпускаемые в настоящее время дрейфовые транзисторы типа П410, П411 имеют достаточно большой разброс параметров,

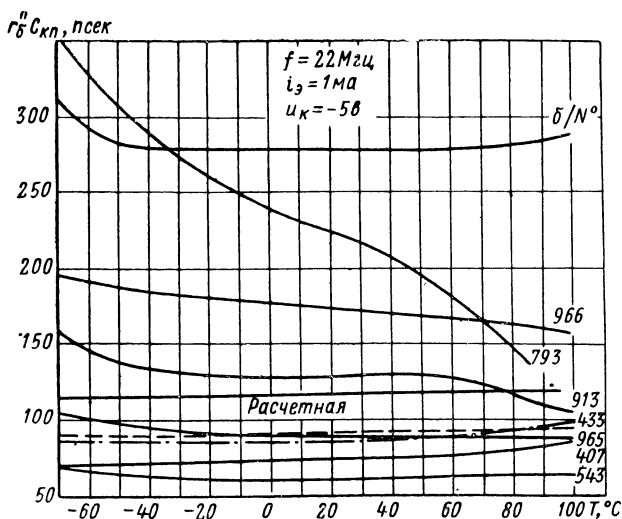


Рис. 8.5. Зависимость постоянного времени $r''_6 C_{кп}$ от температуры.

объясняемый, по-видимому, неоднородностью используемого германия и недостаточно хорошей контролируемостью режима диффузии.

Омическое сопротивление коллекторной области $r'_к$ может быть рассчитано как сопротивление растекания (5.30):

$$r'_к = \frac{\rho}{2d}, \quad (8.21)$$

где d — диаметр эмиттерной капли.

Подставляя в это выражение значение $\rho = f(N, T)$ из соотношения (8.5), для триодов П401—П403, П410, П411, изготавливаемых из германия с удельным сопротивлением $\rho = (0,8 \div 1) \text{ ом} \cdot \text{см}$, получаем

$$r'_к = \frac{2,6 \cdot 10^5 + T^{2,8}}{210T^{1,2}}. \quad (8.22)$$

Для триодов, изготовленных из германия с другим исходным сопротивлением, температурные изменения величины r'_k надо рассчитывать, исходя из общей зависимости $\rho = f(N, T)$.

Результаты расчета температурной зависимости r'_k для рассматриваемых триодов представлены в табл. 23, из которой видно, что величина этого сопротивления удваивается при изменении температуры в рассматриваемом диапазоне температур.

8.3. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЕМКОСТЕЙ ПЕРЕХОДОВ

Так как эмиттерный переход является резким, то расчет температурных изменений емкости эмиттерного перехода может производиться по формулам (5.32) и (8.23), с учетом температурной зависимости входящих в них величин:

$$C_{\text{эп}} = \sqrt{\frac{N_{\text{э}} \epsilon_0 \epsilon q}{2(u_{\text{э}} + \varphi_T)}} \sqrt{\frac{\frac{\pi d_{\text{э}}^2}{4}}{1 + \frac{\ln \frac{q}{kT} (u_{\text{э}} + \varphi_T)}{\frac{q}{kT} (u_{\text{э}} + \varphi_T) - 1}}}, \quad (8.23)$$

$$\varphi_T = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{N_{\text{э}} N_{p\text{э}}}{n_i^2} \right] = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{N_{\text{э}} N_{p\text{э}}}{9,3 \cdot 10^{31} T^3 e^{-8700/T}} \right]. \quad (8.24)$$

Напряжение на эмиттерном переходе $u_{\text{э}}$ связано с током $i_{\text{э}}$ эмиттера соотношением (5.35). Решая уравнение (5.35) относительно $u_{\text{э}}$, заменяя значение n_i^2 величиной, зависящей от температуры, и учитывая соотношение

$$\frac{qEW}{kT} = \ln \frac{N_{\text{э}}}{N_{\text{к}}},$$

получаем

$$u_{\text{э}} = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{i_{\text{э}} N_{\text{э}} W}{9,3 \cdot 10^{31} q D_p T^3 e^{-8700/T}} \right]. \quad (8.25)$$

Расчеты, проведенные по формуле (8.23), полученной А. Л. Захаровым и выведенной для случая, когда

одна область легирована много сильнее другой, в условиях обратного или очень слабого прямого смещения, и расчеты, произведенные по формуле (5.32), дают примерно одни и те же зависимости этой величины от температуры, так как второй сомножитель выражения (8.24) почти не меняется при изменении температуры и близок к 1.

Расчеты и экспериментальные данные показывают, что при отсутствии постоянного напряжения на переходе $u_a=0$ и при постоянных напряжениях на переходе $u_a=\text{const}$ величина емкости эмиттерного перехода возрастает при повышении температуры примерно на (15—20) %.

Однако если режим работы транзистора задать током эмиттера $i_a=\text{const}$, то, как видно из соотношений (8.23), (5.32), (8.24), (8.25), при прямых смещениях перехода характер зависимости $C_{эп}=f(T)$ существенно изменяется. Это объясняется тем, что контактная разность потенциалов φ_T и напряжение на эмиттерном переходе u_a уменьшаются при повышении температуры, поэтому разность φ_T-u_a при $i_a=\text{const}$ может возрастать с температурой, а емкость эмиттерного перехода уменьшается. Однако изменения $\varphi_T-u_a=f(T)$ получаются небольшими, поэтому при таком режиме в ряде случаев изменениями $C_{эп}=f(T)$ можно пренебречь.

Для измерения емкости эмиттерного перехода использовалась установка, предназначенная для измерения входных и выходных проводимостей транзистора (рис. 8.6). Измерительная схема представляла собой двойной Т-образный измерительный мост с независимым уравниванием по активной и реактивной составляющим. Поскольку баланс такого моста очень сильно зависит от частоты, то для увеличения точности измерения производились на фиксированных частотах. Погрешности градуировки моста составляли: по активной составляющей 5%, по реактивной составляющей — 10%. Для устранения влияния индуктивности вводов измерительная схема на всех фиксированных частотах имела компенсирующие конденсаторы. Температура транзистора измерялась при помощи хромель-алюмелевой термпары, которая соприкасалась с образцом. Результаты экспериментальных исследований $C_{эп}=f(T)$ при $u_a=0$ для триодов П410, П411 представлены на рис. 8.7.

Сравнение температурных изменений емкости эмиттерного перехода, полученных экспериментально и теоретически при $u_a=0$, показывает:

1. Экспериментальные величины емкостей эмиттерных переходов имеют значительный разброс, объясняемый различием площадей переходов отдельных образцов и концентраций примесей в эмиттере и в базе у эмиттерного перехода.

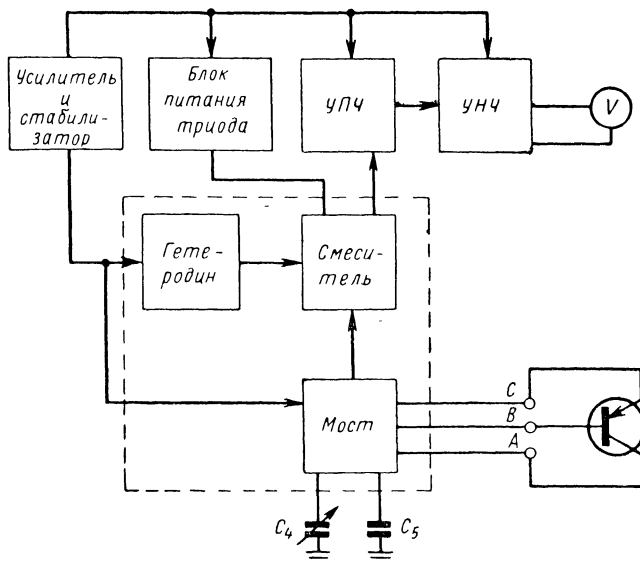


Рис. 8.6. Блок-схема установки для измерения емкости эмиттерного перехода.

2. Характер изменения экспериментально снятых зависимостей $C_{\text{эп}}=f(T)$ соответствует характеру изменения теоретической кривой.

3. При изменении температуры от -70 до $+80^\circ\text{C}$ емкость эмиттерного перехода, измеряемая при $u_a=0$, увеличивалась примерно на 20%.

Емкость коллекторного перехода дрейфового триода определяется формулой плавного перехода (5.36), (5.37). При расчетах площадь коллекторного перехода принималась равной: для триодов П401, П403 $S_K=0,1 \text{ мм}^2$, для триодов П410, П411 $S_K=0,06 \text{ мм}^2$.

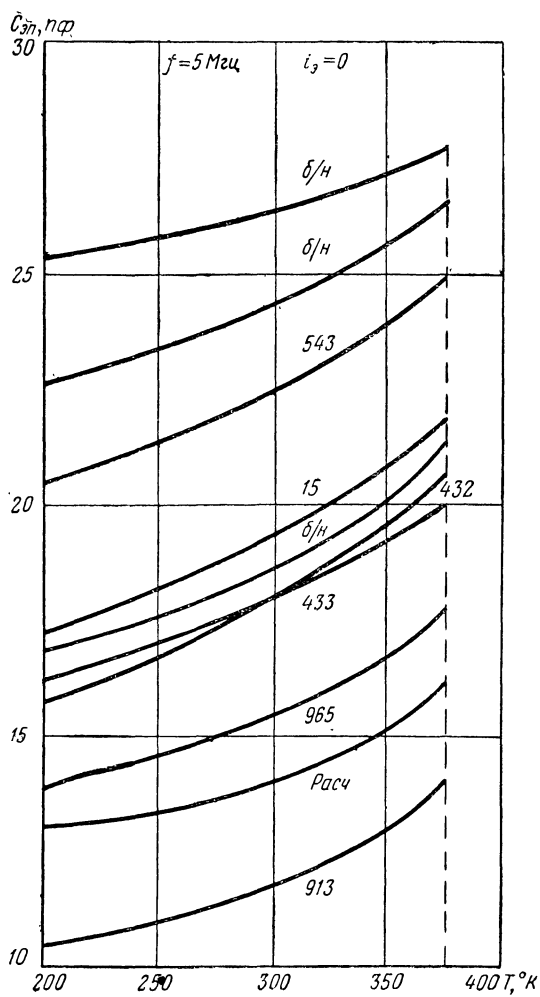


Рис. 8.7. Зависимость емкости эмиттерного перехода от температуры при $i_э = 0$.

Температурные изменения емкости коллекторного перехода измерялись на Q -метре. Измеренные величины емкостей коллекторного перехода составляли для различных образцов ($2 \div 5$) $n\phi$ и практически не менялись с температурой.

Результаты расчета величины $C_{кп} = f(u_k)$ для транзисторов П401—П403 и П410—П411 представлены в табл. 24.

Таблица 24

Зависимость $C_{кп}$ ($n\phi$) от u_k для различных типов транзистора

Тип транзистора	$u_k, \text{ в}$				
	-2	-3	-4	-5	-8
П401—П403	6,75	5,81	5,31	4,91	4,21
П410, П411	4,05	3,48	3,18	2,94	2,52

8.4. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА КОЭФФИЦИЕНТ ПЕРЕДАЧИ ТОКА НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Отношение высокочастотного значения коэффициента передачи тока триода α к низкочастотному коэффициенту передачи α_0 может быть определено из формулы (4.56).

Используя введенные в § 4.4 обозначения, умножая числитель и знаменатель выражения (4.56) на $\left(1 + j \frac{\omega}{\omega_\beta}\right)$, принимая $\alpha_0 = 1$ и переходя к модулям, получаем

$$|\alpha| = \sqrt{\frac{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_\beta \omega_K}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_K}\right)^2}{\left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_\gamma^2}\right) \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_\beta^2}\right) \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_K^2} s^2\right)}} \quad (8.26)$$

или $|\alpha| = |\gamma| |\beta| |k|$,

где

$$|k| = \sqrt{\frac{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_\beta \omega_K}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_K}\right)^2}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_K}\right)^2 s^2}} \quad (8.27)$$

— коэффициент, учитывающий уменьшение коэффициента усиления за счет влияния коллекторной цепи, а величины $|\gamma|$ и $|\beta|$ определяются формулами (4.49) и (4.52) при условии $\beta_0 = 1$.

При высоких температурах в дрейфовых триодах имеет место умножение носителей в коллекторном переходе, объясняемое высокоомностью германия коллекторной области. При наличии умножения носителей $|\alpha|$ увеличивается, что можно учесть коэффициентом умножения $\xi \geq 1$. С учетом ξ формула (8.26) запишется в следующем виде:

$$|\alpha| = |\gamma| |\beta| |k| \xi. \quad (8.28)$$

Для определения температурной зависимости высокочастотного коэффициента передачи тока $|\alpha|$ требуется определить температурные изменения отдельных параметров, входящих в выражение (8.28). При этом удобно рассмотреть температурную зависимость каждого из сомножителей, входящих в соотношение (8.28), и общую температурную зависимость $|\alpha|$ при постоянной высокой частоте.

Коэффициент инжекции триода на высоких частотах [первый сомножитель в формуле (8.28)] определяется формулой (4.49). Это выражение для γ получается в предположении, что электронные токи в триоде отсутствуют и изменение γ с частотой определяется емкостным током эмиттерного перехода. Такое допущение может быть сделано вследствие того, что в рассматриваемом диапазоне температур концентрация основных носителей в эмиттере и в базе вблизи эмиттерного перехода мало изменяется из-за высоких значений $N_{p\pi}$ и N_a .

Температурная зависимость коэффициента $|\gamma|$ может быть определена, если в формулы (4.49) и (4.50) ввести зависимость $C_{\text{эп}} = f(T)$, определяемую формулами (8.23), (8.24) и (8.25).

Аналогично температурные изменения коэффициентов $|\beta|$ и $|k|$ можно определить по формулам (4.52) и (8.27) при введении в них температурно зависимых величин $A(T)$, $C(T)$, $\omega_p(T)$, определяемых формулами (7.35), (7.37), (7.46), и величин $s(t)$ и $\omega_k(T)$, температурная зависимость которых может быть рассчитана на основании соотношений (8.11), (8.12), (8.17) и (8.22).

Температурная зависимость величин ω_γ , ω_β , ω_K при $f=50$ МГц

T, °K	I _g , ом			γ(i _g =1 ма) при f=50 Мгц	ρ при f=50 Мгц	r ₆ =C _{кп} , нсек при u _к =-5 в	k при u _к =-5 в f=50 Мгц	f=50 Мгц, i _g =1 ма, u _к =-5 в		
								ω _γ , зц	ω _β , зц	ω _к , зц
	i _g =1 ма	i _g =2 ма	i _g =5 ма							
200	17,25	8,62	3,45	0,999	0,994	135	0,998	5,08·10 ⁹	2,84·10 ⁹	9,2·10 ⁹
250	21,56	10,8	4,31	0,999	0,991	138	0,998	3,75·10 ⁹	2,27·10 ⁹	8,5·10 ⁹
300	28,88	12,94	5,18	0,998	0,981	140	0,998	2,85·10 ⁹	1,89·10 ⁹	7,33·10 ⁹
350	30,19	15,1	7,55	0,996	0,982	143	0,998	2,3·10 ⁹	1,64·10 ⁹	6,6·10 ⁹
373	32,0	16,12	8,13	0,994	0,977	148	0,977	1,92·10 ⁹	1,6·10 ⁹	5,8·10 ⁹

Результаты расчета температурных изменений ω_γ , ω_β , ω_k , γ , β и k представлены в табл. 25.

Как уже указывалось выше, для дрейфовых триодов при расчете $\alpha = f(T)$ необходимо при высоких температурах считаться с явлением умножения носителей в коллекторной области, которое можно объяснить следующим образом. Поскольку коллекторная область обладает сопротивлением конечной величины, то при движении дырочного тока через коллекторную область в результате падения напряжения на омическом сопротивлении образуется электрическое поле, которое является ускоряющим для электронов (неосновных носителей) коллекторной области. Коллекторный ток представляет собой сумму дырочного тока, создаваемого эмиттером, и электронного тока, вызванного движением электронов из коллектора в базу за счет поля в коллекторной области. Поэтому ток, протекающий через коллекторный вывод, оказывается больше дырочного тока, протекающего через переход база — коллектор. Отношение этих двух токов называют коэффициентом умножения коллектора ξ .

Коллекторная область дрейфового триода имеет концентрацию примеси, значительно меньшую (порядка $N_I = 10^{15} \text{ см}^{-3}$), чем концентрация примеси в коллекторе сплавного триода (порядка $N_I = 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Поэтому явление умножения, не наблюдающееся обычно у сплавных триодов, имеет место в дрейфовых триодах при повышенных температурах, когда концентрация неосновных носителей в коллекторе возрастает.

Теоретически явление умножения носителей в коллекторном переходе рассмотрено в работах [2, 15, 52].

Значение коэффициента ξ определяется выражением

$$\xi = \frac{\mu_n}{\mu_p} \frac{n_i^2}{n_i^2 + p_k^2}, \quad (8.29)$$

где μ_n , μ_p — подвижности электронов в базе и дырок в коллекторе;

n_i — концентрация дырок и электронов в чистом германии;

p_k — концентрация дырок в области коллектора.

Температурная зависимость подвижности μ_n и μ_p может быть приближенно определена по формулам

$$\mu_n \approx \frac{1,78 \cdot 10^{15} T^{1,2}}{5,31 \cdot 10^7 \cdot T^{2,8} + N_I^{0,85}},$$

$$\mu_p \approx \frac{T^{1,1} \cdot 10^{16}}{1,14 \cdot 10^7 T^{3,4} + N_I^{0,9}},$$

где N_I — концентрация примеси.

Результаты расчета температурной зависимости величины ξ для триодов П410, П411 представлены в табл. 26.

Таблица 26
Температурная зависимость величины ξ

$T, ^\circ\text{K}$	μ_n	μ_p	n_i^2	ξ
200	6 800	3 970	$9,53 \cdot 10^{19}$	1,0
250	5 020	2 600	$1,12 \cdot 10^{24}$	1,0
300	3 900	1 750	$6,39 \cdot 10^{26}$	1,001
350	2 993	1 185	$5,366 \cdot 10^{28}$	1,0216
373	2 695	1 035	$3,5 \cdot 10^{29}$	1,12
400	2 325	843	$2,13 \cdot 10^{30}$	1,62

Как видно из табл. 26 и формулы (8.29), $\xi=1$ при низких температурах и, начиная с некоторой темпера-

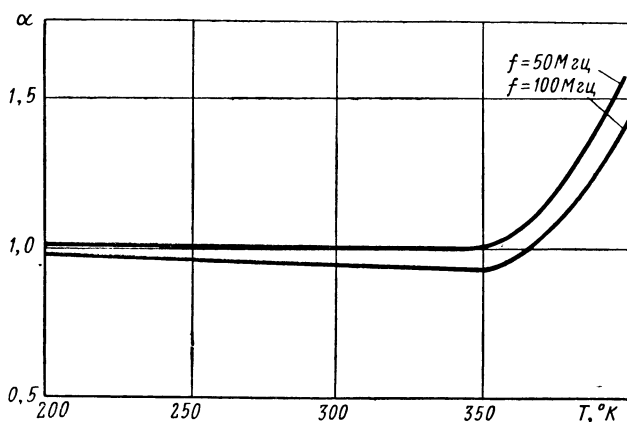


Рис. 8.8. Температурная зависимость коэффициента усиления по току α для $f=50 \text{ МГц}$ и $f=100 \text{ МГц}$.

туры, возрастает, когда n_i становится сравнимой с p_k , т. е. когда начинается умножение электронов. При этом $\xi > 1$ и триод работает неустойчиво.

Учет всех этих факторов позволяет определить температурные изменения α при фиксированных частотах (рис. 8.8).

8.5. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА МАКСИМАЛЬНУЮ ЧАСТОТУ ГЕНЕРАЦИИ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

Влияние температуры на предельную частоту теоретической модели транзистора было рассмотрено в гл. 7. В случае низкочастотных транзисторов можно считать, что предельная частота, определяемая временем переноса носителей, равна предельной частоте коэффициента передачи тока реального транзистора.

Однако в случае высокочастотных транзисторов предельная частота реального транзистора может заметно отличаться от предельной частоты теоретической модели вследствие влияния емкостей переходов и омического сопротивления базы.

Определение температурной зависимости предельной частоты усиления по току реального транзистора затруднительно, поскольку ее связь с предельной частотой теоретической модели триода в общем виде очень сложна даже для случая постоянной температуры (см. гл. 4). Поэтому для того чтобы иметь более полное представление о характере температурных изменений частотных свойств транзистора, определим температурную зависимость максимальной частоты генерации, которая наиболее полно характеризует частотные свойства реального триода.

Выражение для максимальной частоты генерации было получено в работе Друльетта на основе теории Мезона:

$$f_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{\alpha_0 f'_\alpha}{30 r'_b C_{\text{кп}}}}. \quad (8.30)$$

Входящая в выражение (8.30) критическая частота

$$f'_\alpha = \sqrt{-\frac{f_\beta^2 - f_\gamma^2}{2}} + \sqrt{\frac{f_\beta^2 + f_\gamma^2}{2} + f_\gamma^2 f_\beta^2} \quad (8.31)$$

получена без учета влияния коллекторной цепи. Это влияние в выражении (8.30) учитывается множителем $r'_6 C_{\text{кп}}$.

Для определения температурной зависимости максимальной частоты генерации необходимо ввести в формулы (8.30) и (8.31) величины $f_\gamma = f(T)$, $f_\beta = f(T)$, $r''_6 = f(T)$ и $C_{\text{эп}} = f(T)$, определяемые соотношениями (4.50), (7.46), (8.10), (8.14), (8.23), (8.25) и (5.36).

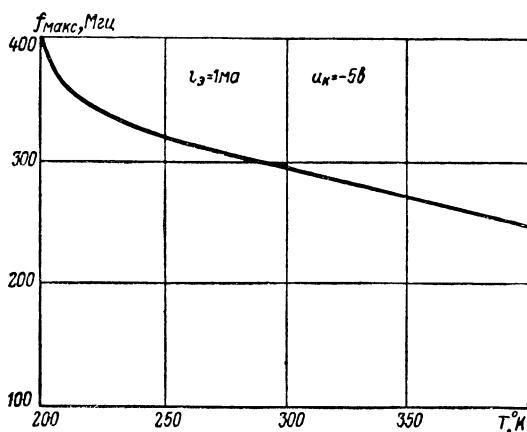


Рис. 8.9. Температурная зависимость максимальной частоты генерации.

Расчеты, выполненные по этим формулам, показывают, что величина $r'_6 C_{\text{кп}}$ в диапазоне температур от -70°C до $+90^\circ\text{C}$ меняется мало. Температурная зависимость α_0 до температур, где еще не имеет место явление умножения носителей зарядов в коллекторной области, также незначительна. Поэтому температурные изменения максимальной частоты генерации определяются в основном температурными изменениями f'_α и $C_{\text{эп}}$.

Результаты расчета температурных зависимостей величин r_α , γ , β , k , ω_γ , ω_β и ω_k представлены в табл. 25, а максимальной частоты генерации — на рис. 8.9.

8.6. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДРЕЙФОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

В настоящем параграфе в основном рассматривается влияние температуры на низкочастотные значения параметров Y_{11} и Y_{21} . Низкочастотные значения параметров Y_{22} и Y_{12} не представляют особого интереса, так как первый всегда бывает значительно меньше, чем шунтирующие его проводимости внешних схем и утечек, а второй параметр Y_{12} , характеризующий внутреннюю обратную связь при коротком замыкании входа, в большинстве случаев при расчете низкочастотных схем считается пренебрежимо малым и не учитывается.

Эквивалентная схема дрейфового транзистора для низких частот может быть представлена в виде схемы рис. 5.11,а. Параметры этой схемы связаны с параметрами четырехполюсника соотношениями (5.14), (5.15), которые для низких частот принимают вид:

$$Y_{11} = \frac{g_{s1}}{1 + r''_{\phi} g_{s1}}, \quad Y_{12} = \frac{g_{\kappa 1}}{1 + r''_{\phi} g_{s1}}, \quad (8.32)$$

$$Y_{21} = \frac{g_m}{1 + r''_{\phi} g_{s1}},$$

$$Y_{22} = g_p + g_{\kappa 1} \left(1 + \frac{r''_{\phi} g_m}{1 + r'_{\phi} g_{s1}} \right).$$

Используя полученные в гл. 7 и 8 соотношения по формулам, приведенным в табл. 8, можно рассчитать температурные изменения всех величин, входящих в выражения для Y -параметров. При этом температурные зависимости исходных величин, входящих в формулы табл. 8, могут быть определены следующим образом. Предполагая, что концентрация примесей в коллекторном переходе изменяется линейно, величины $\frac{\Delta W}{\Delta u_{\kappa}}$ и η можно определить по формулам (2.13) и (3.12) и считать независимыми от температуры.

Подставляя в соотношение (5.5) зависимость $L_p \text{ ср} = f(T)$ из формулы (7.75) и η из формулы (3.12), для расчета температурных изменений $\frac{\eta}{\eta'}$ получаем

$$\frac{\eta}{\eta'} = \left\{ 1 + \frac{4,5qW^2 \cdot 10^6 \ln \left[\frac{1 - \frac{1}{3} \left(1 - \frac{C}{A} \right) (\lg N_K - 15)}{1 - \frac{1}{3} \left(1 - \frac{C}{A} \right) (\lg N_0 - 15)} \right]}{kT(A-C) \left[1 - \frac{0,5 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{\Delta G_2/kT} \ln \frac{N_0}{N_K}}{N_0 - N_K} \right] \left(\ln \frac{N_0}{N_K} \right)^2} \right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Температурные изменения коэффициента a_0 , входящего в расчетные формулы табл. 8, можно определить по известной температурной зависимости ω_β . Величина $a_0 \approx \frac{1}{\omega_\beta}$.

Более точно температурную зависимость этой величины можно получить из соотношения

$$a_0 = \frac{W^2}{D_p} \frac{1}{\eta^2}. \quad (8.33)$$

Так как $\omega_{\beta 0} = \frac{2D_p}{W^2}$, то, подставляя это значение в выражение (8.33), получаем

$$a_0 = \frac{2}{\omega_{\beta 0} \eta^2}. \quad (8.34)$$

Выражая $\omega_{\beta 0}$ из формулы (8.34) через ω_β [формула (7.49)], можно получить соотношение для температурной зависимости коэффициента a_0 в следующем виде:

$$a_0 = \frac{2(A-C) \lg \frac{N_0}{N_K} \left[1 + 1,05 \left(\lg \frac{N_0}{N_K} \right)^{3/2} \right]}{3A\eta^2 \omega_\beta \ln \left[\frac{A - \frac{1}{3}(A-C)(\lg N_K - 15)}{A - \frac{1}{3}(A-C)(\lg N_0 - 15)} \right]}. \quad (8.35)$$

Температурная зависимость коэффициента b_m , входящего в формулу (5.4) для расчета Y_m , определяется из соотношения

$$b_m = (0,4 \div 0,5) a_0. \quad (8.36)$$

На основании рассмотренных исходных величин можно определить температурные изменения элементов

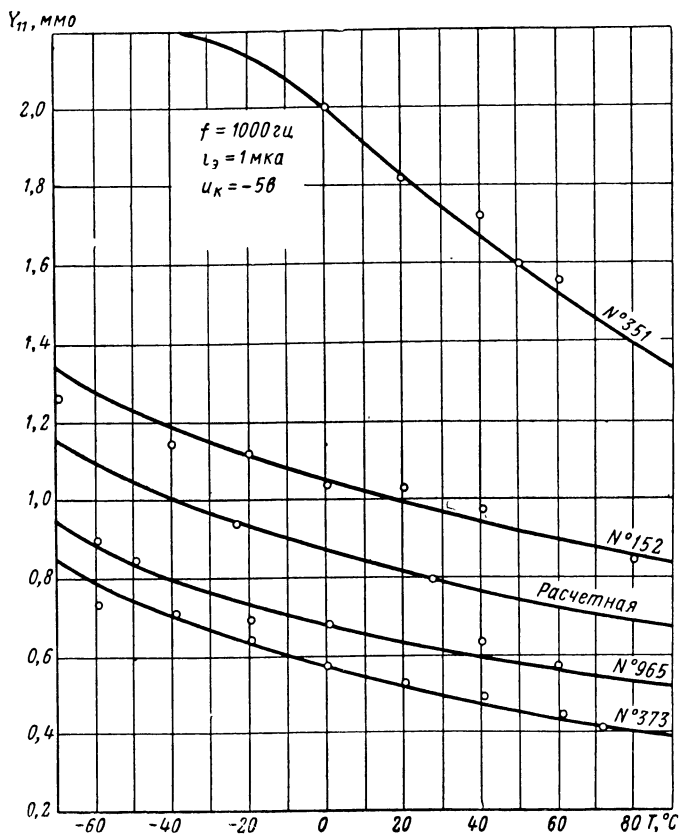


Рис. 8.10. Температурная зависимость входной проводимости Y_{11} на низких частотах.

эквивалентной схемы теоретической модели дрейфового транзистора, формулы для расчета которых представлены в табл. 8.

Зависимость исходных величин и некоторых низкочастотных параметров от температуры

$T, ^\circ\text{K}$	$\Delta U/\Delta u_K$	η	η'	a_0	θ_m	$\beta_{\text{св}}, \text{МО}$	$\beta_m, \text{МО}$	$\beta_K, \text{МКО}$	$\beta_p, \text{МКО}$	$\gamma_{\text{т}}, \text{МО}$	$\gamma_{\text{л}}, \text{МО}$
200	$0,78 \cdot 10^5$	2,153	2,1535	$3,07 \cdot 10^{-10}$	$1,19 \cdot 10^{-10}$	1,484	57,97	0,016	1,845	1,15	44,8
250	$0,78 \cdot 10^5$	2,153	2,1536	$4,118 \cdot 10^{-10}$	$1,59 \cdot 10^{-10}$	1,187	46,38	0,021	1,845	0,94	36,6
300	$0,78 \cdot 10^5$	2,153	2,1537	$5,208 \cdot 10^{-10}$	$2,02 \cdot 10^{-10}$	0,984	38,65	0,023	1,845	0,79	31
350	$0,78 \cdot 10^5$	2,153	2,1536	$6,339 \cdot 10^{-10}$	$2,45 \cdot 10^{-10}$	0,85	33,13	2,02	1,845	0,69	27
373	$0,78 \cdot 10^6$	2,153	2,1535	$6,911 \cdot 10^{-10}$	$2,65 \cdot 10^{-10}$	0,8	31,06	0,0165	1,845	0,65	25,6

Результаты расчета рассмотренных исходных величин и параметров теоретической модели транзистора в диапазоне температур представлены в табл. 27.

Результаты расчета и экспериментальных исследований температурных зависимостей параметров Y_{11} и Y_{21}

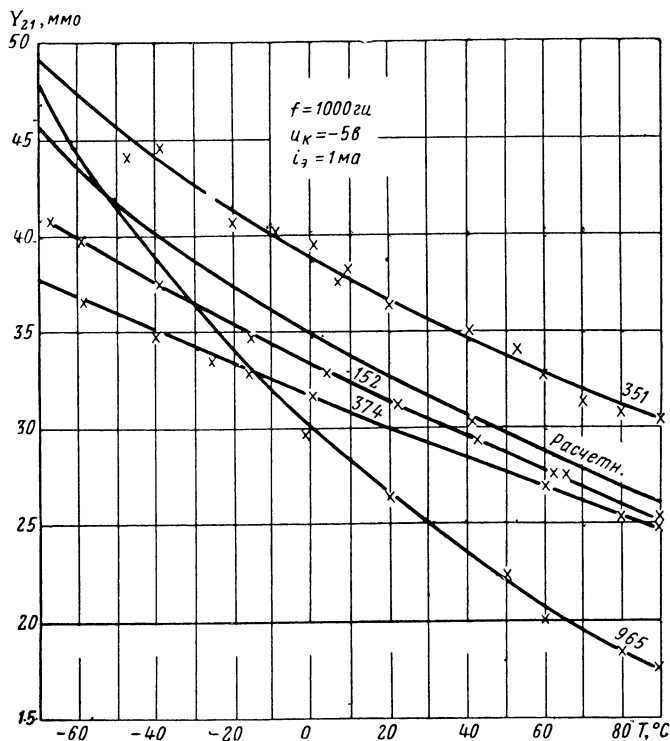


Рис. 8.11. Температурная зависимость проводимости Y_{21} на низких частотах.

для транзисторов П410, П411 представлены на рис. 8.10 и 8.11.

Из этих данных видно, что при малых токах эмиттера параметр Y_{21} изменяется обратно пропорционально первой степени абсолютной температуры. Эта зависимость для транзисторов П410, П411 хорошо согласуется с выражением

$$Y_{21(T=T_1)} = Y_{21(T=T_0)} \left(\frac{T_0}{T_1} \right), \quad (8.37)$$

т. е., зная или измерив величину Y_{21} при температуре T_0 , можно вычислить значение Y_{21} для любой другой температуры.

Температурная зависимость величины Y_{11} на низких частотах при заданном режиме ($i_b = \text{const}$, $u_k = \text{const}$) подобна температурной зависимости величины Y_{21} и ориентировочно может быть подсчитана с помощью аналогичной аппроксимации

$$Y_{11}(T=T_1) = Y_{11}(T=T_0) \left(\frac{T_0}{T} \right). \quad (8.38)$$

8.7. РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПАРАМЕТРЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ СХЕМЫ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

В высокочастотную эквивалентную схему дрейфового транзистора с общим эмиттером кроме низкочастотных параметров, температурная зависимость которых рассмотрена выше, входят высокочастотные параметры L_p , C_K , C_s и g_{s2} , величины которых определяются формулами табл. 8.

Результаты расчета температурных изменений параметров L_p , C_K , C_s , C_a и g_{s2} при $i_b = 1 \text{ ма}$, $u_k = -5 \text{ в}$ приводятся в табл. 28.

Таблица 28

Зависимость L_p , C_K , C_s , C_a , g_{s2} от температуры

$T, ^\circ\text{К}$	200	250	300	350	373
$L_p, \text{мкГн}$	21,9	28,8	37,3	47,8	50,2
$C_K, \text{пф}$	0,00327	0,0043	0,0056	0,00715	0,0082
$C_s, \text{пф}$	8,7	9,1	9,74	10,8	11,2
$C_a, \text{пф}$	4,55	4,9	5,15	5,38	5,43
$g_{s2}, \text{мМО}$	77,52	60,41	50,35	43,16	40,0

Используя полученные раньше соотношения, можно определить температурные зависимости параметров эквивалентной схемы дрейфового триода.

Параметры схемы рис. 8.12 связаны с параметрами схемы рис. 8.13 соотношениями:

$$\begin{aligned}
 Y'_s &= g_{s1} + j\omega C_{эп} + \frac{j\omega C_s}{1 + j\frac{\omega C_s}{g_{s2}}}, \\
 Y'_k &= g_{k1} + j\omega C_{кп} + \frac{j\omega C_{кп}}{1 + j\frac{\omega C_{кп}}{g_{k2}}}, \\
 Y_m &= \frac{g_m e^{-j\omega b_m}}{1 + j\omega b_m}, \quad Y_p = \frac{g_p}{1 + j\omega L_p g_s}.
 \end{aligned} \quad (8.39)$$

Зная температурные изменения этих параметров (см. табл. 8), можно найти температурные зависимости для параметров схемы замещения четырехполюсника на фикси-

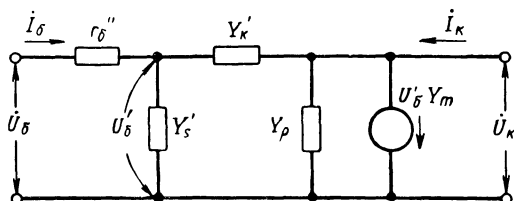


Рис. 8.12. П-образная эквивалентная схема транзистора.

рованных высоких частотах, используя соотношения (5.14). При этом можно считать $Y'_k = j\omega C_{кп}$, $Y_p \ll Y'_k$. Результаты расчета температурных изменений параметров Y_{11} ,

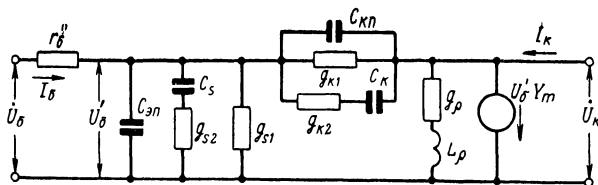


Рис. 8.13. Эквивалентная схема дрейфового транзистора на высоких частотах.

Y_{12} , Y_{21} и Y_{22} дрейфовых триодов типа П410, П411 для $f=50$ МГц приведены в табл. 29 и на рис. 8.14 — 8.17.

Таблица 29

Температурная зависимость Y -параметров при $f=50$ МГц

Y-параметры		T, °К				
		200	250	300	350	373
Y_{11} , ммо	$ Y_{11} $	7,31	7,35	7,45	7,87	7,82
	φ_{11}	59° 50'	60° 55'	60° 17'	60° 20'	59° 53'
	Re	3,66	3,68	3,7	3,9	3,93
	Im	6,31	6,37	6,5	6,7	6,78
	C_{11}	20,1	20,15	20,7	21,15	21,9
Y_{12} , ммо	$ Y_{12} $	0,875	0,87	0,87	0,86	0,84
	φ_{12}	78°	76°	75°	73°	70° 30'
	Re	0,182	0,215	0,225	0,25	0,278
	Im	0,855	0,845	0,845	0,825	0,792
Y_{21} , ммо	$ Y_{21} $	42,4	32,0	24,5	20,6	18,7
	φ_{21}	—50° 40'	—57° 50'	—53° 40'	—54° 20'	—51° 50'
	Re	26,9	17,0	14,5	12,0	10,8
	Im	—37,7	—26,9	—19,6	—16,7	—14,5
Y_{22} , ммо	$ Y_{22} $	2,22	2,04	1,84	1,72	1,66
	φ_{22}	82° 30'	82°	81° 20'	76°	76°
	Re	0,288	0,282	0,278	0,412	0,418
	Im	2,18	2,02	1,82	1,67	1,61
	C_{22}	0,695	0,643	0,58	0,536	0,512

Для измерения температурных зависимостей входных и выходных проводимостей Y_{11} и Y_{22} на высоких частотах использовалась установка, основанная на измерении падающих и отраженных волн в передающей линии [68]. Так как измерения параметров полупроводниковых приборов требуют, чтобы на исследуемом объекте уровень мощности был достаточно мал, то для определения величины напряжения падающей и отраженной волны использовался двухканальный приемник высокой чувствительности. В приемнике имелись индикаторы равенства модулей и фаз напряжений на выходе усилителей промежуточной частоты. При помощи калиброванных ослабителей и фазовращателей, включенных

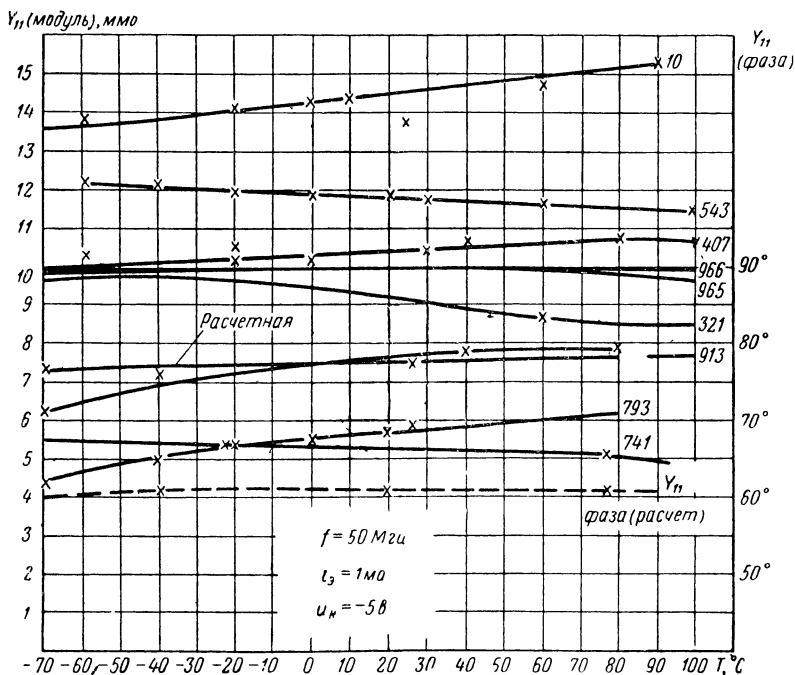


Рис. 8.14. Температурная зависимость входной проводимости Y_{11} для $f=50 \text{ МГц}$.

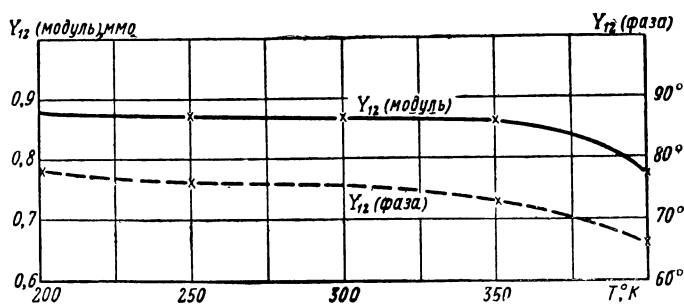


Рис. 8.15. Зависимость проводимости Y_{12} от температуры для $f=50 \text{ МГц}$.

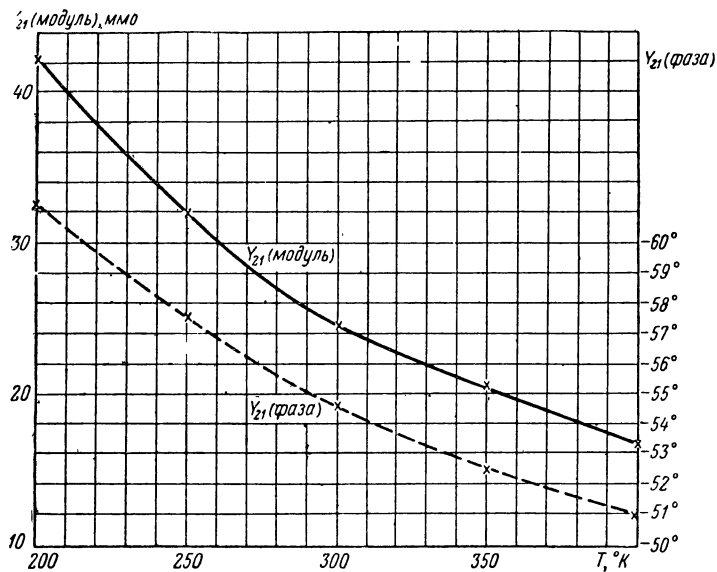


Рис. 8.16. Зависимость проводимости Y_{21} от температуры для $f = 50$ Мгц.

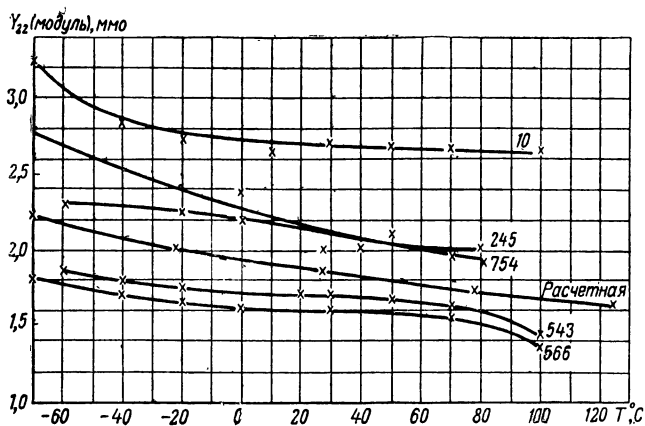


Рис. 8.17. Зависимость входной проводимости Y_{22} от температуры для $f = 50$ Мгц.

в каналы УПЧ, нулевой баланс на входе устанавливается для широкого диапазона изменения входных напряжений. Так как при использовании трансформирующих свойств длинных линий отношение напряжений на выходе каналов УПЧ равно по модулю и фазе отношению напряжений на входе, то такой приемник позволял измерять модуль и фазу отношения напряжений, подавае-

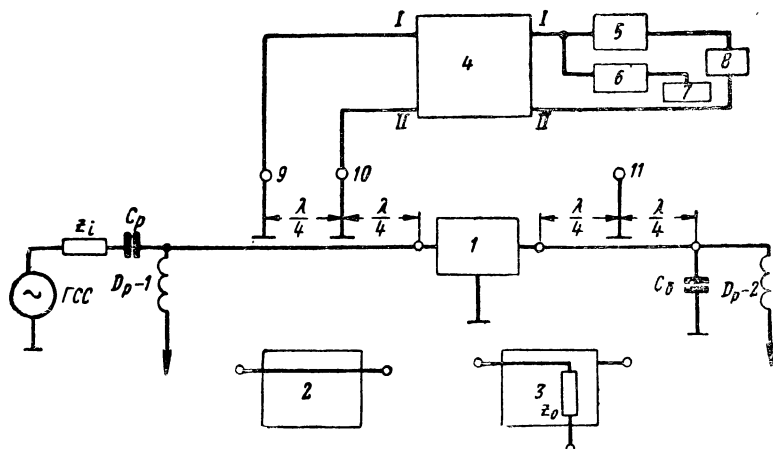


Рис. 8.18. Схема установки для измерения параметров транзисторов на УКВ:

1 — испытуемый полупроводниковый триод; 2 — макет, имитирующий триоды с $\alpha=1$ (вывод эмиттера замкнут с выводом коллектора); 3 — макет триода с выходным сопротивлением, равным волновому; 4 — двухканальный приемник; 5 — комбинированный ослабитель УПЧ; 6 — комбинированный фазовращатель в тракте УПЧ; 7 — индикатор равенства фаз; 8 — индикатор равенства амплитуд; 9 — зонд для измерения напряжений на входе четырехполюсника; 10 — зонд для измерения входного тока четырехполюсника; 11 — зонд для измерения выходного тока четырехполюсника

мых на каналы. Функциональная схема установки приведена на рис. 8.18.

Напряжение и ток на входных зажимах исследуемого четырехполюсника измерялись соответственно с помощью зондов 9 и 10.

Зондом 11 измерялась величина выходного тока. Использование двух зондов и нулевых индикаторов на выходе приемника позволяло вести отсчет по принципу относительных измерений и тем самым существенно уменьшить погрешность. Условие короткого замыкания на входных зажимах транзистора обеспечивалось с

Таблица 30
Экспериментальная зависимость γ_{11} [м.м.] по модулю и по фазе от температуры
при $f=50$ Мгц для различных номеров транзистора

T, °C	№ 973		№ 913		№ 965		№ 407		№ 966		№ 543		№ 10	
	M	φ	M	φ	M	φ	M	φ	M	φ	M	φ	M	φ
-70	4,62	60°	6,22	58°	9,99	57° 30'	10,1	62°	9,9	35°	—	—	13,6	54°
-60	4,6	60°	6,4	56°	9,9	57°	10	60°	10,4	35° 30'	12,3	41°	13,8	58°
-50	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
-40	5,02	59°	7,4	46°	10	57°	10,1	60°	10,25	39°	12,2	48°	13,9	58°
-20	5,38	58° 30'	—	—	9,95	56° 30'	10,2	58°	10,51	42°	12,0	47° 30'	14,1	57° 20'
0	5,5	57° 40'	7,45	46°	10,25	61°	10,25	59°	10,2	42°	11,9	49°	14,3	58°
20	—	—	7,5	46° 30'	10	61°	10,4	60°	10,1	46°	12	49°	—	—
40	5,75	56° 10'	7,86	43° 30'	9,9	61°	10,7	59° 31'	6,23	53°	12	50°	14,9	59°
60	6,0	56°	—	—	9,95	58°	10,72	59°	—	—	11,7	49°	14,8	59°
70	6,1	56°	—	—	—	—	10,0	59°	10	51° 40'	—	48°	—	—
80	6,2	50°	7,86	45°	—	—	10,8	58°	10	52°	11,6	—	15,1	60°
90	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	15,3	60°
100	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	11,5	47°	—	—

Таблица 31

Экспериментальная зависимость Y_{22} [м.м.] по модулю и по фазе температуры
при $f=50$ Мгц для разных номеров транзистора

T, °K	№ 566		№ 543		№ 245		№ 10		№ 751	
	M	φ	M	φ	M	φ	M	φ	M	φ
-70	1,82	56°	—	—	—	—	3,26	65°	2,78	53°
-60	—	—	1,86	65°	2,31	64°20'	3,25	64°30'	2,74	52°30'
-50	1,7	55°30'	—	—	2,3	—	—	—	—	—
-40	1,72	55°10'	1,81	65°	—	—	2,85	64°	2,75	52°30'
-20	1,65	55°20'	1,77	65°	2,26	60°	2,74	64°	2,35	52°30'
0	1,6	55°	—	—	2,21	64°10'	2,73	65°	2,38	52°
30	1,6	55°	1,72	65°	2,05	72°	2,7	63°	2,3	52°30'
40	1,675	55°	—	—	2,08	70°50'	2,68	63°30'	—	—
50	1,6	55°30'	1,68	65°	2,08	70°50'	2,68	62°	2,1	52°30'
60	1,575	53°	1,65	64°	2,07	70°50'	—	—	—	—
70	—	—	—	—	2,07	70°50'	2,67	61°	1,89	52°30'
80	1,385	55°	1,46	64°	2,07	70°50'	2,67	61°	1,87	52°
90	—	—	1,45	63°	—	—	2,65	60°	—	—

помощью отрезка линии длиной $\frac{\lambda}{2}$, подключенной ко входу и замкнутой накоротко при помощи конденсатора.

При измерении входных и выходных проводимостей приемник предварительно балансировался на нуль при подключении к линии волнового сопротивления. При этом напряжения в линии в сечении зондов 9 и 10 оказывались равными друг другу по величине и сдвинутыми на угол $\frac{\pi}{4}$. Затем вместо волнового сопротивления

подключалось измеряемое сопротивление транзистора и выход приемника снова балансировался на нуль.

Изменение ослабления и фазы при повторном балансе по сравнению с первоначальным равнялось измеряемому сопротивлению, выраженному в единицах волнового сопротивления линии.

Использование этой установки дало возможность удачно согласовать с термостатом и криостатом критичные в регулировке высокочастотные элементы и произвести измерения в широком диапазоне температур с малыми погрешностями.

Результаты экспериментальных исследований температурных зависимостей Y_{11} и Y_{22} представлены в табл. 30 и 31 и на рис. 8.14—8.17.

8.8. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Если режим дрейфового триода задать величиной тока эмиттера $i_э$ и напряжением на коллекторе $u_к$ и сохранять его во всей области температур, то напряжение на эмиттерном переходе $u_э$ и коллекторный ток $i_к$ подвергаются изменениям с температурой. Зависимости $u_э$ и $i_к$ от температуры можно получить из уравнения диффузии. Умножив (3.47) и (3.48) на площадь активной области ($S_э$) и сделав необходимые преобразования, найдем формулы постоянных токов $i_{э0}$, $i_{к0}$, полученные впервые в [2].

$$i_э = \frac{qS_эD_p p_э}{\delta_э} \left[\left(e^{\frac{qu_э}{kT}} - 1 \right) \left(\frac{1}{\operatorname{th} \frac{W}{\delta_э}} + \frac{\delta_э}{f} \right) + \frac{e^{\frac{W}{f}}}{\operatorname{sh} \frac{W}{\delta_э}} \right], \quad (8.40)$$

$$i_k = -\frac{qS_a D_p p_k}{\delta_0} \left[\frac{e^{\frac{qu_a}{kT}} - 1}{\operatorname{sh} \frac{W}{\delta_0}} e^{-\frac{W}{f}} + \frac{1}{\operatorname{th} \frac{W}{\delta_0}} - \frac{\delta_0}{f} \right], \quad (8.41)$$

где

$$\frac{1}{\delta_0^2} = \frac{1}{f^2} + \frac{1}{L_p^2};$$

$$f = \frac{2kT}{qE} = \frac{2W}{\ln \frac{N_a}{N_k}}.$$

Решая уравнение (8.40) относительно u_a , получаем

$$u_a = \frac{kT}{q} \ln \left\{ \frac{\frac{i_a \delta_0}{qS_a D_p p_a} + \frac{1}{\operatorname{th} \frac{W}{\delta_0}} - \frac{e^{\frac{W}{f}}}{\operatorname{sh} \frac{W}{\delta_0}}}{\frac{1}{\operatorname{th} \frac{W}{\delta_0}} + \frac{\delta_0}{f}} \right\}. \quad (8.42)$$

Температурные зависимости параметров u_a и i_k могут быть рассчитаны, если в соотношения (8.42) и (8.41) ввести температурно-зависимые величины, рассмотренные в гл. 7. При этом температурные зависимости p_a и p_k определяются формулами

$$p_a = \frac{9,3 \cdot 10^{31} \cdot T^3 e^{-\frac{8700}{T}}}{N_a},$$

$$p_k = \frac{9,3 \cdot 10^{31} \cdot T^3 e^{-\frac{8700}{T}}}{N_k}.$$

Результаты расчета зависимости $u_a = f(T)$ представлены на рис. 8.19.

Формула (8.41) не учитывает явления умножения носителей в коллекторном переходе при возрастании температуры. Поэтому полученные значения i_k необходимо умножить на соответствующие значения коэффициента умножения ξ [см. формулу (8.29)].

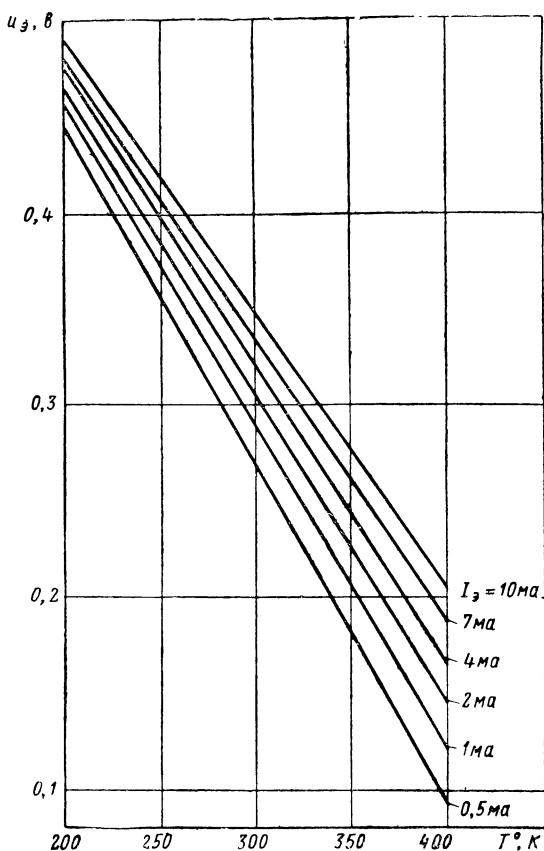


Рис. 8.19. Зависимость напряжения на эмиттерном переходе от температуры при $i_э = \text{const.}$

Температурные изменения тока $i_к$ могут быть также рассчитаны из соотношения

$$i_к = \alpha_0 i_э + I_{к0}, \quad (8.43)$$

где

$$\alpha_0 = \gamma_0 \beta_0 \xi. \quad (8.44)$$

Температурные изменения величины β_0 определяют соотношением

$$\beta_0 = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_{p \text{ с п}}} \right)^2 \frac{2kT}{qEW} = 1 - \frac{\left(\frac{W}{L_{p \text{ с п}}} \right)^2}{\ln N_э - \ln N_к}. \quad (8.45)$$

Поскольку $L_{\text{пер}}$ в рассматриваемом диапазоне температур меняется незначительно, то можно считать $\beta_0 \approx 1$. Температурные изменения эффективности эмиттера в случае, если триод изготовлен одновременной диффузией донорной и акцепторной примесей, определяются соотношением

$$\gamma_0 = \left(1 - \frac{N_a}{D_p \text{ с р } a_1 a_2 \tau_n N_{a1}} \right), \quad (8.46)$$

где τ_n — время жизни электронов в эмиттере;

N_{a1} — концентрация акцепторной примеси в точке x_1 .

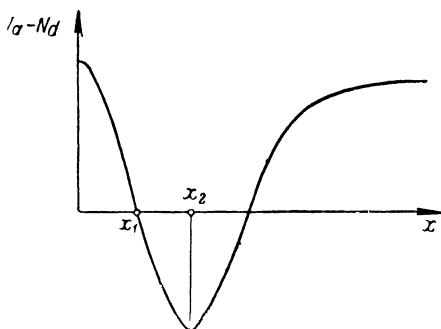


Рис. 8.20. Зависимость распределения концентрации примесей от координаты x .

Концентрации N_{a1} и N_a находят [31] из следующих соображений (см. рис. 8.20). Если принять, что акцепторы и доноры распределены по закону

$$N_a = N_{a0} e^{-a_1 x}, \quad (8.47)$$

$$N_d = N_{d0} e^{-a_2 x}, \quad (8.48)$$

где фактор поля a определяется режимом диффузии:

$$a_{1,2} = \frac{1}{2 \sqrt{Dt}},$$

то координата x_1 может быть найдена из условия равенства в этой точке концентраций акцепторных и донорных примесей.

В точке x_2 производные распределения двух примесей равны

$$N_{a0}e^{-a_1x_2}a_1 = N_9e^{-a_2x_2}a_2.$$

Отсюда

$$x_1 = \frac{1}{a_1 - a_2} \ln \frac{N_{a0}}{N_9}, \quad (8.49)$$

$$x_2 = \frac{1}{a_1 - a_2} \left(\ln \frac{N_{a0}}{N_9} + \ln \frac{a_1}{a_2} \right). \quad (8.50)$$

Зная закон распределения концентраций донорных и акцепторных примесей [уравнения (8.47), (8.48)], можно найти значения N_9 и N_{a1} . В соотношении (8.46) наибольшим температурным изменениям подвержена величина D_p ср. Все остальные величины, в том числе и τ_n , практически в рассматриваемых пределах не зависят от температуры.

Для дрейфовых триодов типа П410, П411 численные значения этих величин следующие: $N_9 = (2-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_{a0} \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $a_1 \approx 40 \text{ мк}^{-1}$, $a_2 \approx 1,6 \text{ мк}^{-1}$, $t_n = 10^{-8} \text{ сек}$. Зависимость D_p ср. = $f(T, N)$ определяется выражением (7.43).

Определив температурные изменения γ_0 , ξ и I_{K0} , можно рассчитать для режима постоянного тока зависимость $\alpha_0 = f(T)$, а следовательно, при учете зависимости $I_{K0} = f(T)$ и $i_K = f(T)$.

Обратный ток коллекторного перехода определяется как общий коллекторный ток, протекающий, когда цепь эмиттера разомкнута, а коллектор имеет нормальное рабочее напряжение:

$$I_{K0} = \left(\frac{qn_i^2 D_p}{N_K L_p} + \frac{qn_i^2 W_K}{N_p \tau_n} \right) S_K. \quad (8.51)$$

Входящие в уравнение (8.51) величины D_p , L_n и L_p хотя и зависят от температуры, но, как показано в гл. 7, в диапазоне $(-70 \div +90)^\circ \text{C}$ изменяются значительно слабее величины n_i^2 . Величина же n_i^2 весьма сильно зависит от температуры. Поэтому температурные изменения величины I_{K0} определяются в основном температурными изменениями n_i^2 .

Поскольку коллекторная область является более высокоомной, чем у бездрейфового транзистора, а размеры коллекторной области много больше размеров активной области, то, как видно из соотношения (8.51), у дрейфовых транзисторов величина тока $I_{к0}$ состоит преимущественно из электронного тока коллектора.

Зависимость относительного изменения тока $I_{к0}$ от температуры приближенно можно определить из соотношения

$$\frac{dI_{к0}}{I_{к0}} = \frac{q\Delta\mathcal{E}}{kT^2} dT. \quad (8.52)$$

Эта величина для германия, имеющего $\Delta\mathcal{E} = 0,72$ эв, составляет около 8% на градус.

Необходимо иметь в виду, что как германиевые, так и кремниевые транзисторы, выпускаемые в настоящее время, имеют обратные токи, превышающие величины, определенные из теоретических соотношений. Теоретическое рассмотрение зависимости $i_{к0} = f(T)$ показывает, что эта зависимость определяется совокупностью многих факторов, из которых не все поддаются точному учету. Одним из главных технологических недостатков триодов, выпускаемых в настоящее время, является появление избыточных токов, не связанных с термической генерацией пар носителей (токов утечки, текущих через коллекторный переход). Исследование зависимости $I_{к0} = f(T)$ показывает, что наличие утечки оказывает существенное влияние на характер изменения тока $i_{к0}$ при низких и средних температурах. Такое резкое изменение тока $I_{к0}$ наблюдалось у триодов с большими утечками, составляющими значительную часть тока $I_{к0}$. Однако у подавляющего большинства триодов при изменении температуры до $(70 \div 80)^\circ\text{C}$ ток утечки изменяется незначительно (в два-три раза).

Экспериментальные исследования показали, что у германиевых дрейфовых транзисторов зависимость тока $I_{к0} = f(T)$ достаточно хорошо согласуется с выражением

$$I_{к0} = (I_{к0})_{T_1} e^{K(T-T_1)}, \quad (8.53)$$

где $(I_{к0})_{T_1}$ — значение тока при температуре T_1 .

Коэффициент K , входящий в формулу (8.53), для германиевых триодов примерно равен

$$K = (0,075 \div 0,08) \frac{1}{\text{град}}.$$

При пониженных температурах зависимость $I_{\text{к0}} = f(T)$ отклоняется от выражения (8.53) из-за влияния токов утечки, значительно слабее зависящих от температуры.

Поскольку ток утечки i_y с температурой изменяется мало, то при практических расчетах зависимости $I_{\text{к0}} = f(T)$ можно пренебречь температурными изменениями тока утечки, т. е. считать его неизменным.

Из рассмотрения температурных зависимостей параметров постоянного тока транзистора можно сделать вывод, что нестабильность его режима в диапазоне температур в основном определяется:

а) изменением напряжения на эмиттерном переходе u_a , смещенном в прямом направлении;

б) изменениями обратного тока коллекторного перехода $I_{\text{к0}}$;

в) изменениями коэффициента передачи тока α_0 (или B_0 в схеме с общим эмиттером);

г) явлением умножения носителей в коллекторном переходе при повышенных температурах.

Изменение этих параметров приводит к сдвигу входной, переходной и выходной характеристик транзистора и изменению их наклона, т. е. к изменению параметров переменного тока.

Согласно ОТУ все типы маломощных германиевых дрейфовых транзисторов могут работать в пределах от $(-60 \text{ до } +85)^\circ \text{C}$. При этом надо иметь в виду, что предельно допустимые значения мощности, рассеиваемой коллектором для маломощных германиевых транзисторов, снижаются примерно на 20 мвт через каждые 10°C при повышенных температурах:

$$P_{\text{к доп}} = \frac{100^\circ \text{C} - t_{\text{корп}}^\circ}{0,5} \text{ [мвт]}. \quad (8.54)$$

Кремниевые транзисторы имеют более широкий температурный диапазон $(-60 \div +125)^\circ \text{C}$. Предельно допустимая мощность, рассеиваемая маломощным крем-

ниевым транзистором, может быть определена из соотношения

$$P_{\text{к доп}} = \frac{150^\circ \text{С} - t_{\text{корп}}}{0,5} [\text{мвт}]. \quad (8.55)$$

При расчете схем на транзисторах следует учитывать, что статические характеристики дрейфовых транзисторов очень существенно различаются у отдельных образцов одного типа и в значительной степени зависят от температуры.

Повышение внешней температуры вызывает изменение постоянных токов и напряжений, смещение рабочей точки, сдвиг и изменение входной, переходной и выходной статических характеристик транзистора.

В результате такого сдвига при неизменных напряжениях смещения на электродах происходит изменение режима работы транзистора. Например, при заданном постоянном напряжении $u_{\text{эб}}$ повышение температуры вызывает увеличение тока коллектора и базы. Если во внешних цепях транзистора имеются активные сопротивления, то указанные изменения токов $i_{\text{к}}$ и $i_{\text{б}}$ приводят к изменению напряжений на переходах транзистора, т. е. к изменению режима работы по постоянному току.

Кроме температурной зависимости указанных статических величин, надо учитывать технологический разброс, который у современных транзисторов одного типа сравнительно велик. В практических схемах этот разброс статических параметров оказывает такое же влияние на работу транзисторных устройств, как и изменение температуры, поэтому при замене транзисторов нужно ограничить влияние разброса параметров такими же методами, как и при компенсации температурных изменений т. е. введением отрицательной обратной связи или применением других методов. Происходящее под действием температуры смещение характеристик может быть нейтрализовано соответствующим смещением рабочей точки транзистора. В литературе описан ряд методов автоматического смещения рабочей точки транзистора, обеспечивающий неизменность того или иного параметра транзистора (B_0 , $u_{\text{эб}}$, $i_{\text{э}}$ и т. д.) [16, 71, 77 и др.]. Однако при рассмотрении вопросов стабилизации режима дрейфовых транзисторов необходимо

иметь в виду, что у дрейфовых транзисторов величина тока $I_{к0}$ значительно меньше, чем у обычных бездрейфовых транзисторов, и нестабильность режима, обусловленная u_0 , B_0 и ξ , может оказаться сравнимой с нестабильностью, вызванной изменениями тока $I_{к0}$, или даже превышать ее.

8.9. СРАВНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ СВОЙСТВ ДРЕЙФОВЫХ И БЕЗДРЕЙФОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования позволяют выяснить характер и величину температурных изменений параметров не только германиевых дрейфовых транзисторов, но и транзисторов бездрейфового типа, так как полученные в гл. 7 и 8 соотношения для подвижностей дырок и электронов, предельной частоты, диффузионных постоянных, удельного сопротивления и других величин могут быть использованы для расчета температурных зависимостей параметров бездрейфовых германиевых транзисторов.

Температурные зависимости и выводы о влиянии концентрации примесей и температуры на полупроводниковые материалы, приведенные в гл. 7 при рассмотрении параметров дрейфовых транзисторов, являются общими для дрейфовых и бездрейфовых транзисторов.

Из теоретического и экспериментального исследования температурных свойств дрейфовых транзисторов можно сделать следующие выводы.

Максимальная температура, при которой триоды еще могут удовлетворительно работать, определяется переходом к режиму собственной проводимости, зависящей от удельного сопротивления исходного полупроводникового материала. Исследования физических параметров дают возможность сделать вывод, что при изготовлении транзисторов из полупроводникового материала с удельным сопротивлением менее $0,5 \text{ ом} \cdot \text{см}$ германиевые триоды могут быть работоспособны при температурах порядка 90°C и даже выше.

Минимальная температура определяется степенью ионизации примесных атомов. Эта ионизация сохраняет значение, обеспечивающее работоспособность транзисторов при температурах порядка 150°K .

Наиболее сильно подвержены влиянию температуры плотности, подвижности, диффузионные постоянные основных носителей, предельная частота теоретической модели и пролетное время носителей зарядов. Степень изменения этих величин зависит от концентрации примеси в полупроводнике.

Сравнительная оценка физических параметров германиевых полупроводниковых триодов, изготавливаемых из высокоомного и низкоомного полупроводникового материала, показывает, что дрейфовые полупроводниковые транзисторы с большим перепадом концентрации примеси в базе (изготавливаемые из высокоомного полупроводника) обладают лучшими частотными свойствами по сравнению с транзисторами, изготавливаемыми из низкоомного полупроводника (так как имеют более высокое значение средней подвижности и малые емкости перехода), но худшими температурными свойствами вследствие более сильной зависимости величин $\mu_{p\text{ ср}}$, $D_{p\text{ ср}}$, f_{β} и т. д. от температуры.

Рассмотрение физических параметров дрейфовых и бездрейфовых германиевых транзисторов показывает, что изменение температуры влияет на дрейфовые транзисторы слабее, чем на бездрейфовые, что объясняется наличием у дрейфовых транзисторов в целом более низкоомной базы.

Дрейфовые транзисторы имеют значительно меньшую величину омического сопротивления базы, чем бездрейфовые транзисторы, и слабую зависимость этого сопротивления от температуры.

Дрейфовые транзисторы имеют высокоомную коллекторную область, поэтому для таких транзисторов характерно наличие явления умножения, приводящего к резкому росту коэффициента передачи тока с возрастанием температуры.

Исследования показывают, что температурная нестабильность Y -параметров дрейфовых полупроводниковых триодов выражена значительно слабее, чем у обычных бездрейфовых полупроводниковых триодов. Сравнительно слабые изменения параметров Y_{11} , Y_{12} , и Y_{22} на высоких частотах в интервале температур $(200—360)^{\circ}\text{K}$, т. е. до значений, соответствующих переходу к режиму собственной проводимости, применительно к схемам усилителей высокой частоты означают, что

температура слабо влияет на условия нейтрализации внутренних обратных связей посредством внешних цепей, а также на резонансные частоты и полосы пропускания межкаскадных резонансных систем. Последнее особенно существенно для усилителей с взаимно расстроенными контурами. Изменение параметра Y_{21} в указанном интервале температур оказывается значительным. Это обстоятельство является существенным, особенно для многокаскадных схем, так как оно означает изменение усиления каждого каскада примерно на 3 дБ. Эта неустойчивость не ликвидируется полностью обычными схемами температурной компенсации по току $i_{к0}$ и должна учитываться при проектировании аппаратуры путем выбора соответствующих запасов усиления, введения эффективных схем автоматической регулировки усиления или схем компенсации усиления с термисторами и тому подобными способами.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ТЕХНИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ ОТЕЧЕСТВЕННЫХ ТРАНЗИСТОРОВ ДРЕЙФОВОГО ТИПА

Дрейфовые транзисторы, изготавливаемые методом «вплавления-диффузии», являются одними из наиболее высокочастотных транзисторов, выпускаемых в настоящее время. Как было сказано выше, такие транзисторы получили название дрейфовых по принципу их работы. По принципу изготовления разработчики часто называют их диффузионными.

В настоящее время нашей промышленностью освоен выпуск таких транзисторов, изготавливаемых как на базе германия, так и на базе кремния.

Наличие нескольких подтипов одного и того же типа транзистора есть следствие технологического разброса параметров при производстве транзисторов. Для расчета параметров дрейфовых транзисторов и зависимости их от температуры, а также для расчета транзисторных схем необходимо знать конструктивные и технологические данные таких приборов и возможные режимы их работы.

В настоящей главе приводятся технические данные отечественных транзисторов, их типовые характеристики и электрические параметры [74].

Приводимые ниже параметры дрейфовых транзисторов носят скорее ориентировочный характер, чем справочный, поскольку величины, приведенные в таблицах, взяты частично из действующих технических условий на транзисторы, частично являются результатами обследования транзисторов различными авторами. В процессе производства и усовершенствования транзисторов эти параметры могут претерпевать изменения.

ГЕРМАНИЕВЫЕ ДРЕЙФОВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ ТИПА П401, П402, П403 и П403А

Дрейфовые транзисторы типа П401, П402, П403 и П403А изготавливаются методом сплавления-диффузии (методом двойной диффузии примесей из сплава). Исходным материалом для изготовления транзисторов является германий p -типа $\rho = (0,8 \div 1) \text{ ом} \cdot \text{см}$. На кристалле исходного германия делаются углубления (лунки), внутри которых путем диффузии из сурьмы (из паровой фазы) создается слой германия n -типа толщиной 20 мк. На соединительный n -слой в лунках наносятся два кусочка сплавов, после чего кристалл с ку-

Таблица 32

Физические параметры дрейфовых транзисторов П401, П402, П403 и П403А	Величина
Концентрация примесей в эмиттере	$N_{pэ}=10^{19} \text{ см}^{-3}$
Концентрация примесей в базе у эмиттерного перехода	$N_э=(2\div3)\cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$
Концентрация примесей в соединительном слое	$N_I=(1\div2)\cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$
Сопротивление исходного германия	$\rho=(0,8\div1) \text{ ом}\cdot\text{см}$
Ширина базы	$W=(3\div5)\cdot 10^4 \text{ см}$
Ширина соединительного слоя	$W_I=(15\div20)\cdot 10^{-4} \text{ см}$
Площадь эмиттерного перехода	$S_э=0,0178 \text{ мм}^2$
Площадь коллекторного перехода	$S_K=(0,06\div0,1) \text{ мм}^2$

сочками сплавов подвергается термообработке. В результате термообработки производится процесс сплавления-диффузии (см. гл. 2). Один из кусочков сплава служит для образования эмиттерного перехода. Этот сплав имеет в своем составе *n*- и *p*-примеси (Pb, Sb, Ga). В процессе сплавления-диффузии образуется тонкая *n*-область толщиной 2—5 мк, соединенная с *n*-слоем, нанесенным в лунке. Сама капля после затвердевания образует эмиттерную *p*-область, так как *p*-примеси больше растворяются в твердом германии.

Второй сплав имеет только *n*-примеси. Он служит для создания вывода базы. Параметры транзисторов приводятся в табл. 32 и 33

Таблица 33

Электрические параметры	П401	П402	П403	П403А
Максимальная частота генерации, Мгц	30	60	120	120
Обратный ток коллекторного перехода $I_{к0}$, мка (при $u_{кб}=-5 \text{ в}$)	1,5	1	1	1
Коэффициент передачи тока на частоте 1 кгц в схеме с общей базой, не менее	0,98	0,98	0,99	0,99
Произведение $r'_б C_{кп}$, нсек	1 500	400	200	200
Наибольший ток коллектора, ма	10	10	10	10
Наибольшее напряжение коллектор— эмиттер при разомкнутой базе, в	—10	—10	—10	—10
Наибольшее обратное напряжение эмитер—база при разомкнутом кол- лекторе, в	—1	—1	—1	—1
Наибольшая общая мощность, рассеи- ваемая прибором при температуре ок- ружающей среды +20°C, мвт	50	50	50	50
Наибольшая температура перехода, °C	+85	+85	+85	+85
Наименьшая температура корпуса, °C	—60	—60	—60	—60

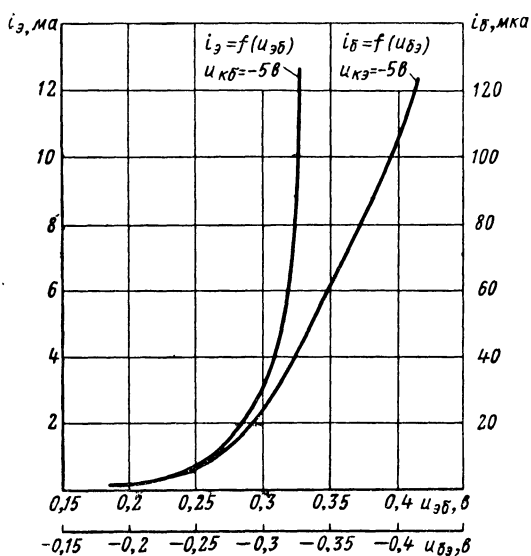


Рис. П.1. Типовые входные характеристики транзисторов П401—П403А для схемы с общей базой и схемы с общим эмиттером.

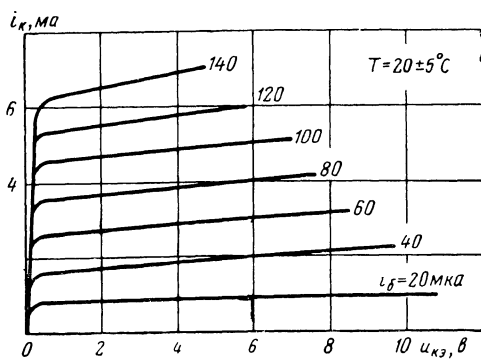


Рис. П.2. Типовые выходные характеристики транзисторов П401—П403А для схемы с общим эмиттером.

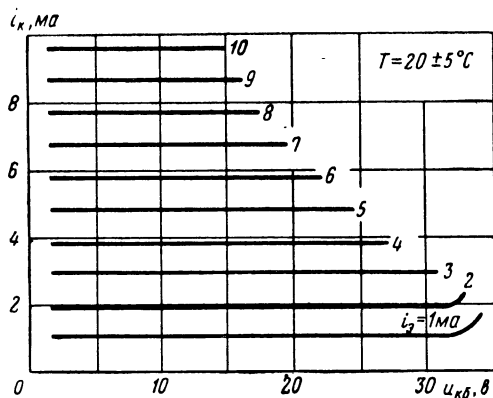


Рис. П.3. Типовые выходные характеристики транзисторов П401—П403А для схемы с общей базой.

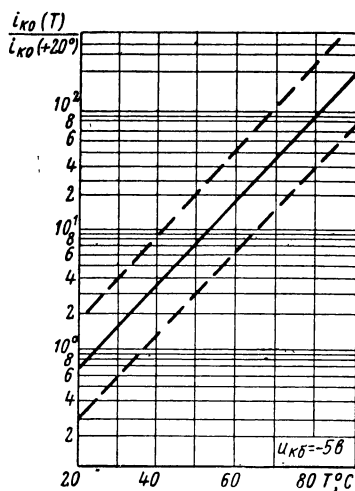


Рис. П.4. Зависимость обратного тока коллекторного перехода от температуры окружающей среды транзисторов П401—П403А:

— типовой зависимости,
 — — — границы 80%-ного разброса.

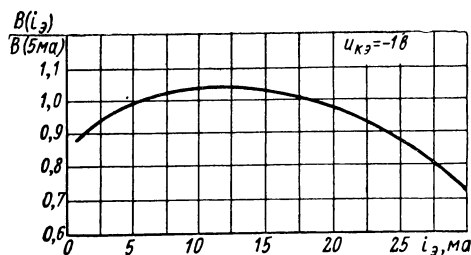


Рис. П.5. Зависимость коэффициента усиления от тока эмиттера транзисторов П401—П403А.

ГЕРМАНИЕВЫЕ ДРЕЙФОВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ ТИПА П410, П411

Эти транзисторы имеют почти ту же технологию изготовления, что и транзисторы типа П401, П403. Однако для увеличения предельной частоты они имеют меньшие размеры лунки и кусочков сплава. Это приводит к уменьшению емкостей эмиттера и коллектора, но значительно усложняет технологию. Транзисторы имеют более тонкий соединительный слой в лунке, так как более толстый слой не проплавляется малыми кусочками сплава.

Для улучшения частотных свойств транзисторы делаются в специальном корпусе, что обеспечивает меньшие индуктивности и емкости выводов. Основные параметры транзисторов приводятся в табл. 34 и 35.

Таблица 34

Физические параметры транзисторов П410 и П411	Величина
Концентрация примесей в эмиттере	$N_{pэ}=10^{19} \text{ см}^{-3}$
Концентрация примесей в базе у эмиттера	$N_a=(2\div 3)\cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$
Сопротивление исходного германия	$\rho=(0,7-1) \text{ ом}\cdot\text{см}$
Концентрация примесей в соединительном слое	$N_I=(1\div 3)\cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$
Ширина базы	$W=(2\div 2,5)\cdot 10^{-4} \text{ см}$
Ширина соединительного слоя	$W_1=(12\div 16)\cdot 10^{-4} \text{ см}$
Площадь эмиттерного перехода	$S_a=0,05 \text{ мм}^2$
Площадь коллекторного перехода	$S_K=0,017 \text{ мм}^2$

Типовые электрические параметры транзисторов	П410	П410А	П411	П411А
Максимальная частота генерации [Мгц], не менее	200	200	400	400
Обратный ток коллекторного перехода $I_{ко}$ [мкА], не более	2	2	2	2
Коэффициент передачи тока в схеме с общей базой на частоте 1 кГц	0,965÷0,99	0,99÷0,996	0,965÷0,99	0,99÷0,996
Произведение $r'_б C_{кп}$ [мксек], не более	300	300	200	200
Наибольший ток коллектора, мА	20	20	20	20
Наибольшее напряжение коллектор—эмиттер при разомкнутых электродах эмиттера, в	8	8	8	8
Общая мощность, рассеиваемая прибором, мвт	100	100	100	100
Емкость коллекторного перехода $C_{кп}$, пф (при $u_k = -5$ в)	2—4	2—4	2—4	2—4

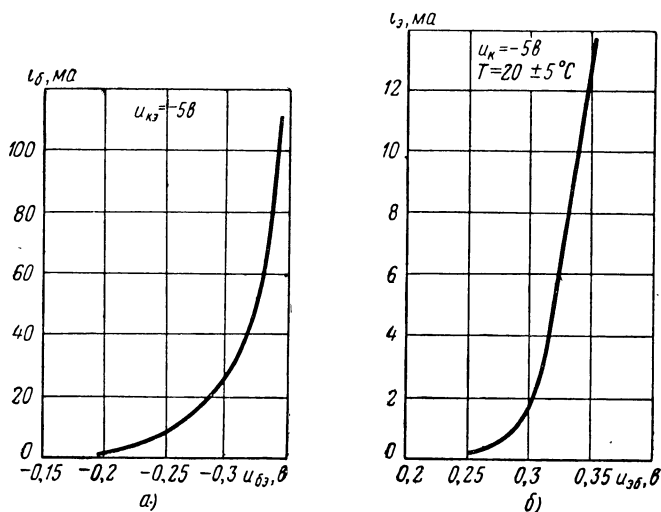


Рис. П.6. Типовые входные характеристики транзисторов П410—П411А:

а — для схемы с общим эмиттером, б — для схемы с общей базой.

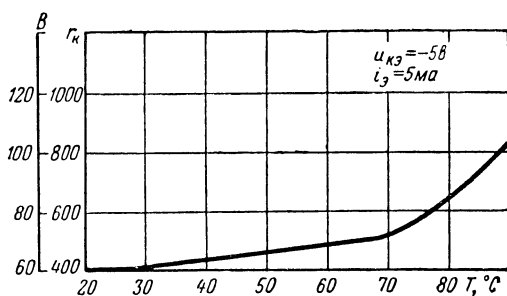


Рис. П.7. Зависимость коэффициента усиления по току от температуры окружающей среды транзисторов П410—П411А.

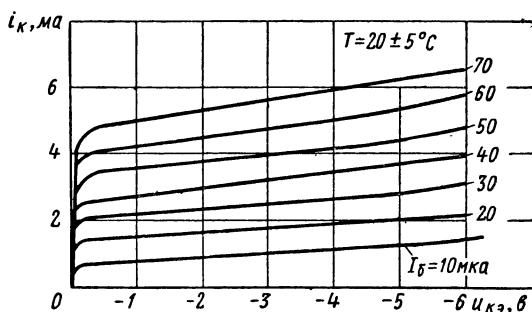


Рис. П.8. Типовые выходные характеристики транзисторов П410—П411А в схеме с общим эмиттером.

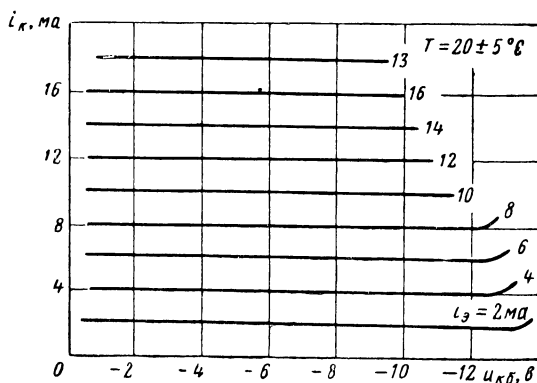


Рис. П.9. Типовые выходные характеристики транзисторов П410—П411А в схеме с общей базой.

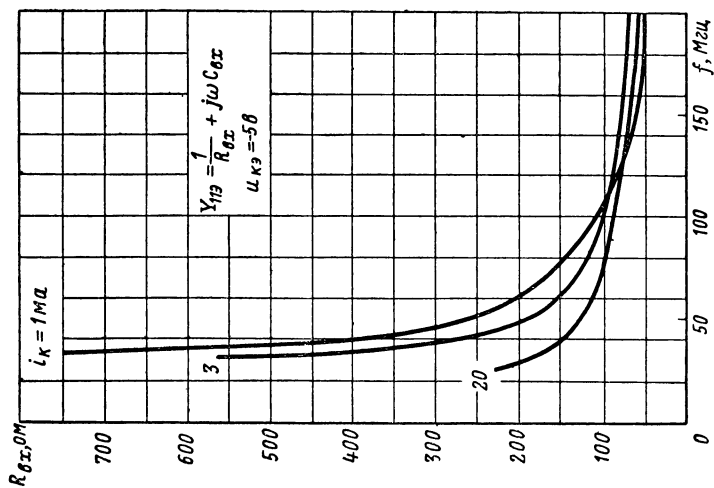


Рис. П.10. Зависимость входного сопротивления от частоты транзисторов П411 в схеме с общим эмиттером.

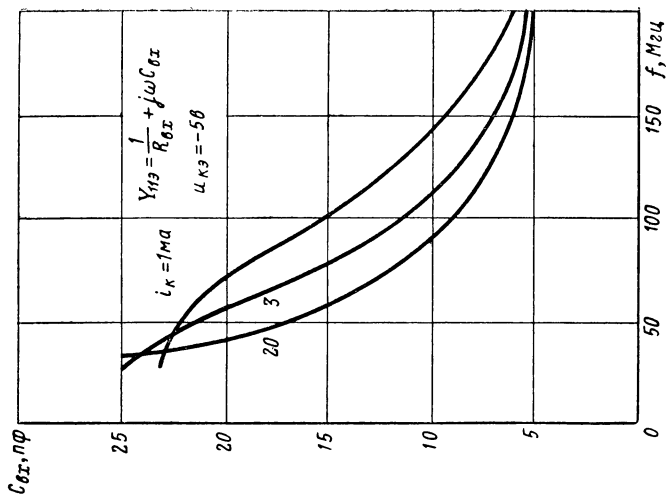


Рис. П.11. Зависимость входной емкости от частоты транзисторов П411 в схеме с общим эмиттером.

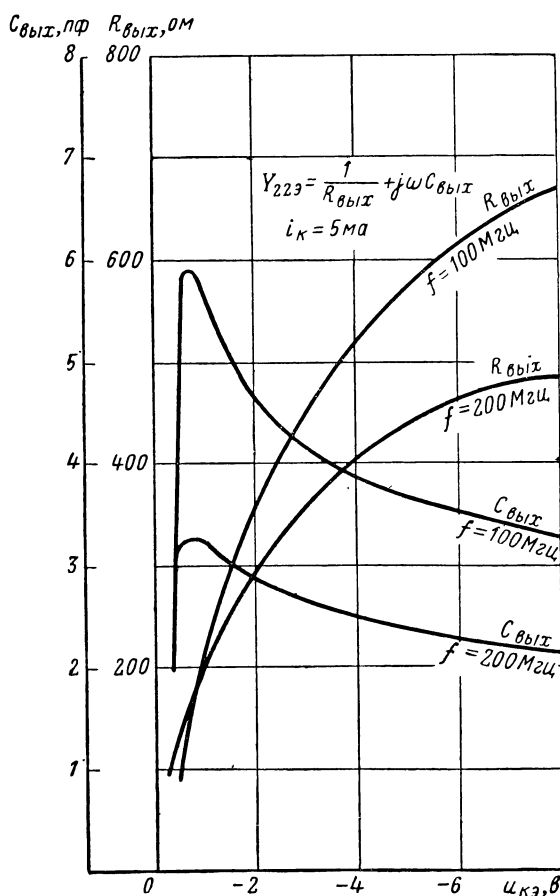


Рис. П.12. Зависимость выходного сопротивления и емкости от напряжения коллектора транзисторов П411.

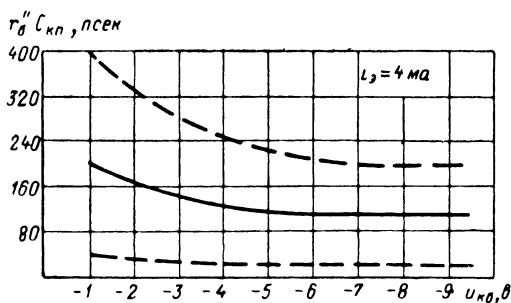


Рис. П.13. Зависимость произведения сопротивления базы на емкость коллекторного перехода от напряжения коллектор — база транзисторов П410—П411А:
 ——— типовой зависимости; — — — границы 80%-ного разброса.

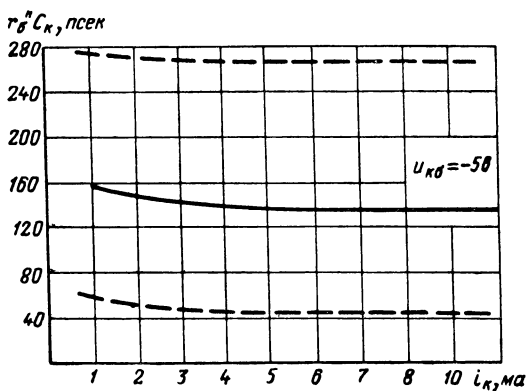


Рис. П.14. Зависимость $r''_б C_{кп}$ от тока эмиттера транзисторов П410—П411А:
 ——— типовой зависимости; — — — границы 80%-ного разброса.

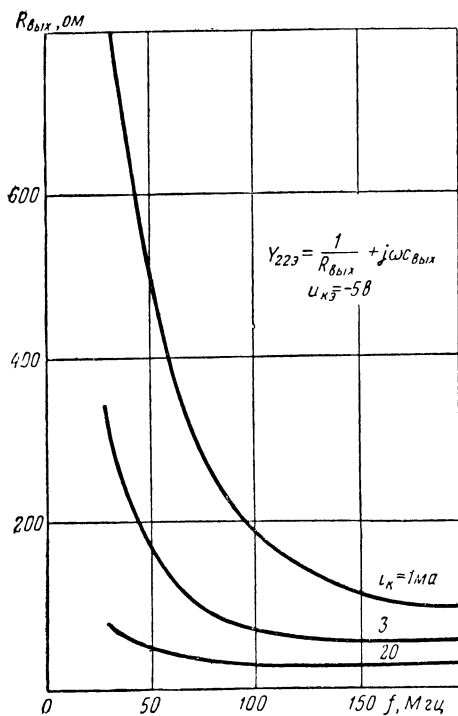


Рис. П.15. Зависимость выходного сопротивления от частоты транзисторов П411 в схеме с общим эмиттером.

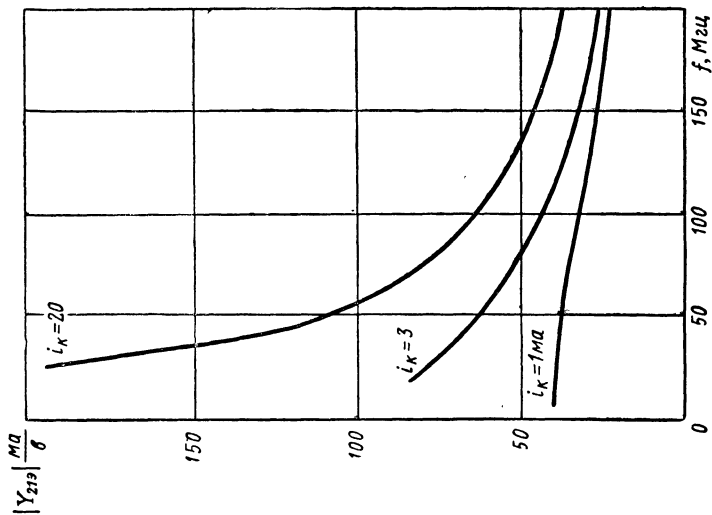


Рис. П.16. Зависимость модуля крутизны от частоты транзисторов П411.

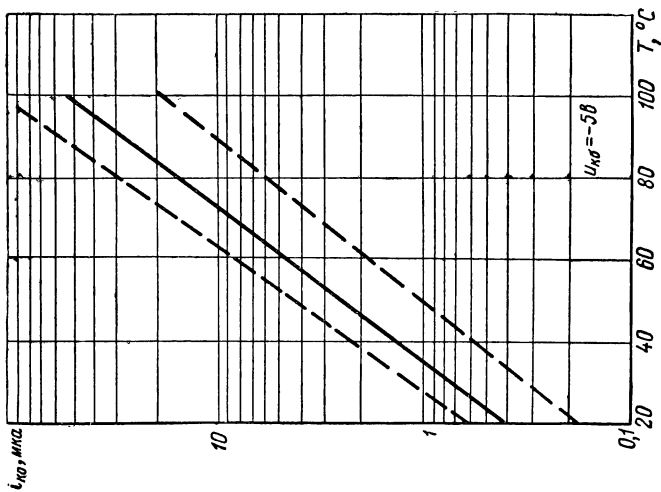


Рис. П.17. Зависимость обратного тока коллекторного перехода от температуры транзисторов П410—П411А:
— типовой зависимости; --- границы 80%-ного разброса.

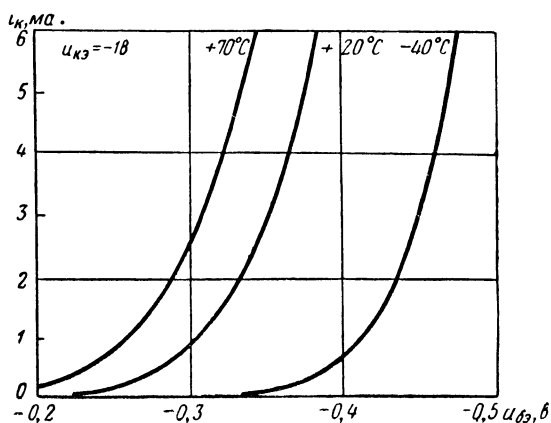


Рис. П.18. Статические характеристики $i_K = f(u_{БЭ})$ при $u_{КЭ} = \text{const}$ транзисторов П410—П411 при различных температурах.

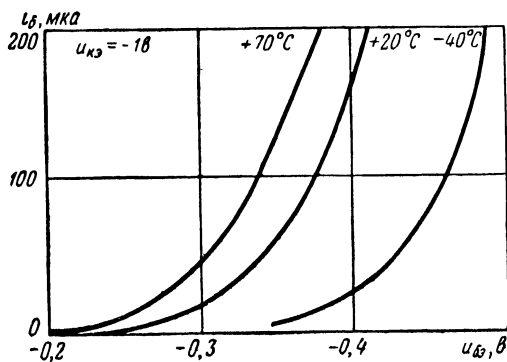


Рис. П.19. Статические характеристики $i_Б = f(u_{БЭ})$ при $u_{КЭ} = \text{const}$ транзисторов типа П410, П411 при температурах 70°C , 20°C и -40°C .

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕРМАНИЕВЫХ ДРЕЙФОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ П414, П414А, П414Б, П415, П415А, П415Б

Ниже приводятся электрические параметры (табл. 36) и характеристики германиевых дрейфовых транзисторов типа П414—П415Б, которые изготавливаются тем же методом, что и транзисторы, описанные в предыдущем параграфе, и имеют примерно те же значения концентрации примесей в различных областях транзистора. Основные характеристики транзисторов приведены на рис. П.20—П.27.

Т а б л и ц а 36

Электрические параметры транзисторов	П414	П414А	П414Б	П415	П415А	П415Б
Максимальная частота генерации $[Mгц]$, не менее	60	60	60	120	120	120
Обратный ток коллекторного перехода $I_{к0}$, <i>мкА</i> (при $u_k = -5$ в)	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5
Коэффициент усиления по току в схеме с общим эмиттером	25—100	60—120	100—200	25—100	60—120	100—200
Произведение $r_6'' C_{кп}$ $[нсек]$ на высокой частоте, не более	800	800	800	400	400	400
Наибольший ток коллектора, <i>мА</i>	10	10	10	10	10	10
Наибольшее напряжение коллектор—эмиттер при разомкнутых электродах эмиттера, <i>в</i>	10	10	10	10	10	10
Максимально допустимая мощность, рассеиваемая прибором при $T=20^\circ C$, <i>мвт</i>	100	100	100	100	100	100
Емкость коллекторного перехода $C_{кп}$, <i>пф</i> (при $u_k = -5$ в)	8,5	8,5	8,5	8	8	8

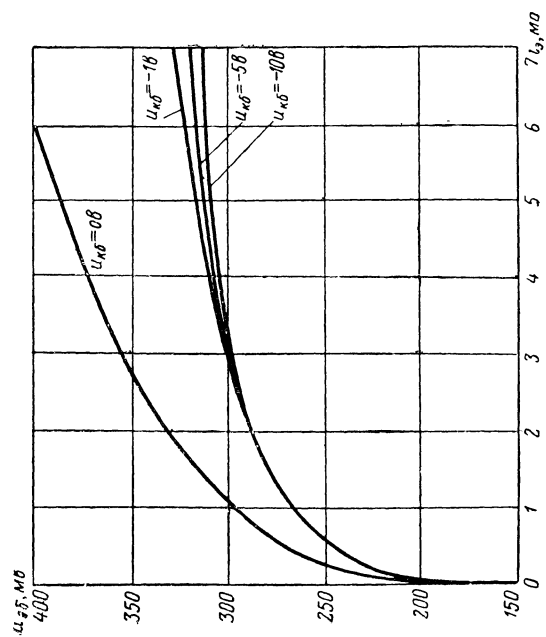


Рис. П.20. Типовые характеристики $i_{a6} = f(i_{c6})$ при $u_{к6} = \text{const}$ для схемы с ОБ транзисторов П414—П415Б.

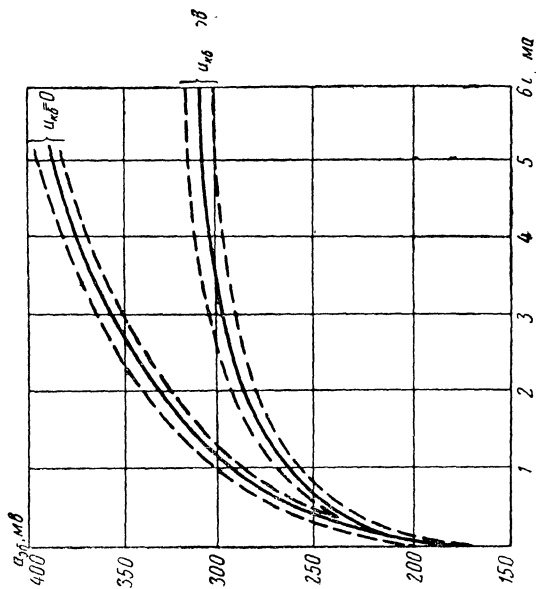


Рис. П.21. Границы 80%-ного разброса входных характеристик $i_{a6} = f(i_{c6})$ при $u_{к6} = \text{const}$ (—) и типовая характеристика (---) для транзисторов П414—П415Б.

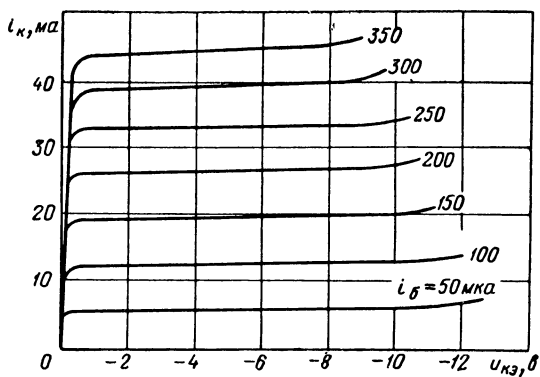


Рис. П.22. Типовые выходные характеристики транзисторов П414Б, П415Б в схеме с ОЭ.

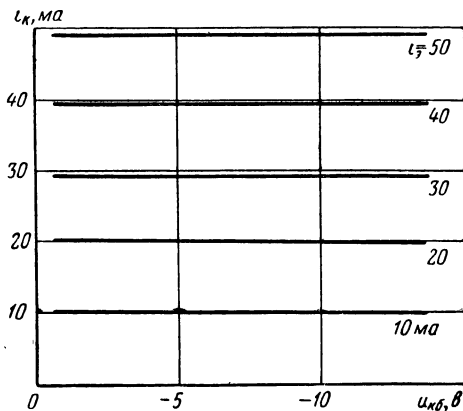


Рис. П.23. Типовые выходные характеристики транзисторов П414—П415 в схеме с ОБ.

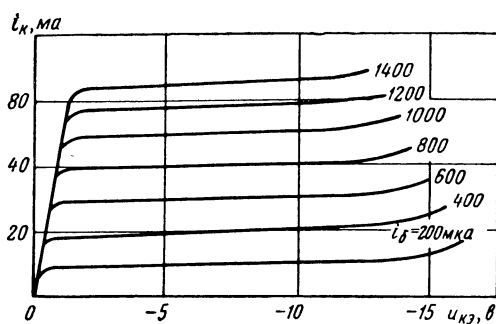


Рис. П.24. Типовые выходные характеристики транзисторов П414, П415 в схеме с ОЭ.

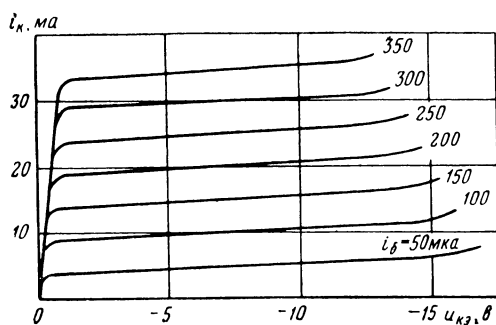


Рис. П.25. Типовые выходные характеристики транзисторов П414А, П415А в схеме с ОЭ.

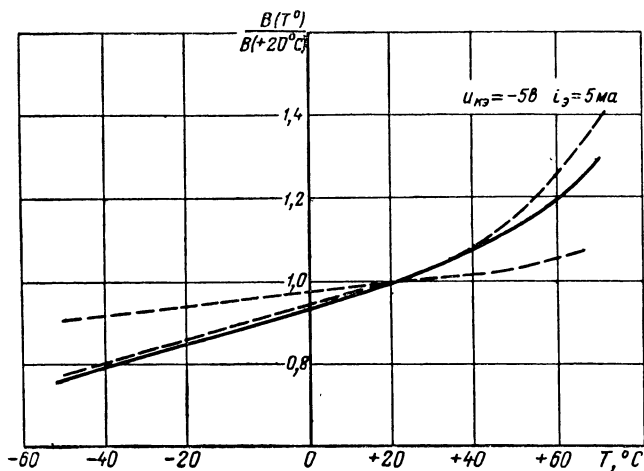


Рис. П.26. Зависимость коэффициента усиления по току от температуры окружающей среды транзисторов П414—П415:

—— типовая зависимость; — — границы 80%-ного разброса.

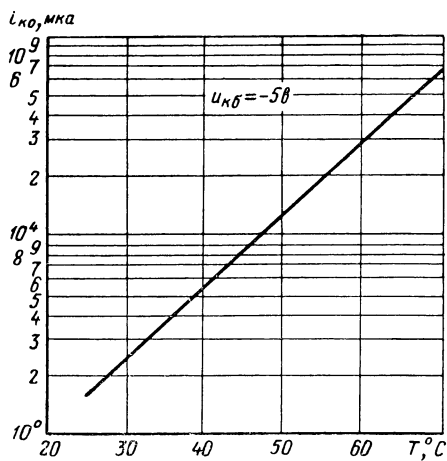


Рис. П.27. Зависимость обратного тока коллекторного перехода от температуры окружающей среды транзисторов П414—П415.

ГЕРМАНИЕВЫЕ ДРЕЙФОВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ П416, П416А, П416Б

Транзисторы типа П416, П416А, П416Б имеют более высокую величину допустимого обратного напряжения на переходе эмиттер—база $u_{эб}$ (порядка 3 в) по сравнению с триодами П401, П403, П410, П411, П414, П415 (порядка 0,5—1 в), что позволяет гораздо шире применять их в импульсных, генераторных и других транзисторных устройствах.

Технология изготовления таких транзисторов несколько отличается от технологии изготовления транзисторов типа П401—П403, П410, П411 и др. применением новых сплавов, созданием специальной структуры соединительного слоя и выбором режима сплавления-диффузии. Основные параметры транзисторов приведены в табл. 37.

Таблица 37

Электрические параметры	П416	П416А	П416Б
Предельная частота коэффициента переноса $[Mгц]$, не менее	80	100	100—120
Коэффициент усиления по току в схеме с общим эмиттером	25—75	50—120	80—200
Обратный ток коллекторного перехода $I_{ко}$, $мкА$ (при $u_k = -5$ в, $T = 20^\circ C$)	2	2	2
Произведение $r''C_{кп}$, $мксек$ (при $u_k = -5$ в, $i_a = 5$ $мА$, $f = 5$ $Mгц$)	500	500	500
Ток коллектора, $мА$	15	15	15
Ток коллектора в импульсе или режиме переключения, $мА$	120	120	120
Напряжение коллектор—эмиттер при короткозамкнутых электродах эмиттера и базы, в	15	15	15
Мощность, рассеиваемая прибором, $мвт$	100	100	100
Емкость коллекторного перехода, $пф$ (при $u_k = -5$ в)	5	5	5
Обратное напряжение эмиттер—база, в	3	3	3

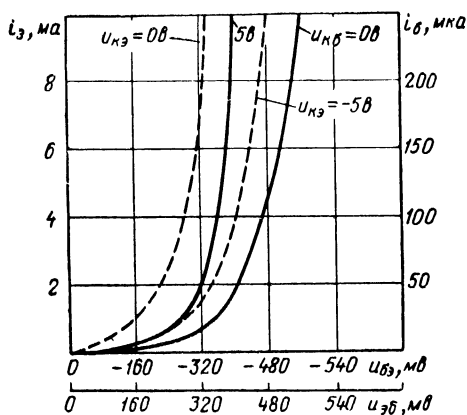


Рис. П.28. Типовые входные характеристики транзисторов П416—П416Б в схеме с общей базой (—) и с общим эмиттером (---).

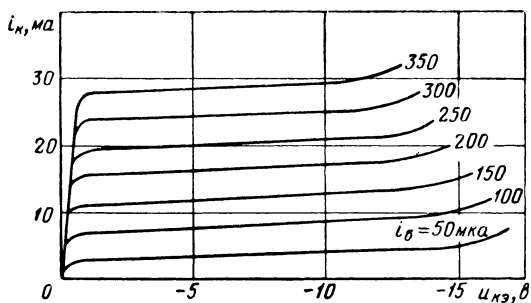


Рис. П.29. Типовые выходные характеристики транзисторов П416А для схемы с общим эмиттером.

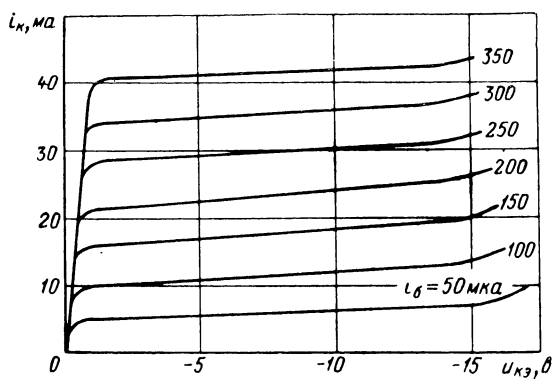


Рис. П.30. Типовые выходные характеристики транзисторов П416Б для схемы с общим эмиттером.

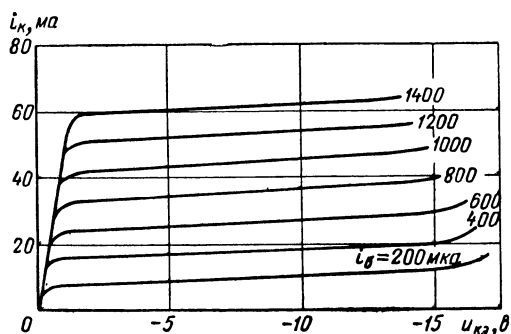


Рис. П.31. Типовые выходные характеристики транзисторов П416 в схеме с общим эмиттером.

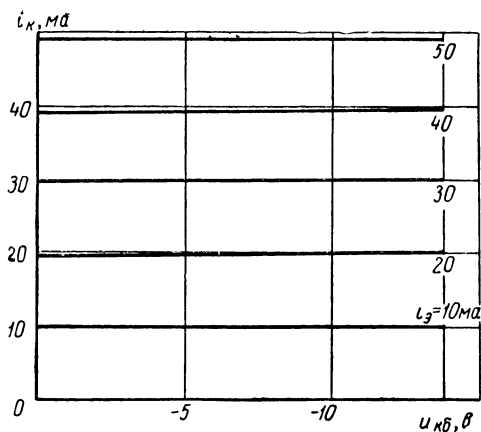


Рис. П.32. Типовые выходные характеристики транзисторов П416—П416Б в схеме с общей базой.

Рис. П.33. Зависимость коэффициента усиления по току от тока эмиттера транзисторов П416—П416Б.

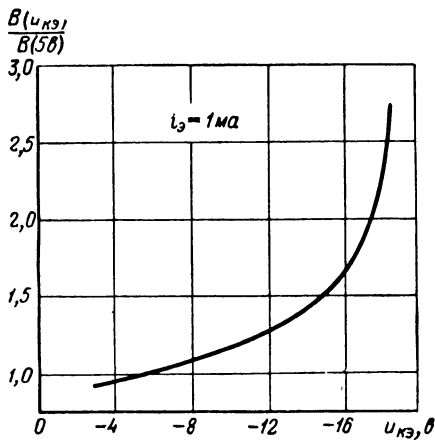
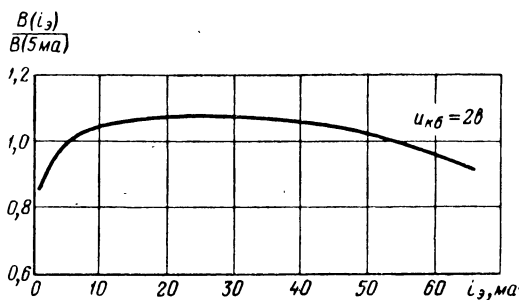


Рис. П.34. Зависимость коэффициента усиления по току от напряжения коллектор — эмиттер транзисторов П416—П416Б.

КРЕМНИЕВЫЕ ДРЕЙФОВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Отечественные кремниевые дрейфовые транзисторы (П501—П503) изготавливают методом двойной диффузии примесей из паровой фазы. В отличие от германия кремний имеет меньшие коэффициенты диффузии *n*-примесей и более высокие коэффициенты диффузии *p*-примесей.

В кремниевом транзисторе, изготовленном методом двойной диффузии из паровой фазы, необходимо считаться с наличием области тормозящего поля в базе. Электрические параметры кремниевых дрейфовых транзисторов приведены в табл. 38.

Т а б л и ц а 38

Типовые электрические параметры	П501	П501А	П502	П502А	П502Б	П502В	П503	П503А
Максимальная частота генерации, <i>Мгц</i>	10	10	30	30	30	30	60	60
Коэффициент усиления по току в схеме с общим эмиттером	9	19	9	19	9	19	9	19
Обратный ток коллекторного перехода $i_{к0}$ [<i>мкА</i>] при разомкнутом эмиттере и $T=120^{\circ}\text{C}$, не более	100	100	120	100	100	100	100	100
Наибольший ток эмиттера, <i>мА</i>	10	10	10	10	10	10	10	10
Предельно допустимое напряжение коллектор—база, <i>В</i>	20	20	20	20	30	30	20	20
Предельно допустимое обратное напряжение эмиттер—база $U_{об}$, <i>В</i>	1	1	3	3	3	3	3	3
Наибольшая мощность, рассеиваемая прибором при $T=60^{\circ}\text{C}$, <i>мВт</i>	150	150	150	150	150	150	150	150
Емкость коллекторного перехода $C_{кп}$ [<i>пф</i>], не более	10	10	10	10	10	10	10	10

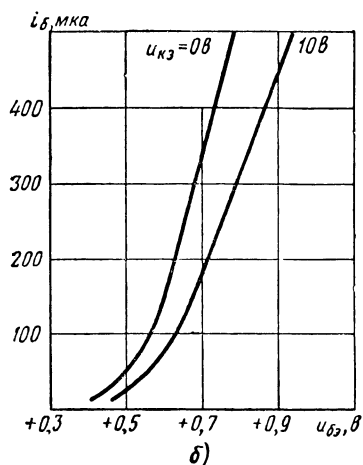
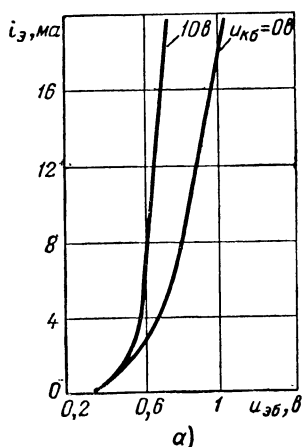


Рис. П.35. Типовые входные характеристики транзисторов П501—П503:

а — для схемы с общей базой; б — для схемы с общим эмиттером.

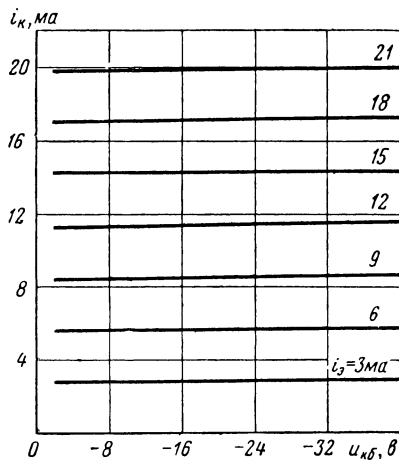


Рис. П.36. Типовые выходные характеристики транзисторов П501—П503 в схеме с общей базой.

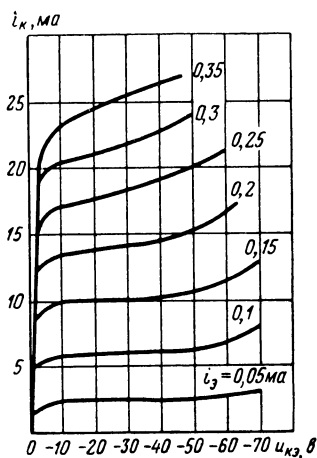


Рис. П.37. Типовые выходные характеристики транзисторов П501, П502, П502Б, П503 в схеме с общим эмиттером.

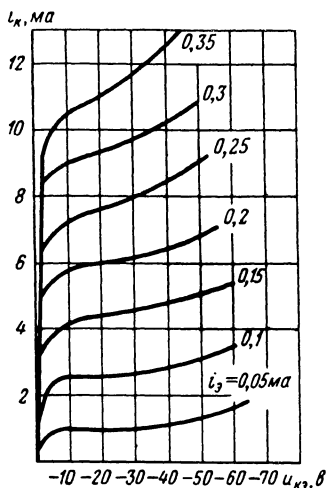


Рис. П.38. Типовые выходные характеристики транзисторов П501А, П502А, П502В, П503А в схеме с общим эмиттером.

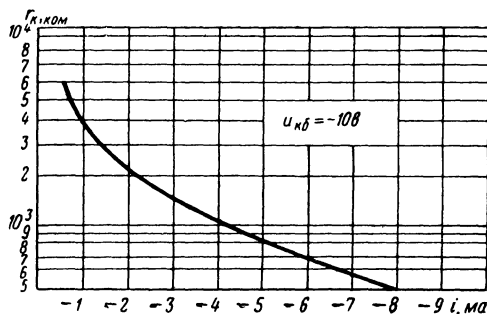


Рис. П.39. Типовая зависимость сопротивления коллекторного перехода от тока эмиттера при $U_K = \text{const.}$

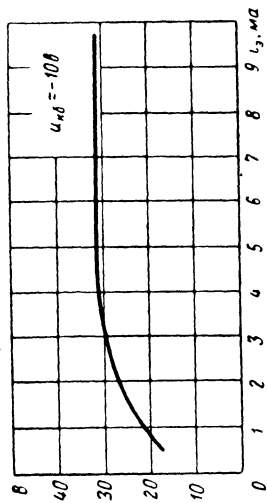


Рис. П.40. Типовая зависимость коэффициента усиления по току от тока эмиттера при $U_{кб} = \text{const.}$

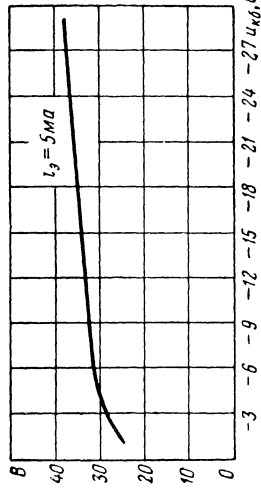


Рис. П.41. Типовая зависимость коэффициента усиления по току от напряжения на коллекторе при $I_g = \text{const.}$

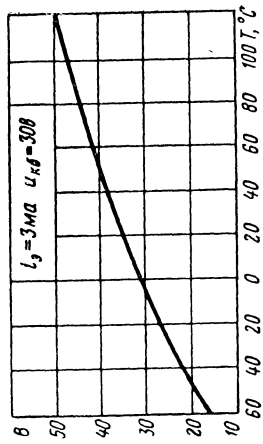


Рис. П.42. Типовая зависимость коэффициента усиления по току от температуры.

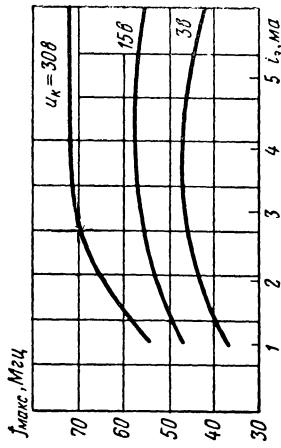


Рис. П.43. Типовая зависимость максимальной частоты генерации от тока эмиттера при $U_k = \text{const.}$

ЛИТЕРАТУРА

1. Krömer H. Naturwissenschaft, 1953, Bd. 40, S. 578.
2. Krömer H. Archiv der Elektr. Übertragung, 1954, Bd. 8, № 5, S. 223—228; № 8, S. 363—369; № 11, S. 499—504.
3. Lee C. Bell Syst. Tech. J., 1956, v. XXXV, № 1.
4. Tanenbaum M., Thomas D. E. Bell Syst. Tech. J., 1956, v. XXXV, № 1.
5. Спиридонов Н. С. Сборник трудов КВИРТУ, 1958, № 12, стр. 66—84.
6. Beale J. Proc. Phys. Soc., Sec. B., 1957, v. 70, pt. 11, № 455B.
7. Nelson J., Iwersen J., Keywell F. Proc. IRE, 1958, v. 46, № 6.
8. Самохвалов М. М. Сборник ЦБТИ Мосгорсовнархоза. Изд-во ЦБТИ, 1958, № 1.
9. Lamming J. S. Journ. Electronics and Control, First Series, 1958, v. IV, № 3.
10. Kestenbaum A. L., Ditrich N. H. RCA Review, 1957, v. XVIII, № 1.
11. Shockley W. Bell Syst. Tech. J., 1949, v. XXVIII, № 3.
12. Шокли В. Теория электронных полупроводников. Изд-во иностранной литературы, 1953.
13. Pritchard R. Proc. IRE, 1958, v. 46, № 6, p. 1130—1141.
14. Early J. Proc. IRE, 1952, v. 40, № 11, p. 1401—1406.
15. Миддлбрук Р. Д. Введение в теорию транзисторов. Атомиздат, 1960.
16. Яковчук Н. С., Челноков В. Е., Гейфман М. П. Плоскостные транзисторы. Судпромгиз, 1961.
17. Федотов Я. А. Основы физики полупроводниковых приборов. Изд-во «Советское радио», 1963.
18. Федотов Я. А. Влияние распределения примесей в базе дрейфовых триодов на их частотные свойства. «Радиотехника и электроника», 1957, т. 2, № 10.
19. Федотов Я. А. Исследование некоторых свойств дрейфовых триодов с широким коллекторным переходом. «Радиотехника и электроника», 1959, т. 4, № 4.
20. Krömer H. Transistors I. RCA Laboratories, 1956.
21. Almoud J., McIntyre R. J. RCA Review, 1957, v. XVIII, № 3.
22. Early J. Bell Syst. Tech. J., 1954, v. XXXIII, № 3.

23. Спиридонов Н. С. К вопросу о расчете предельной частоты дрейфового полупроводникового триода. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, вып. 4, Изд-во «Советское радио», 1960.

24. Prince M. B. Phys. Rev., Sec. Ser., 1953, v. 92, № 3.

25. Спиридонов Н. С. Исследование и расчет параметров высокочастотных дрейфовых полупроводниковых триодов. Диссертация, 1958.

26. Спиридонов Н. С. Сборник трудов КВИРТУ, 1958, № 12, стр. 85—99.

27. 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.

28. «Германий». Сборник переводов статей иностранных журналов, под ред. Л. А. Петрова. Изд-во иностранной литературы, 1955.

29. Moll J. L., Ross J. M. Proc. IRE, 1956, v. 44, № 1.

30. Болтакс Б. И. Диффузия в полупроводниках. Физматгиз, 1961.

31. Самохвалов М. М. Германиевые сплавные диффузионные триоды. Госэнергоиздат, 1962.

32. Каменецкий Ю. А. Эквивалентные схемы кристаллических триодов. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, вып. 2. Изд-во «Советское радио», 1957.

33. Johnston R. C. Proc. IRE, 1958, v. 46, № 5, p. 830—838.

34. Рыжов А. С. Шумы транзисторов. Изд-во ВНИТО Приборпром, 1964.

35. Hyde F. J. Proc. IEE, P. B., 1959, v. 106, № 28, p. 397—404.

36. Guggenbühl W., Wunderlin W. Archiv Elekt. Übertragung, 1958, № 5, p. 193—202.

37. Спиридонов Н. С. Сборник трудов КВИРТУ, 1958, № 14.

38. Vasseur J. P. Calcul des circuits, utilisant les transistors a jonctions aux frequences elecues. Annales de Radioelectricite, 1956, t. 11, № 44, p. 125—144.

39. Webster. Proc. IRE, 1954, v. 42, № 6, p. 914—920.

40. Fletcher H. Proc. IRE, 1957, v. 45, № 6, p. 862—872.

41. Kaufmann P. Archiv der Elektrischen Übertragung, 1959, № 4, p. 141—151.

42. Jochems P., Metelink O., Tummers L. Proc. IRE, 1958, v. 46, № 6, p. 1161—1165.

43. Shekel J. Proc. IRE, 1952, v. 40, p. 1493.

44. Knowles C. H. Electronic Industries., 1958, v. 17, № 8, p. 55—60.

45. Hiblerd R. G. Radio and Electronics Complements, 1961, № 6.

46. Nall J. Solid State Phys. Electron and Telecomm., 1960, v. 2, p. 987—993, London—New-York, 1960.

47. Bell Laboratories Record, 1960, VII, № 7, p. 273.

48. Electronics, 1958, v. 31, № 46, p. 25.

49. Мигулин И. Н. Эквивалентные схемы и параметры плоскостных полупроводниковых триодов. «Электросвязь», 1956, № 9, стр. 46—53.

50. 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.

51. Агаханян Т. М. Переходная и частотно-фазовая характеристики коэффициента передачи тока дрейфового триода. «Радиотехника», 1959, т. 14, № 12.

52. Early J. Bell System Tech. J., 1953, v. XXXII, № 6, p. 1271.

53. Мойжес Б. Я. Граничная частота дрейфового транзистора с учетом изменения тянущего поля и подвижности носителей в базе. «Физика твердого тела», 1959, т. 1, № 8, стр. 1308—1311.

54. Sugano F. and Koshiga F. Proc. IRE, 1961, v. 49, № 7, p. 1218.

55. Pritchard R. L. Proc. IRE, 1962, v. 50, № 1.

56. Varnerin L. J. Proc. IRE, 1959, v. 47, № 4, p. 523.

57. Pritchard R. L. Proc. IRE, 1954, v. 42, № 5, p. 786.

58. Вертоградов В. И. Влияние температуры на физические параметры дрейфовых полупроводниковых триодов. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, вып. 6. Изд-во «Советское радио», 1960.

59. Smits Proc. IRE, 1958, v. 46, № 6, p. 1049.

60. Lindmayer J., Wrigley C. Semiconductor Products, 1961, v. 4, № 3, p. 41—47.

61. Спиридонов Н. С. Сборник трудов КВИРТУ, 1960, № 20.

62. Самохвалов М. М., Тиходеев Ю. С. Температурная зависимость некоторых частотных параметров дрейфовых транзисторов. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, вып. 5. Изд-во «Советское радио», 1960.

63. Шалыт С. С. Электропроводность полупроводников. В сб. «Полупроводники в науке и технике», т. I. Изд-во АН СССР, 1957.

64. Стилбанс А. С. Статистика электронов в полупроводниках. В сб. «Полупроводники в науке и технике», т. I. Изд-во АН СССР, 1957.

65. Conwell E. M. and Weiskopf. Phys. Rev., 1950, v. 77, p. 388—390.

66. Шер А. А., Аронов В. Л. 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», 1958.

67. Garther W. W. Proc. IRE, May 1957, № 5, p. 662.

68. Каменецкий Ю. А., Шибанов А. Л. Измерение параметров транзисторов в диапазоне СВЧ. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, вып. 5. Изд-во «Советское радио», 1960.

69. Рывкин С. М. Рекомбинация в полупроводниках. В сб. «Полупроводники в науке и технике». Т. II. Изд-во АН СССР, 1958.

70. Conwell E. M. Proc. IRE, 1952, v. 40, № 4, p. 1327—1337.

71. Агаханян Т. М. Температурная стабилизация режима транзисторного усилительного каскада. «Радиотехника», 1962, № 4.
72. Dexter D. L. and Seitz F. Phys. Rev., 1962, v. 86, p. 964.
73. Debye P. P., Conwell E. M. Phys. Rev., 1954, v. 93, p. 693.
74. «Транзисторы и полупроводниковые диоды». Справочник под ред. И. Ф. Николаевского. Связьиздат, 1963.
75. Гоноровский И. С. Радиосигналы и переходные явления в радиосхемах. Связьиздат, 1954.
76. Конторович М. Н. Операционное исчисление и нестационарные явления в электрических цепях. Гостехиздат, 1953.
77. Лоу А., Эндрес Р. и др. Основы полупроводниковой электроники, пер. с англ. Изд-во «Советское радио», 1958.
78. Райт А. Полупроводники, пер. с англ. Изд-во иностранной литературы, 1957.
79. Куликовский А. А. Усилители колебаний звуковых и видеочастот, ч. III. Изд. ВВИА им. Жуковского, 1956.
80. Ваксенбург В. Я., Пашкевич М. А., Тиходев Ю. С. Высоочастотный дрейфовый транзистор с повышенным пробивным напряжением на эмиттере. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, вып. 5. Изд-во «Советское радио», 1960.
81. Буш Г., Винклер У. Определение характеристических параметров полупроводников. Изд-во иностранной литературы, 1959.
82. Moll J. L. Proc. IRE, 1954, v. 42, № 12, p. 1773—1783.
83. Kruithof A. Proc. IEE, Suppl. 17, Pt. B, v. 106, p. 1092—1101.
84. Швейкин В. И. Импульсный метод определения параметров дрейфовых триодов. «Радиотехника и электроника», 1961, № 6.
85. James W. Easley IRE Transaction, January 1957, v. ED-4, p. 6—14.
86. Маранц В. Г., Маркович М. М., Петрова Л. П. Параметры, характеризующие транзисторы, предназначенные для применения в импульсных схемах. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, вып. 6. Изд-во «Советское радио», 1960.
87. Das M. B., Boothroyd A. R. Proc. IRE, 1960, № 2, p. 240—241.
88. Morin F. Y., Maita J. P. Phys. Rev., 1954, v. 94.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Принятые обозначения	6
Глава первая. Понятие о бездрейфовых и дрейфовых транзисторах	13
Глава вторая. Технология изготовления дрейфовых транзисторов	21
2.1. Диффузия примесей в твердый полупроводник	21
2.2. Изготовление <i>p-n</i> перехода методом диффузии примесей в полупроводник	25
2.3. Методы изготовления высокочастотных дрейфовых транзисторов	30
2.4. Расчет распределения примесей в базе и коллекторном переходе дрейфового транзистора	43
Глава третья. Теория дрейфового транзистора	54
3.1. Основные допущения	54
3.2. Электрическое поле в базовой области. Уравнение переноса носителей дрейфового транзистора	56
3.3. Решение уравнения переноса носителей дрейфового транзистора	63
3.4. Матрица проводимости теоретической модели дрейфового транзистора	71
Глава четвертая. Частотные свойства дрейфового транзистора	80
4.1. Частотная зависимость коэффициента передачи дрейфового транзистора	80
4.2. Расчет предельной частоты коэффициента переноса дрейфового транзистора при постоянной подвижности носителей в базе	86
4.3. Предельная частота коэффициента переноса при переменной подвижности носителей в базовой области	92
4.4. Расчет предельной частоты реального транзистора	103
4.5. Расчет соотношения предельных частот теоретической модели и реального транзистора при известной предельной частоте реального транзистора	115
4.6. Время переноса дырок через коллекторный переход и его влияние на частотные свойства транзистора	120
4.7. Максимальная частота усиления по току дрейфового транзистора ω_T	123
Глава пятая. Эквивалентная схема дрейфового транзистора	127
5.1. Введение	127
5.2. П-образная эквивалентная схема теоретической модели дрейфового транзистора	128
5.3. П-образная эквивалентная схема дрейфового транзистора	136
	303

5.4. Т-образная эквивалентная схема дрейфового транзистора	144
5.5. Низкочастотная эквивалентная схема дрейфового транзистора	148
5.6. Емкости переходов дрейфового транзистора	155
Глава шестая. Работа дрейфового транзистора в импульсном режиме	163
6.1. Особенности импульсного режима транзисторов	163
6.2. Коэффициент передачи тока дрейфового транзистора при большой плотности тока	166
6.3. Переходная характеристика дрейфового транзистора	172
6.4. Длительность переходных процессов дрейфового транзистора	179
6.5. Влияние емкостей переходов на переходные процессы в транзисторе	183
Глава седьмая. Влияние температуры на физические параметры дрейфовых транзисторов	190
7.1. Общие сведения	190
7.2. Концентрация основных и неосновных носителей в базе дрейфового транзистора в диапазоне температур	191
7.3. Температурная зависимость подвижности носителей	196
7.4. Температурная зависимость времени пролета носителей и предельной частоты дрейфового транзистора	207
7.5. Температурная зависимость проводимости слоя полупроводника	212
7.6. Температурная зависимость времени жизни неосновных носителей в базе	214
7.7. Диффузионная длина дырок	217
7.8. Температурная зависимость параметров дрейфовых триодов, изготовленных из высокоомного германия	219
Глава восьмая. Влияние температуры на параметры эквивалентной схемы дрейфового транзистора	227
8.1. Предварительные замечания	227
8.2. Температурные зависимости активных сопротивлений базы и коллекторной области	228
8.3. Температурная зависимость емкостей переходов	238
8.4. Влияние температуры на коэффициент передачи тока на высоких частотах	242
8.5. Влияние температуры на максимальную частоту генерации дрейфового транзистора	247
8.6. Температурные зависимости низкочастотных параметров дрейфовых транзисторов	249
8.7. Расчет влияния температуры на параметры высокочастотной эквивалентной схемы дрейфового транзистора	254
8.8. Температурная зависимость параметров постоянного тока	262
8.9. Сравнение температурных свойств дрейфовых и бездрейфовых транзисторов	270
Приложение. Технические данные отечественных транзисторов дрейфового типа (П401—П403А, П410—П411, П414—П415Б, П416—П416Б)	273
Литература	299

Цена 80 к.