



А.Ф.ТРУТКО

**МЕТОДЫ
РАСЧЕТА
ТРАНЗИСТОРОВ**



А. Ф. ТРУТКО

6P11.33.02

T-793

МЕТОДЫ РАСЧЕТА ТРАНЗИСТОРОВ

Издание второе,
переработанное и дополненное

294.414



«ЭНЕРГИЯ»

МОСКВА 1971

6Ф0.32
Т 77
УДК 621.382.001

Трутко А. Ф.

Т 77 Методы расчета транзисторов. Изд. 2-е, перераб. и доп. М., «Энергия», 1971.

272 с с илл.

В книге рассматривается связь между параметрами и физической структурой элементов транзистора и на этой основе даются методы и формулы, позволяющие по заданной структуре рассчитать параметры транзисторов.

Обсуждены основные физические параметры полупроводниковых материалов, эквивалентные схемы и характеристические параметры транзисторов, методы расчета *p-n* переходов, бездрейфовых и дрейфовых транзисторов и приведены примеры их расчета.

Книга предназначена для студентов вузов и инженерно-технических работников, специализирующихся в области разработки и изготовления полупроводниковых приборов.

3-3-12
282-71

6Ф0.32

ТРУТКО АНАТОЛИЙ ФЕДОРОВИЧ
МЕТОДЫ РАСЧЕТА ТРАНЗИСТОРОВ

Редакторы Ю. А. Каменецкий, Б. М. Васильев

Технический редактор Т. Н. Хромова

Корректор Е. В. Житомирская

Сдано в набор 23/11 1971 г.	Подписано к печати 3/IX 1971 г.	Т-14348
Формат 84×108 ^{1/2} ₃₂		Бумага типографская № 2
Усл. печ. л. 14,28		Уч.-изд. л. 15,07
Тираж 25 000 экз.	Цена 90 коп.	Зак. 75

Издательство «Энергия». Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

Московская типография № 10 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР.
Шлюзовая наб., 10.

ОТ АВТОРА

Настоящая монография является существенно переработанным и дополненным вторым изданием монографии А. В. Красилова и А. Ф. Трутко «Методы расчета транзисторов», вышедшей в 1964 г. Опыт использования этой монографии в качестве учебного пособия по курсу «Расчет и конструирование полупроводниковых приборов», который входит в учебный план по специальностям «Диэлектрики и полупроводники» и «Полупроводниковые приборы», показал ее целесообразность и полезность. Она давно превратилась в библиографическую редкость. Кроме того, монография широко использовалась в практике разработки новых транзисторов и других полупроводниковых приборов.

В последние годы полупроводниковая электроника развивалась весьма быстрыми темпами, завоевывая все новые диапазоны частот и мощностей. Транзисторы уже работают на частотах до 5 Гц и уровнях мощности до сотен ватт. Это потребовало создания новых методов расчета и новых принципов конструирования приборов. Частично они нашли отражение во втором издании монографии (полностью привести их в пределах одной книги не представляется возможным).

Однако в производстве сохраняется большое число ранее разработанных типов транзисторов, в частности, бездрейфовых, что вызвало необходимость сохранения глав, посвященных этим приборам.

В настоящем издании существенно расширена гл. 2 «Расчет $p-n$ переходов» за счет более полного рассмотрения явлений электрического пробоя $p-n$ перехода и подробного анализа вырожденного $p-n$ перехода. Глава 5 «Расчет дрейфовых транзисторов» дополнена рассмотрением расчета планарного или планарно-эпитаксиального транзистора, полученного методом многократных диффузий. Этот случай широко используется в практике

и представляет существенный интерес. Заново введена гл. 6 «Конструкции корпусов транзисторов».

Корпус транзистора определяет его работоспособность не в меньшей степени, чем полупроводниковая активная структура. Поэтому методы их конструирования и расчета являются необходимыми элементами при создании транзисторов. Почти полностью заново составлены материалы к расчету транзисторов в гл. 8, так как приведенные в первом издании материалы устарели. Сильно расширена библиография, которая содержит практически все работы принципиального характера по затронутым в монографии вопросам.

Автор выражает глубокую благодарность за критические замечания и помощь в подготовке нового издания большому числу ведущих специалистов полупроводниковой промышленности и вузов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

- A_e — эффективная площадь поверхностной рекомбинации;
 A_k — площадь коллектора;
 A_e — площадь эмиттера;
 a — градиент концентрации примесей;
 B — статический коэффициент усиления по току в схеме с общим эмиттером в режиме короткого замыкания;
 $b = \mu_n / \mu_p$ — отношение подвижностей электронов и дырок;
 $C_{о.к}$ — зарядная емкость коллекторного перехода;
 $C_{д.к}$ — диффузионная емкость коллекторного перехода;
 $C_{э.э}$ — зарядная емкость эмиттерного перехода;
 $C_{д.э}$ — диффузионная емкость эмиттерного перехода;
 D_n — коэффициент диффузии электронов;
 D_p — коэффициент диффузии дырок;
 d — ширина области пространственного заряда p - n перехода;
 d_e — диаметр эмиттера;
 d_k — диаметр коллектора;
 E — уровень энергии электрона, напряженность электрического поля;
 E_c — уровень энергии, соответствующий нижнему краю зоны проводимости;
 E_v — уровень энергии, соответствующий верхнему краю валентной зоны;
 E_F — энергия уровня Ферми;
 E_i — энергия уровня Ферми в собственном полупроводнике;
 ΔE — ширина запрещенной зоны;
 ΔE_d — уровень энергии донорных состояний;
 ΔE_a — уровень энергии акцепторных состояний;
 $f(E)$ — функция распределения Ферми—Дирака;
 f — частота;
 f_a — граничная частота коэффициента передачи по току в схеме с общей базой;
 $f_{макс}$ — максимальная частота генерации;
 f_T — граничная частота коэффициента передачи тока в схеме с общим эмиттером (произведение усиления на полосу);
 h — постоянная Планка;
 k — волновое число, константа Больцмана;
 L_D — длина Дебая;
 L_p — средняя длина диффузии дырок в n -области;

- L_n — средняя длина диффузии электронов в p -области;
 $L_{n\text{эфф}}$ — эффективная длина диффузии электронов, обусловленная $\tau_{\text{эфф}n}$;
 $L_{p\text{эфф}}$ — эффективная длина диффузии дырок, обусловленная $\tau_{\text{эфф}p}$;
 $L_б$ — длина диффузии неосновных носителей заряда в базе;
 L_k — длина диффузии неосновных носителей заряда в коллекторе;
 $L_э$ — длина диффузии неосновных носителей заряда в эмиттере;
 M — коэффициент умножения ударной ионизации в p - n переходе;
 m_n^* — эффективная масса электрона;
 m_p^* — эффективная масса дырки;
 N_a — концентрация акцепторов;
 N_d — концентрация доноров;
 $N(E)$ — плотность квантовых состояний как функция энергии (число состояний на единичный интервал энергии);
 $N_б$ — концентрация примесных центров в базе;
 N_k — концентрация примесных центров в коллекторе;
 $N_э$ — концентрация примесных центров в эмиттере;
 n_i — концентрация электронов в собственном полупроводнике в условиях термодинамического равновесия;
 n_k — концентрация электронов в полупроводнике n -типа в условиях термодинамического равновесия;
 n_p — концентрация электронов в полупроводнике p -типа в условиях термодинамического равновесия;
 P_k — мощность, рассеиваемая коллектором;
 $P_{k\text{ макс}}$ — максимально допустимая мощность, рассеиваемая коллектором;
 p_i — концентрация дырок в собственном полупроводнике в условиях термодинамического равновесия;
 p_k — концентрация дырок в полупроводнике n -типа в условиях термодинамического равновесия;
 p_p — концентрация дырок в полупроводнике p -типа в условиях термодинамического равновесия;
 q — величина заряда электрона, равная $1,6 \cdot 10^{-19}$ к;
 R_T — тепловое сопротивление между переходом и корпусом;
 $r_б$ — эквивалентное сопротивление базы;
 $r'_б$ — распределенное омическое сопротивление базы;
 $r''_б$ — диффузионное сопротивление базы (диффузионная компонента $r_б$);
 r_k — сопротивление коллектора;
 $r_э$ — сопротивление эмиттера;
 $r'_э$ — сопротивление эмиттера без учета эффекта Ирли;
 $r''_э$ — сопротивление эмиттера с учетом эффекта Ирли;
 r_m — сопротивление передачи в схеме с общей базой;
 s — скорость поверхностной рекомбинации;
 T — абсолютная температура;
 T_k — температура корпуса транзистора;
 $T_{\text{ макс}}$ — максимально допустимая температура перехода;
 $U_{в.б}$ — напряжение эмиттер — база;
 $U_{к.б}$ — напряжение коллектор — база;

- $U_{в.к}$ — напряжение эмиттер — коллектор;
 $U_{проб}$; U_z — напряжение пробоя соответственно лавинным и туннельным механизмам (зейнеровское напряжение);
 $U_{прок}$ — напряжение прокола транзистора;
 U_a — напряжение на коллекторе, при котором коэффициент усиления по току α становится равным единице;
 $U_{к.макс}$ — максимально допустимое напряжение на коллекторе;
 I_e — ток эмиттера;
 $I_{э0}$ — обратный ток эмиттера при разомкнутом коллекторе;
 I_b — ток базы;
 I_k — ток коллектора;
 $I_{к0}$ — обратный ток коллектора при разомкнутом эмиттере;
 $I_{э.макс}$ — максимально допустимый ток эмиттера;
 $I_{к.макс}$ — максимально допустимый ток коллектора;
 $I_{ген}$ — ток генерации в области объемного заряда;
 v_n — скорость электрона;
 v_p — скорость дырки;
 α — коэффициент передачи по току в схеме с общей базой в режиме короткого замыкания;
 $\alpha_{к.б}$ — коэффициент передачи по току в схеме с общим эмиттером;
 α_0 — низкочастотное значение α ;
 α_1 — собственный коэффициент усиления по току коллекторного перехода;
 α^* — коэффициент усиления по току коллекторного перехода, обусловленный увеличением тока за счет неосновных носителей заряда в коллекторе;
 α_N ; α_I — коэффициенты передачи по току в схеме с общей базой в режиме короткого замыкания при прямом (нормальном) и обратном (инверсном) включении транзистора;
 β — коэффициент переноса неосновных носителей заряда через область базы;
 γ — эффективность эмиттера;
 ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость;
 ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума;
 Φ — электростатический потенциал;
 Φ_k — контактная разность потенциалов;
 χ_n — работа выхода полупроводника n -типа;
 χ_p — работа выхода полупроводника p -типа;
 μ_n — подвижность электронов;
 μ_p — подвижность дырок;
 ω — круговая частота;
 ω ; ω_1 ; ω_2 — толщины различных областей базы;
 ω_T — круговая граничная частота в схеме с общим эмиттером;
 ρ — удельное сопротивление полупроводника, плотность объемного заряда;
 ρ_i — удельное сопротивление собственного полупроводника;
 ρ_p ; ρ_n — удельные сопротивления полупроводников p - и n -типа;
 ρ_b — удельное сопротивление области базы;
 ρ_k — удельное сопротивление области коллектора;

- ρ_a — удельное сопротивление области эмиттера;
- σ — суммарная проводимость полупроводника;
- σ_s — суммарная проводимость собственного полупроводника;
- σ_n — проводимость полупроводника n -типа (электронная проводимость);
- σ_p — проводимость полупроводника p -типа (дырочная проводимость);
- σ_b — удельная проводимость области базы;
- σ_k — удельная проводимость области коллектора;
- σ_e — удельная проводимость области эмиттера;
- σ_T — удельная теплопроводность;
- τ_n — среднее время жизни электронов в p -области;
- τ_p — среднее время жизни дырок в n -области;
- τ_e — среднее время жизни неосновных носителей заряда, обусловленное поверхностной рекомбинацией;
- $\tau_{эфф}$ — эффективное время жизни неосновных носителей заряда, обусловленное суммарным механизмом объемной и поверхностной рекомбинаций;
- τ_D — время пролета носителей от эмиттера к коллектору;

$$\tau_D = l/v_T;$$

- $\tau_{б.эфф}$ — эффективное время жизни неосновных носителей заряда в базе;
- $\tau_{к.эфф}$ — эффективное время жизни неосновных носителей заряда в коллекторе;
- $\tau_{э.эфф}$ — эффективное время жизни неосновных носителей заряда в эмиттере.

Значения наиболее употребительных индексов в обозначениях:

- ρ — в величинах, относящихся к дыркам или p -области полупроводника;
- n — в величинах, относящихся к электронам или n -области полупроводника;
- i — в величинах, относящихся к собственному полупроводнику;
- c — в величинах, относящихся к зоне проводимости;
- v — в величинах, относящихся к валентной зоне;
- э, б, к — в величинах, относящихся соответственно к эмиттеру, базе и коллектору транзистора или к схемам включения соответственно с общим эмиттером, базой и коллектором.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И СООТНОШЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

1-1. УРОВЕНЬ И ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФЕРМИ

Функция распределения Ферми $f(E)$ определяет вероятность того, что квантовое состояние с энергией E при температуре T занято электроном, а $1-f(E)$ — вероятность того, что состояние свободно.

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{kT}}}, \quad (1-1)$$

где E_F — уровень Ферми, соответствующий значению энергии E , для которого $f(E) = 1/2$.

Уровень Ферми является химическим потенциалом электронного газа в расчете на один электрон.

1-2. КОНЦЕНТРАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Концентрация носителей заряда (электронов n или дырок p) в полупроводнике определяется как интеграл произведения плотности квантовых состояний на единицу энергии $N(E)$ на функцию распределения Ферми $f(E)$, взятый по всем значениям энергии в данной зоне.

Концентрация электронов

$$n = \int_{\bar{E}} N_n(E) f(E) dE. \quad (1-2)$$

Концентрация дырок

$$p = \int_E N_p(E) [1 - f(E)] dE. \quad (1-3)$$

Плотность квантовых состояний выражается формулой

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2m^*}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E}, \quad (1-4)$$

где m^* — эффективная масса носителя заряда; h — постоянная Планка.

Решив совместно уравнения (1-1) — (1-4), получим для невырожденного полупроводника концентрации электронов и дырок:

$$n = 2 \frac{(2\pi m_n^* kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}} = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}; \quad (1-5)$$

$$p = 2 \frac{(2\pi m_p^* kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}} = N_v e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}}. \quad (1-6)$$

В этих выражениях величины N_c и N_v называются эффективными плотностями состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно.

Для случая собственного полупроводника, т. е. не содержащего доноров и акцепторов, концентрации электронов n_i и дырок p_i определяются как

$$n_i = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_c - E_i}{kT}} \quad (1-7)$$

и

$$p_i = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_i - E_v}{kT}}; \quad (1-8)$$

$$n_i = p_i; \quad (1-9)$$

$$n_i p_i = 4 \left(\frac{2\pi kT}{h^2} \right)^3 (m_n^* m_p^*)^{3/2} e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \approx n_i^2, \quad (1-10)$$

где E_c — энергия, соответствующая нижней границе зоны проводимости; E_v — энергия, соответствующая верхней границе валентной зоны; E_i — энергия уровня Ферми в собственном полупроводнике, соответствующая середине запрещенной зоны; ΔE — ширина запрещенной зоны.

Произведение концентраций электронов и дырок проводимости в примесных полупроводниках n - и p -типа, полученное из выражений (1-2) и (1-3), также оказывается равным n_i^2 :

$$n_n p_n = n_p p_p = n_i^2. \quad (1-11)$$

Следовательно, введение в полупроводник примесей изменяет концентрации электронов и дырок таким образом, что в результате процессов рекомбинации произведение их остается постоянным.

Это соотношение известно в теории полупроводников как закон действующих масс. Свое название закон получил благодаря применению представлений кинетики химических реакций для рассмотрения явлений в полупроводниках [Л. 31].

Из выражения (1-10) видно, что произведение концентраций в условиях термодинамического равновесия не зависит от положения уровня Ферми.

1.3. ПОЛОЖЕНИЕ УРОВНЯ ФЕРМИ

Так как в собственном полупроводнике общее число электронов, перешедших в зону проводимости, должно быть равно числу освободившихся уровней в валентной зоне или числу дырок, то из (1-7) и (1-8).

$$(m_n^*)^{3/2} e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}} = (m_p^*)^{3/2} e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}} \quad (1-12)$$

Если принять $m_n^* \approx m_p^*$, то получим: $-E_c + E_F = -E_p + E_v$, т. е.

$$E_F = E_i = \frac{E_c + E_v}{2}. \quad (1-13)$$

Следовательно, уровень Ферми в этом случае лежит в середине запрещенной зоны.

Для примесного полупроводника концентрации с учетом (1-11) будут равны:

$$n = n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}}; \quad (1-14)$$

$$p = n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}} \quad (1-15)$$

Отсюда можно определить положение уровня Ферми в примесном полупроводнике.

Для полупроводника n -типа

$$E_F - E_i = kT \ln \frac{n_n}{n_i}. \quad (1-16)$$

Для полупроводника p -типа

$$E_i - E_F = kT \ln \frac{p_p}{n_i}. \quad (1-17)$$

Относительно границ зон положение уровня Ферми определяется из (1-5) и (1-6) как

$$E_i - E_c = kT \ln \frac{n}{N_c} \quad (1-18)$$

и

$$E_v - E_F = kT \ln \frac{p}{N_v}. \quad (1-19)$$

Нагревание кристалла вызывает колебание решетки и изменение постоянной решетки. Вследствие этого происходит перемещение границ зон, приводящее к появлению зависимости ширины запрещенной зоны от температуры. Эта зависимость имеет линейный характер:

$$E_c - E_v = \Delta E = \Delta E_0 - \alpha T, \quad (1-20)$$

где α — коэффициент, определяющий температурную зависимость ширины запрещенной зоны.

Если уровень Ферми лежит близко к границе одной из зон или внутри них, то наступает вырождение электронного или дырочного газа.

Критические концентрации электронов и дырок, при достижении которых наступает вырождение, приблизительно равны:

$$n_{кр} \approx \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}; \quad (1-21)$$

$$p_{кр} \approx \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}. \quad (1-22)$$

В случае сильного вырождения концентрации носителей заряда рассчитываются следующим образом:

$$n = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \left[\frac{2\pi m_n^* (E_F - E_c)}{h^2} \right]^{3/2}; \quad (1-23)$$

$$p = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \left[\frac{2\pi m_p^* (E_v - E_F)}{h^2} \right]^{3/2}. \quad (1-24)$$

1-4. ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Для описания движения носителя заряда в периодическом поле кристаллической решетки вводят понятие эффективной массы. Носитель заряда в электрическом поле, созданном внешним источником, ведет себя подобно свободному электрону в вакууме с массой, равной этой эффективной массе. Последняя является коэффициентом пропорциональности между внешней силой и средним ускорением для электрона в зоне проводимости и для дырки в валентной зоне. В анизотропных кристаллических решетках величина эффективной массы зависит от направления поля. Для сферических изоэнергетических поверхностей эффективная масса является скаляром и может быть определена из выражения

$$\frac{1}{\hbar^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} = \frac{1}{m^*}, \quad (1-25)$$

где k — волновое число; E — энергия.

1-5. УРАВНЕНИЕ ПУАССОНА

Электрическая нейтральность полупроводника определяется из условия

$$n + N_a = p + N_d, \quad (1-26)$$

где N_a — концентрация ионизированных акцепторов; N_d — концентрация ионизированных доноров.

При наличии пространственных зарядов в объеме полупроводника связь между потенциалом и концентрациями носителей зарядов определяется уравнением Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (1-27)$$

где φ — электростатический потенциал; ρ — плотность объемного заряда, зависящего от концентрации носителей заряда; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

1-6. ПОДВИЖНОСТЬ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Подвижностью носителей заряда принято называть среднюю добавочную скорость, которую они приобретают при движении в электрическом поле с напряженностью 1 в/см.

Подвижность выражается как

$$\mu = \frac{\bar{v}}{E} = \frac{q\tau}{m^*}, \quad (1-28)$$

где \bar{v} — средняя статистическая добавочная скорость совокупности носителей заряда, иначе называемая дрейфовой скоростью; τ — среднее время свободного пробега носителей заряда; E — напряженность электрического поля.

Величина подвижности определяется процессами рассеяния носителей заряда на тепловых фоновых, ионизированных и нейтральных примесных центрах и дислокациях. Особенно существенны процессы рассеяния на фоновых и ионизированных примесях.

Результирующее значение подвижности находится из выражения

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_L} + \frac{1}{\mu_I}, \quad (1-29)$$

где μ_L — подвижность, обусловленная фоновым рассеянием; μ_I — подвижность, обусловленная рассеянием на примесях.

Величина подвижности в области чисто фоновой рассеяния выражается соотношением

$$\mu_L = CT^{-3/2}, \text{ см}^2/(\text{в} \cdot \text{сек}), \quad (1-30)$$

где C — коэффициент пропорциональности, имеющий различные значения для μ_{pL} и μ_{nL} .

Это соотношение было получено теоретически [Л. 35]. Однако не для всех полупроводников формула (1-30) дает точное совпадение с опытом. Так, для германия значительно лучшее совпадение с экспериментом дают формулы Принса [Л. 47].

$$\mu_{pL} = 9,1 \cdot 10^8 T^{-2,3}, \text{ см}^2/(\text{в} \cdot \text{сек}); \quad (1-31)$$

$$\mu_{nL} = 3,5 \cdot 10^7 T^{-1,6}, \text{ см}^2/(\text{в} \cdot \text{сек}). \quad (1-32)$$

Выражение (1-31) можно представить в виде

$$\lg \mu_{pL} \approx 9,0 - 2,3 \lg T. \quad (1-33)$$

Выражение для подвижности, обусловленной кулоновским рассеянием на ионизированных примесях, было получено Копуэллом и Вайскопфом [Л. 37] из квантово-механического рассмотрения задачи:

$$\mu_I = \frac{8 \sqrt{2} \epsilon^2 \hbar^3 / 2 T^{3/2}}{\pi^{3/2} q^2 m^{*1/2} N_I} \left\{ \ln \left[1 + \left(\frac{3\epsilon}{q^2} \right)^2 \frac{\hbar^2 T^2}{N_I^{2/3}} \right] \right\}^{-1}, \quad (1-34)$$

где N_I — концентрация ионизированных примесей.

Эта формула хорошо описывает явления в области, далекой от вырождения (до $5 \cdot 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$). При концентрациях же больше 10^{15} см^{-3} член выражения, содержащий эффективную массу, нуждается в поправке. Это можно сделать в случае германия, используя экспериментальные результаты, полученные Принсом [Л. 47].

Зависимости результирующих подвижностей электронов и дырок в германии *n*- и *p*-типов от концентраций примесей, полученные Принсом, представлены на рис. 1-1 и 1-2 соответственно.

Кривая зависимости подвижности дырок в германии *n*-типа (как наиболее распространенный в практике случай) была аппроксимирована [Л. 61] в виде

$$\mu_{pL} = 1800 - 500 \lg \frac{N_A}{10^{18}} \quad (1-35)$$

Эта аппроксимация существенно облегчает расчеты параметров приборов, и ею часто пользуются, особенно при расчетах дрейфовых транзисторов. Зависимость на рис. 1-2 была использована в [Л. 59] для корректировки формулы (1-34).

Исправленная формула для основных носителей заряда имеет вид

$$\mu_{I \text{ осн}} = \frac{615 \cdot 10^{18} T^{3/2}}{N_I} \left\{ \ln \left[1 + \left(\frac{3,4 \cdot 10^4 T}{N_I^{1/3}} \right)^2 \right] \right\}^{-1}. \quad (1-36)$$

Для неосновных носителей заряда, которые, кроме рассеяния на неподвижных ионизированных атомах примеси, претерпевают рассеяние и на подвижных основных носителях заряда, выражение несколько изменяется:

$$\mu_{I \text{ неосн}} = \frac{307 \cdot 10^{18} T^{3/2}}{N_I} \left\{ \ln \left[1 + \left(\frac{2,7 \cdot 10^4 T}{N_I^{1/3}} \right)^2 \right] \right\}^{-1}. \quad (1-37)$$

Как было показано в [Л. 60], формула (1-37) для германия *n*-типа для удобства расчетов в диапазоне температур от 100 до 400° К может быть аппроксимирована выражением

$$\lg \mu_{pL} = 2,65 - 0,9 (\lg N_I - 15) + 1,1 \lg T. \quad (1-38)$$

Эта аппроксимация является вполне удовлетворительной для инженерных расчетов при концентрациях примесей $10^{15} < N_I < 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и температурах $10^\circ < T < 400^\circ \text{ К}$. Тогда из (1-29) с учетом (1-37) и (1-38)

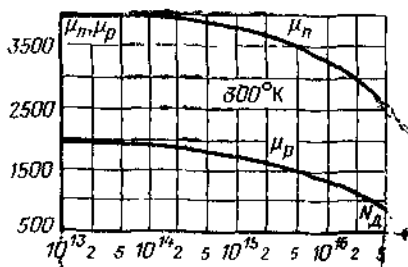


Рис. 1-1. Зависимость подвижности электронов и дырок в германии *n*-типа от концентрации доноров (по данным Принса [Л. 47]).

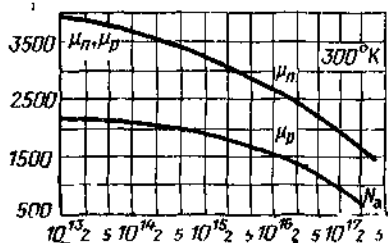


Рис. 1-2. Зависимость подвижности электронов и дырок в германии *p*-типа от концентрации акцепторов.

получим выражение для подвижности дырок в германии n -типа:

$$\mu_p = \frac{T^{1,1} \cdot 10^{16}}{T^{2,4} \cdot 10^{2,06} + N_d^{0,7}} \quad (1-39)$$

Можно использовать выражение (1-39) для распространения аппроксимации (1-35) в диапазоне температур. Из (1-39) находим температурно-зависимые коэффициенты и вводим их в (1-35). Тогда (1-35) запишется в виде

$$\mu_{pI} = \mu_1(T) - \frac{1}{3} [\mu_1(T) - \mu_2(T)] \lg \frac{N_d}{10^{18}}, \quad (1-40)$$

где $\mu_1(T) = \mu_{pI}(T)$ при $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $\mu_2(T) = \mu_{pI}(T)$ при $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ определяются из (1-39).

Выражение для подвижности электронов в германии p -типа можно получить аналогичным способом [Л. 60].

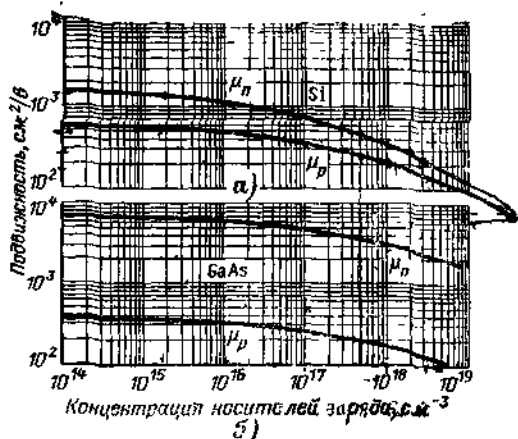


Рис. 1-3. Экспериментальные данные по зависимости дрейфовой подвижности в кремнии а и холловские подвижности в арсениде галлия б.

Подвижность, обусловленная кулоновским рассеянием на заряженных атомах примесей в диапазоне температур от -100 до $+100^\circ \text{C}$, выражается аналогично (1-38):

$$\lg \mu_{ni} = 2,5 - 0,85 (\lg N_d - 15) + 1,5 \lg T. \quad (1-41)$$

Подвижность, обусловленная фоновым рассеянием, из (1-32) выразится как

$$\lg \mu_{nL} = 7,54 - 1,6 \lg T. \quad (1-42)$$

Результирующая подвижность электронов из (1-29), (1-41) и (1-42) выразится уравнением

$$\mu_n = \frac{10^{15,25} T^{1,2}}{T^{2,8} \cdot 10^{17,71} + N_D^{0,85}} \quad (1-43)$$

Аналогично формуле (1-40) для дырок формула для подвижности электронов в зависимости от концентрации примесей и температуры имеет следующий вид:

$$\mu_{pI} = \mu_p(T) - \frac{1}{2} [\mu_p(T) - \mu_n(T)] \lg \frac{N_x}{10^{15}}, \quad (1-44)$$

где $\mu_p(T) = \mu_n(T)$ при $N_x = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n(T) = \mu_p(T)$ при $N_x = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и находятся из (1-43).

Подвижность носителей заряда связана с коэффициентом диффузии D соотношением Эйнштейна

$$\frac{\mu}{q} = \frac{D}{kT}.$$

Экспериментальные данные по зависимости подвижности носителей заряда от концентраций примесей для Si и GaAs представлены на рис. 1-3.

1-7. УДЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКА

Удельная проводимость полупроводника зависит от концентрации электронов и дырок проводимости и от их подвижности.

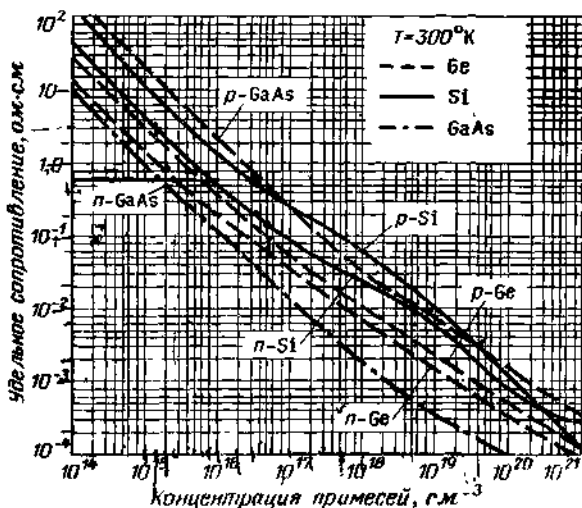


Рис. 1-4. Зависимости удельных сопротивлений германия, кремния и арсенида галлия от концентраций примесей.

294.414

Удельная проводимость, обусловленная электронами, равна

$$\sigma_n = qn\mu_n, \quad (1-45)$$

а удельная проводимость, обусловленная дырками, равна соответственно

$$\sigma_p = qp\mu_p. \quad (1-46)$$

Полная удельная проводимость определяется как

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = q(n\mu_n + p\mu_p). \quad (1-47)$$

Для полупроводника с собственной проводимостью, в котором выполняется условие

$$n = p = n_i,$$

из уравнения (1-47) получим:

$$\sigma_i = qn_i(\mu_n + \mu_p). \quad (1-48)$$

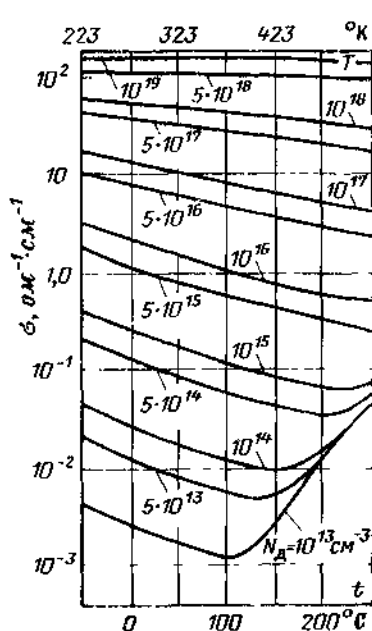


Рис. 1-5. Зависимость удельной проводимости германия *n*-типа от температуры (цифры, стоящие у кривых, означают концентрацию доноров).

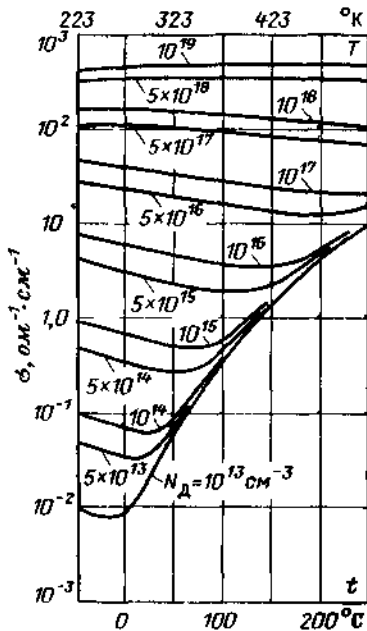


Рис. 1-6. Зависимость удельной проводимости германия *p*-типа от температуры (цифры, стоящие у кривых, означают концентрацию акцепторов).

Вследствие зависимости n , ρ , n_i , μ_p и μ_n от свойств полупроводника, состава примеси и температуры удельная проводимость и соответственно удельное сопротивление также зависят от этих факторов.

На рис. 1-4 приведены данные по зависимости удельных сопротивлений полупроводниковых материалов от концентрации примесей при комнатной температуре. Зависимости удельной проводимости кремния и германия от концентрации примесей, типы этих примесей и температуры представлены на рис. 1-5—1-8.

Для определения величин n , ρ , n_i , μ_p и μ_n можно воспользоваться соотношениями (1-5), (1-6), (1-7), (1-40) и (1-44), а для определения собственной проводимости германия и кремния в зависимости от температуры можно пользоваться выражениями:

для германия

$$\sigma_i = \frac{1}{\rho_i} = 3,9 \cdot 10^8 e^{-\frac{3890}{T}}, \text{ 1/(ом}\cdot\text{см)}; \quad (1-49a)$$

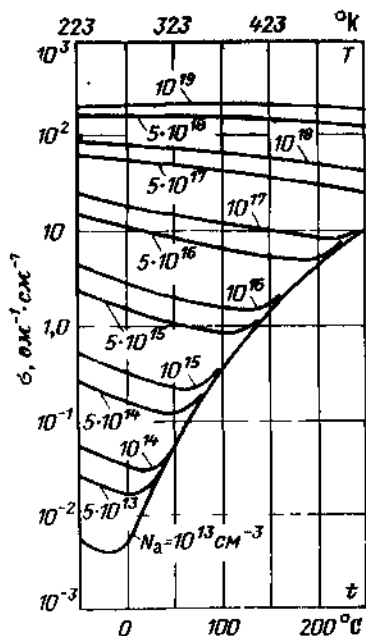


Рис. 1-7. Зависимость удельной проводимости кремния n-типа от температуры.

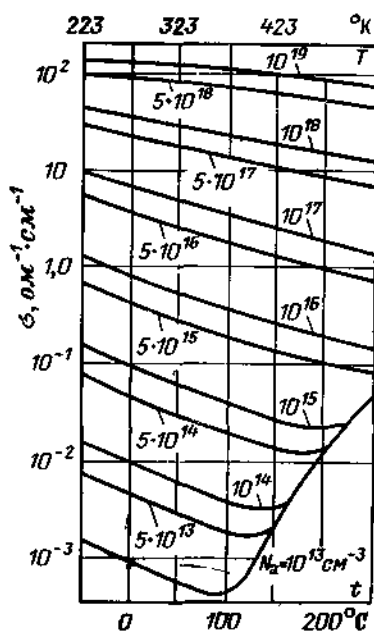


Рис. 1-8. Зависимость удельной проводимости кремния p-типа от температуры.

для кремния

$$\sigma_i = \frac{1}{\rho_i} = 1,04 \cdot 10^{16} e^{-\frac{6500}{T}}, \quad 1/(\text{ом} \cdot \text{см}). \quad (1-496)$$

1-8. ДЛИНА ДЕБАЯ

Длиной Дебая в теории полупроводников называют характеристическую величину, определяющую глубину проникновения электрического поля внутрь полупроводника.

При равномерном распределении примесей в полупроводнике и больших ($\Delta\varphi \gg kT/q$) изменениях потенциала в направлении, перпендикулярном поверхности полупроводника, решение уравнения Пуассона приводит к параболическому ходу изменения потенциала (см. § 2-2). При слабых полях решение уравнения Пуассона приводит к экспоненциальному ходу изменения потенциала.

Для полупроводника n -типа

$$\varphi = \varphi_s e^{\frac{x}{L_D}},$$

где φ_s — потенциал на поверхности полупроводника.

Таким образом, длина Дебая L_D — это расстояние, на котором потенциал изменяется в e раз по сравнению с потенциалом на поверхности полупроводника.

Длина Дебая может быть найдена из выражения

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon \frac{kT}{q}}{qN}}. \quad (1-50)$$

II. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

1-9. УРАВНЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКОВ

Рассмотрим для определенности дырочный ток в полупроводнике n -типа.

Составляющая плотности тока, обусловленная омической проводимостью, равна

$$i_{pE} = q\mu_p p E, \quad (1-51)$$

где E — напряженность электрического поля в полупроводнике.

Эта составляющая определяет величину так называемого дрейфового тока в полупроводнике.

Вторая составляющая плотности дырочного тока определяется диффузией дырок. Если концентрация дырок изменяется от точки к точке образца, то возникает движение дырок в направлении убывания их концентрации. При этом чем больше градиент концентрации, тем больше будет величина этого тока. Следовательно,

$$j_{p\text{диф}} = -qD_p \text{grad } p, \quad (1-52)$$

где коэффициент пропорциональности D_p , $\text{см}^2/\text{сек}$, есть коэффициент диффузии дырок в полупроводнике n -типа. Появление знака минус связано с тем, что ток течет в направлении уменьшения градиента концентрации дырок.

Мы полагаем, что концентрация дырок настолько мала, что можно рассматривать дрейф и диффузию каждой дырки независимо от всех остальных носителей заряда.

Уравнение для плотности дырочного тока получаем сложением обеих компонент:

$$j_p = j_{pE} + j_{p\text{диф}} = q\mu_p p E - qD_p \text{grad } p. \quad (1-53)$$

Проведя совершенно аналогичные рассуждения, получим выражение для плотности электронного тока в полупроводнике:

$$j_n = j_{nE} + j_{n\text{диф}} = q\mu_n n E + qD_n \text{grad } n. \quad (1-54)$$

Плотность полного тока записывается как сумма плотностей дырочного и электронного токов:

$$j = j_p + j_n. \quad (1-55)$$

Из соотношений (1-53) и (1-54) видно, что в общем случае полный ток в полупроводнике может не подчиняться закону Ома.

1-10. УРАВНЕНИЕ НЕПРЕРЫВНОСТИ

Уравнение непрерывности для электронов в полупроводнике p -типа можно выразить следующим образом:

$$\left[\begin{array}{c} \text{скорость изменения} \\ \text{концентрации элек-} \\ \text{тронов} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c} \text{скорость термической} \\ \text{генерации электронов} \end{array} \right] - \\ - \left[\begin{array}{c} \text{скорость рекомбинации} \\ \text{электронов} \end{array} \right] - \left[\begin{array}{c} \text{дивергенция потока} \\ \text{электронов} \end{array} \right].$$

Предположим, что пары электрон—дырка возникают со скоростью g . Предположим также, что скорость рекомбинации пропорциональна концентрации свободных дырок и электронов. Поэтому скорость рекомбинации запишем в виде rn_p . Результирующая скорость образования электронов, таким образом, запишется как $(g - rn_p)$, где r — коэффициент пропорциональности, характеризующий скорость рекомбинации.

В случае термодинамического равновесия

$$g = rn_i^2. \quad (1-56)$$

Рассмотрим относительно малые отклонения δp и δn от равновесных значений n_p и p_p для полупроводника p -типа:

$$p = p_p + \delta p; \quad (1-57)$$

$$n = n_p + \delta n. \quad (1-58)$$

В этом случае мы имеем:

$$\left[\begin{array}{l} \text{скорость} \\ \text{термической} \\ \text{генерации} \\ \text{электронов} \end{array} \right] - \left[\begin{array}{l} \text{скорость} \\ \text{рекомбинации} \\ \text{электронов} \end{array} \right] = \frac{d}{dt} (\delta n) = g - rn_p =$$

$$= rn_i^2 - rn_p; \quad (1-59)$$

$$\frac{d}{dt} (\delta n) = rn_i^2 - r(n_p + \delta n)(p_p + \delta p); \quad (1-60)$$

$$\frac{d}{dt} (\delta n) = rn_i^2 - rn_p p_p - r p_p \delta n - rn_p \delta p + r \delta p \delta n,$$

где $r \delta p \delta n$ — величина второго порядка малости;

$$\frac{d}{dt} (\delta n) = -rn_p \delta p - r p_p \delta n. \quad (1-61)$$

Так как мы рассматриваем полупроводник p -типа, то $p_p \gg n_p$ и мы можем пренебречь первым членом правой части выражения (1-61):

$$\frac{d}{dt} (\delta n) = -r p_p \delta n. \quad (1-62)$$

Это уравнение показывает соотношение между скоростью изменения концентрации избыточных электронов и самой концентрацией избыточных электронов. Знак минус показывает, что процесс идет в сторону восстановления термодинамического равновесия, т. е. $\delta n \rightarrow 0$.

Следует отметить также, что мы пользуемся здесь понятием средней скорости изменения неравновесной концентрации электронов $\frac{d}{dt} (\delta n)$, которая является разностью между средней скоростью термической генерации, являющейся величиной постоянной, и средней скоростью рекомбинации, зависящей от концентрации дырок p . Каждый единственный акт рекомбинации избыточного электрона с дыркой определяется временем жизни этого электрона в данном материале.

Среднее время жизни электронов, определяющее скорость убывания их концентрации вследствие рекомбинации в объеме полупроводника, может быть получено из уравнения (1-62). Это время τ_n пропорционально $1/r_{pr}$.

Подставив последнее выражение в (1-62), получим:

$$\frac{d}{dt}(\delta n) = -\frac{\delta n}{\tau_n} = \frac{n_p - n}{\tau_n}$$

и далее

$$\frac{n_p - n}{\tau_n} = \frac{n_p}{\tau_n} - \frac{n}{\tau_n}. \quad (1-63)$$

Член n_p/τ_n выражения (1-63) равен количеству электронов, генерируемых в единице объема в единицу времени, и зависит только от равновесного значения концентрации n_p , тогда как член n/τ_n , равный количеству электронов, рекомбинирующих в единице объема в единицу времени, зависит от мгновенного значения концентрации n .

Время жизни электронов связано с другим важным физическим параметром полупроводника — диффузионной длиной соотношением

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}.$$

Аналогично время жизни дырок связано с диффузионной длиной дырок соотношением

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}.$$

Диффузионная длина — расстояние, на котором в однородном полупроводнике при одномерной диффузии в отсутствие электрического и магнитного полей избыточная концентрация электронов уменьшается вследствие рекомбинации в e раз.

Чтобы получить выражение для дивергенции потока электронов, рассмотрим малый объем полупроводника $dx dy dz$ с центром в точке x, y, z . Плотность потока электронов вдоль оси x через грань $dy dz$ с абсциссой $x - \frac{dx}{2}$ равна

$$\Phi_{nx}(x, y, z) = \frac{\partial \Phi_n(x, y, z)}{\partial x} \cdot \frac{dx}{2}. \quad (1-64)$$

Полный поток электронов через грань $dy dz$ внутрь объема $dx dy dz$ выразится как

$$\left(\Phi_{nx} - \frac{\partial \Phi_{nx}}{\partial x} \cdot \frac{dx}{2} \right) dy dz. \quad (1-65)$$

Поток электронов из объема $dx dy dz$ через грань $dy dz$ с координатой $x + \frac{dx}{2}$ будет выражаться точно так же, за исключением знака перед вторым членом, который изменится на плюс вследствие того, что приращение абсциссы $dx/2$ положительно.

Результирующий поток электронов внутрь объема через обе грани $dy dz$ будет равен

$$\begin{aligned} \left(\Phi_{nx} - \frac{\partial \Phi_{nx}}{\partial x} \cdot \frac{dx}{2} \right) dy dz - \left(\Phi_{nx} + \frac{\partial \Phi_{nx}}{\partial x} \cdot \frac{dx}{2} \right) dy dz = \\ = - \frac{\partial \Phi_{nx}}{\partial x} dx dy dz. \end{aligned} \quad (1-66)$$

Проведя аналогичные выкладки для граней $dx dy$ и $dx dz$, получим результирующий поток электронов внутрь объема $dx dy dz$:

$$\begin{aligned} - \left[\frac{\partial \Phi_{nx}}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_{ny}}{\partial y} + \frac{\partial \Phi_{nz}}{\partial z} \right] dx dy dz = \operatorname{div} \Phi_n dx dy dz = \\ = - \nabla \Phi_n dx dy dz. \end{aligned} \quad (1-67)$$

На практике удобнее пользоваться понятием тока вместо потока:

$$j_n = -q \Phi_n, \quad (1-68)$$

где j_n — плотность тока.

Тогда уравнение (1-67) напишется как

$$\operatorname{div} \Phi_n dx dy dz = - \frac{1}{q} \operatorname{div} j_n dx dy dz. \quad (1-69)$$

Теперь можно написать полное выражение для скорости изменения концентрации электронов в элементе объема $dx dy dz$, приравняв ее сумме скоростей термической генерации, рекомбинации и результирующего потока через поверхность внутрь объема. Общий множитель $dx dy dz$ может быть опущен. Кроме того, говоря о генерации в объеме, мы имели в виду только термическую генерацию. В самом же деле может иметь место генерация под воздействием электромагнитных или корпускулярных излучений или других внешних факторов. Поэтому для общности рассуждений введем член g'_n , который будет учитывать скорость изменения концентрации электронов в результате этих процессов.

Тогда полное уравнение непрерывности для электронов запишется как

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n_p - n}{\tau_n} + \frac{1}{q} \operatorname{div} j_n + g'_n. \quad (1-70)$$

Аналогично для дырок

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p_n - p}{\tau_p} - \frac{1}{q} \operatorname{div} j_p + g'_p. \quad (1-71)$$

Обычно при рассмотрении прохождения тока через полупроводниковые диоды и транзисторы полагают $g'_n = g'_p = 0$.

РАСЧЕТ *p-n* ПЕРЕХОДОВ

2-1. СТРУКТУРЫ *p-n* ПЕРЕХОДОВ

Основным элементом полупроводниковых приборов является электронно-дырочный переход, обычно называемый *p-n* переходом. Такой переход представляет собой переходную область в полупроводнике между двумя частями, одна из которых обладает проводимостью *p*-типа, а другая *n*-типа.

В зависимости от характера изменения концентрации примесей переход может быть ступенчатым (резким), когда концентрации примесей равномерно распределены в обеих областях, прилегающих к границе перехода, или плавным, когда концентрации примесей изменяются по некоторому закону. Ступенчатые переходы получают обычно методом сплавления, а плавные — методом вытягивания из расплава или диффузии. Энергетическая диаграмма *p-n* перехода представлена на рис. 2-1.

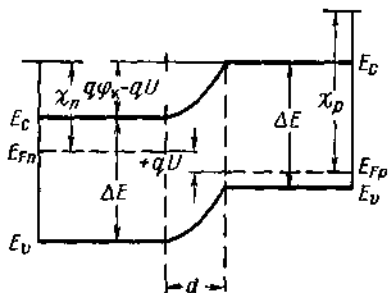


Рис. 2-1. Энергетическая диаграмма *p-n* перехода.

В *p-n* переходе, диаграмма которого представлена на рис. 2-1, концентрация примесей в *p*-области превышает концентрацию примесей в *n*-области.

Часто вместо энергетических диаграмм *p-n* перехода применяются потенциальные диаграммы. В этом случае в соответствии с выражением $E = -q\phi$ энергетическая диаграмма на рис. 2-1 будет преобразована в потенциальную диаграмму на рис. 2-2.

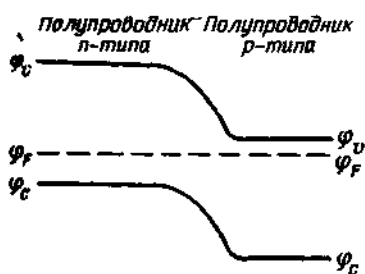


Рис. 2-2. Потенциальная диаграмма *p-n* перехода.

Переходы, в которых концентрация примесей одной из областей значительно превосходит концентрацию их в другой, принято называть p^+-n или n^+-p переходами.

Другим типом переходов, имеющим большое практическое значение для получения омических контактов, является переход между двумя частями полупроводника с одинаковым типом проводимости, но сильно различающимися концентрациями доноров или акцепторов. Такие переходы называются n^+n или p^+p переходами. Энергетическая диаграмма n^+n перехода представлена на рис. 2-3.

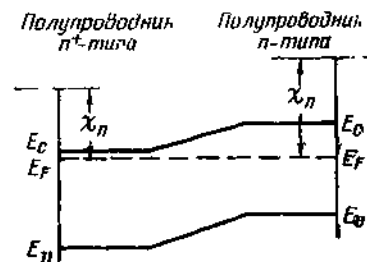


Рис. 2-3. Энергетическая диаграмма n^+n перехода.

Такие переходы называются n^+n или p^+p переходами. Энергетическая диаграмма n^+n перехода представлена на рис. 2-3.

Диаграммы на рис. 2-1 и 2-2 определяют $p-n$ переход в условиях термодинамического равновесия в отсутствие внешнего смещения. При приложении

напряжения равновесие нарушится и уровень Ферми не будет уже общим для обеих частей перехода. В соответствии с этим диаграммы изменятся. Энергетическая диаграмма $p-n$ перехода с приложенным в обратном направлении внешним напряжением представлена на рис. 2-4. Энергетическая диаграмма $p-n$ перехода с приложенным в прямом направлении напряжением представлена на рис. 2-5. Высота барьера в $p-n$ переходе в отсутствие смещения равна разности работ выхода и

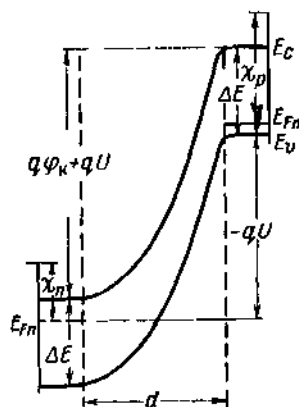


Рис. 2-4. Энергетическая диаграмма $p-n$ перехода при обратном смещении.

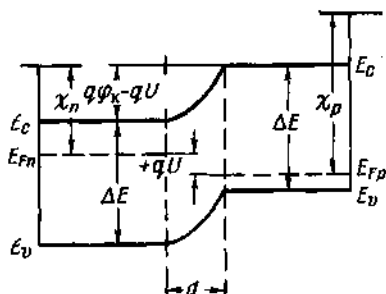


Рис. 2-5. Энергетическая диаграмма $p-n$ перехода при прямом смещении.

зависит от концентраций примесей в p - и n -областях. Она может быть найдена из выражения

$$\chi_p - \chi_n = kT \ln \frac{p_p}{p_n}$$

При наличии внешнего смещения эта высота увеличивается или уменьшается на величину qU , где U — на-

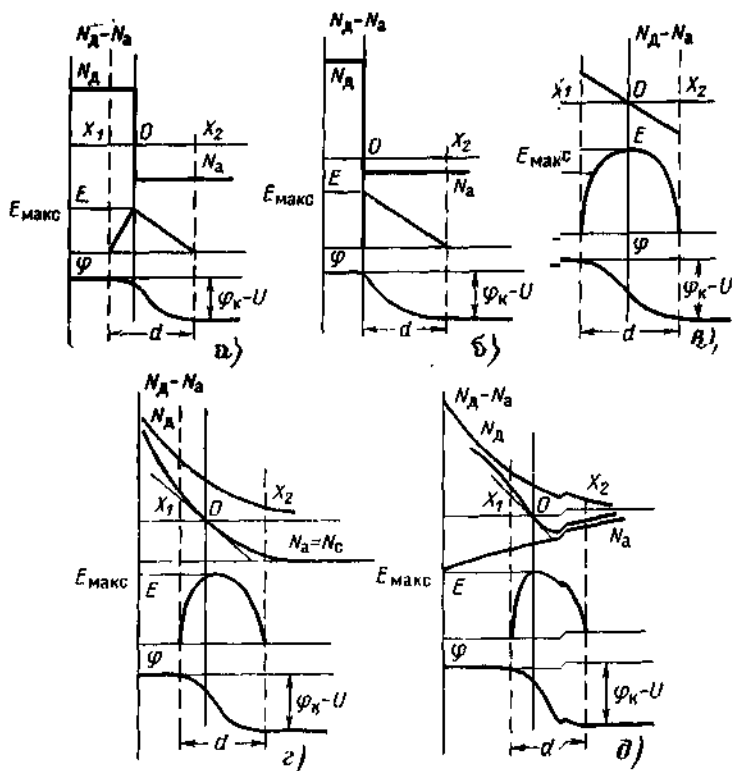


Рис. 2-6. Графики распределения концентрации примеси, поля и потенциала в типичных p - n переходах.

a — ступенчатый p - n переход; $б$ — ступенчатый асплавной p - n переход (резкий); $в$ — модель линейного перехода; $г$ — диффузионный p - n переход; одна примесь распределена по диффузионному закону, а другая постоянна; $д$ — диффузионный p - n переход; обе примеси распределены по диффузионному закону.

пряжение смещения. Графики распределения концентрации примесей для нескольких типичных p - n переходов изображены на рис. 2-6.

2-2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ И ПОТЕНЦИАЛА, ШИРИНА p - n ПЕРЕХОДА

В переходной области p - n перехода условие нейтральности полупроводника не выполняется. В этой области существует поле, созданное контактной разностью потенциалов и приложенным к переходу внешним напряжением. Под влиянием поля подвижные носители заряда — электроны и дырки уходят из переходной области и заряд неподвижных ионизированных атомов в отличие от других областей полупроводника оказывается некомпенсированным зарядом подвижных носителей.

Распределение потенциала в переходной области определяется уравнением Пуассона, которое для одномерного случая может быть записано согласно (1-27) в следующем виде:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}. \quad (2-1)$$

Если пренебрегать вкладом в объемный заряд от подвижных носителей и считать примеси полностью ионизированными, то

$$\rho = q(N_D - N_A), \quad (2-2)$$

а границы области объемного заряда x_1 и x_2 могут быть определены из условий

$$E(x_1) = -\frac{d\varphi}{dx}(x_1) = 0; \quad (2-3)$$

$$E(x_2) = -\frac{d\varphi}{dx}(x_2) = 0. \quad (2-4)$$

Кроме условий (2-3) и (2-4), в качестве граничных условий к уравнению (2-1) можно взять значения потенциалов на границах. Так как потенциал определяется с точностью до произвольной константы, то можно принять $\varphi(x_1) = 0$; при этом на границе p -области он будет равен разности потенциалов φ_n и приложенного внешнего напряжения:

$$\varphi(x_1) = 0; \quad (2-5)$$

$$\varphi(x_2) = -(\varphi_n - U) < 0. \quad (2-6)$$

Выберем за начало отсчета координаты x плоскость инверсии знака заряда. Проинтегрировав 2 раза уравнение (2-1), после под-

* Принято считать $U > 0$, при условии что внешнее напряжение имеет полярность, соответствующую подключению плюса питания к p -области.

становки в него (2-2) получим

$$-\frac{d\varphi}{dx} = E(x) = C_1 + \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_0^x (N_{\kappa} - N_{\sigma}) dx; \quad (2-7)$$

$$\varphi = C_2 - \int_0^x E dx. \quad (2-8)$$

После использования граничных условий (2-3) — (2-6) получим соотношения:

$$\int_0^{x_1} (N_{\kappa} - N_{\sigma}) dx = \int_0^{x_2} (N_{\kappa} - N_{\sigma}) dx = -C_1 \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{q}; \quad (2-9)$$

$$\begin{aligned} E &= \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_{x_1}^x (N_{\kappa} - N_{\sigma}) dx = \\ &= \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_{x_2}^x (N_{\kappa} - N_{\sigma}) dx; \end{aligned} \quad (2-10)$$

$$\varphi(x_2) = -(\varphi_{\kappa} - U) = - \int_{x_1}^{x_2} E dx; \quad (2-11)$$

$$\varphi = - \int_{x_1}^x E dx = -(\varphi_{\kappa} - U) + \int_x^{x_2} E dx. \quad (2-12)$$

Рассмотрим сначала ступенчатый переход (рис. 2-6,а):

$$N_{\kappa} - N_{\sigma} = \begin{cases} N_{\kappa} & \text{при } x < 0; \\ -N_{\sigma} & \text{при } x > 0. \end{cases} \quad (2-13)$$

Подставив (2-13) последовательно в (2-9) — (2-12), получим:

$$-N_{\kappa}x_1 = -N_{\sigma}x_2. \quad (2-14)$$

т. е. толщина области объемного заряда в n - и p -частях перехода обратно пропорциональна соответствующей концентрации:

$$E = \begin{cases} \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} N_A (x - x_1) = E_{\text{макс}} \left(1 - \frac{x}{x_1}\right) & \text{при } x < 0; \\ \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} N_A (x_2 - x) = E_{\text{макс}} \left(1 - \frac{x}{x_2}\right) & \text{при } x > 0; \end{cases} \quad (2-15)$$

$$E_{\text{макс}} = -\frac{q}{\epsilon\epsilon_0} N_A x_1 = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} N_A x_2; \quad (2-16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon\epsilon_0}{q} (\varphi_K - U) &= \int_{x_1}^0 N_A (x - x_1) dx + \int_0^{x_2} N_A (x_2 - x) dx = \\ &= \frac{N_A x_1^2}{2} + \frac{N_A x_2^2}{2} = \frac{1}{2} (N_A + N_A) \frac{N_A}{N_A} x_2^2; \end{aligned}$$

отсюда и из (2-14)

$$x_2 = -\frac{N_A}{N_A} x_1 = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \cdot \frac{(\varphi_K - U) N_A}{N_A + N_A} \right]^{1/2}. \quad (2-17)$$

$$d = x_2 - x_1 = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} (\varphi_K - U) \frac{N_A + N_A}{N_A N_A} \right]^{1/2}; \quad (2-18)$$

$$\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \varphi = \begin{cases} -N_A (x - x_1)^2 & \text{при } x < 0; \\ -\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} (\varphi_K - U) + N_A (x_2 - x)^2 & \text{при } x > 0. \end{cases} \quad (2-19)$$

Для практики наиболее важным является частный случай резко несимметричного ступенчатого перехода, когда $N_A \gg N_A$ или $N_A \gg N_A$. Это n^+-p или p^+-n переходы, которые вкратце называются просто резкими переходами.

Положив для определенности $N_A \gg N_A$, из выражений (2-14) — (2-19) легко получить $x_1 = 0$, т. е. область объемного заряда практически расположена в более высокоомной части перехода

$$\sqrt{d = x_2 = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q N_A} (\varphi_K - U) \right]^{1/2}}; \quad (2-20)$$

$$E = E_{\text{макс}} \left(1 - \frac{x}{d}\right), \quad (2-21)$$

где согласно (2-16) и (2-11)

$$E_{\text{макс}} = \frac{q N_A}{\epsilon\epsilon_0} d = \frac{2(\varphi_K - U)}{d} = \left[\frac{2q N_A (\varphi_K - U)}{\epsilon\epsilon_0} \right]^{1/2}; \quad (2-22)$$

$$\varphi = -(\varphi_K - U) + (\varphi_K - U) \left(1 - \frac{x}{d}\right)^2.$$

В ряде случаев оказывается более удобным отсчитывать потенциал от границы p - n перехода, расположенной в высокоомной части $\varphi(x_2)=0$; тогда получается

$$\varphi(x) = (\varphi_n - U) \left(1 - \frac{x}{d}\right)^2. \quad (2-23)$$

Кроме того, формулу (2-20) можно записать в несколько ином, более удобном для практических расчетов виде:

$$d = [2\epsilon\epsilon_0'(\varphi_n - U)\mu\rho]^{1/2}, \quad (2-24)$$

где μ и ρ — подвижность основных носителей и удельное сопротивление высокоомной части перехода.

Аналогично можно получить соотношения для плавного перехода, характеризующегося линейным законом распределения примесей (см. рис. 2-1, в):

$$N_d - N_a = -ax, \quad (2-25)$$

где a — модуль градиента концентрации примесей.

Из уравнений (2-9) — (2-12) следует:

$$|x_1| = x_2 = \frac{d}{2}, \quad (2-26)$$

т. е. переход симметричный:

$$E = E_{\text{макс}} \left[1 - \left(\frac{2x}{d}\right)^2\right]; \quad (2-27)$$

$$E_{\text{макс}} = \frac{qa}{8\epsilon\epsilon_0'} d^2 = \frac{3}{2} \frac{\varphi_n - U}{d} = \left[\frac{9qa(\varphi_n - U)^2}{32\epsilon\epsilon_0'}\right]^{1/3}; \quad (2-28)$$

$$\varphi_n - U = E_{\text{макс}} \int_{-d/2}^{d/2} \left[1 - \left(\frac{2x}{d}\right)^2\right] dx = \frac{qad^2}{12\epsilon\epsilon_0'}; \quad (2-29)$$

$$d = 2 \left[\frac{3\epsilon\epsilon_0'(\varphi_n - U)}{2qa}\right]^{1/3}; \quad (2-30)$$

$$\varphi(x) = -\frac{3}{4}(\varphi_n - U) \left[\frac{2}{3} + \frac{2x}{d} - \frac{1}{3}\left(\frac{2x}{d}\right)^2\right]. \quad (2-31)$$

В случае диффузионных переходов соответствующие выражения также можно легко получить с помощью соотношений (2-9) — (2-12), но они не будут столь наглядными, как в случае ступенчатого или линейного перехода [Л. 62]. Для многих практических случаев оказывается, однако, что и диффузионные p - n переходы можно описывать формулами модели либо ступенчатого, либо линейного перехода.

Так, для заведомо несимметричного перехода, изображенного на рис. 2-6, д, формулы (2-28) и (2-30) для d и $E_{\text{макс}}$ в модели линейного перехода дают ошибку всего в несколько процентов по сравнению с точным расчетом, даже если правая граница области объемного заряда при этом в 1,5 раза превосходит координату минимума в распределении концентрации примесей, и концентрации примесей на этой границе различаются более чем в 10 раз в модели линейного перехода и точной структуре. Поэтому понятия плавного перехода с линейным распределением примеси применимо зачастую к широкому классу технологических структур, имеющих на самом деле отклонения от точного закона $N_d - N_a = -ax$.

2.3. ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА p - n ПЕРЕХОДА

Основные соотношения, выведенные в гл. 1, позволяют получить выражение для вольт-амперной характеристики p - n перехода, образованного между двумя областями полупроводника с различными типами электропроводности.

Зависимость тока перехода от приложенного к нему напряжения получим при следующих предположениях:

1. Носители заряда (дырки и электроны) рекомбинируют только один с другим.

2. Во всех точках кристалла, не лежащих внутри перехода, объемный заряд равен нулю, следовательно, $p-n + N_d - N_a = 0$ и вне перехода $E=0$, а $\text{grad } n = \text{grad } p$.

3. Переход работает в области малых сигналов, т. е. концентрация неосновных носителей заряда мала по сравнению с концентрацией основных носителей.

4. Генерацией и рекомбинацией внутри области объемного заряда пренебрегаем, считая эту область достаточно узкой, а время пролета в ней — достаточно малым. Следует заметить, что это допущение далеко не всегда справедливо, что будет показано ниже.

5. Рассматривается одномерный случай распространения носителей заряда только вдоль оси x .

6. Рассматривается стационарная задача, т. е. $dp/dt = 0$ и $dn/dt = 0$.

Уравнения плотностей тока (1-53) и (1-54) с учетом допущения 2 запишутся в следующей форме:

$$j_p = -qD_p \text{grad } p; \quad (2-32)$$

$$j_n = qD_n \text{grad } n. \quad (2-33)$$

Уравнения непрерывности (1-70) и (1-71) с учетом допущений 2, 5 и 6 могут быть записаны в следующей форме:

$$D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{n_p - n}{\tau_n} = 0; \quad (2-34)$$

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{p_n - p}{\tau_p} = 0. \quad (2-35)$$

Для определенности будем рассматривать дырочную составляющую тока через переход, а затем результаты распространим на электронную составляющую тока.

Учитывая, что $D_p \tau_p = L_p^2$, введем это соотношение в (2-35):

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{p_n - p}{L_p^2} = 0. \quad (2-36)$$

Решение уравнения (2-36) находится в форме

$$p = p_n + p_n (e^{qU/kT} - 1) e^{-x/L_p}. \quad (2-37)$$

Граничные условия:

при $x = \infty$ $p = p_n$ (из допущения 2);

при $x = 0$ $p = p_n e^{qU/kT}$ вследствие Больцмановского распределения дырок по энергиям в валентной зоне.

Решение в форме (2-37) удовлетворяет (2-36) и граничным условиям.

Используем (2-37) и (2-32) для определения плотности дырочного тока через переход:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{p_n}{L_p} (e^{qU/kT} - 1) e^{-x/L_p} \quad (2-38)$$

и

$$j_p = \frac{qD_p p_n}{L_p} (e^{qU/kT} - 1) e^{-x/L_p}. \quad (2-39)$$

Из (2-39) следует, что ток дырок в области n является функцией расстояния x и при $x \gg L_p$ становится равным нулю. Это является следствием рекомбинации дырок в n -области полупроводника. При $x = 0$ плотность дырочного тока максимальна и равна

$$j_p = \frac{qD_p p_n}{L_p} (e^{qU/kT} - 1). \quad (2-40)$$

Аналогично при $x=0$ получим для плотности электронного тока:

$$j_n = \frac{qD_n n_p}{L_n} (e^{qU/kT} - 1). \quad (2-41)$$

Плотность общего тока через переход согласно (1-55) равна сумме плотностей составляющих токов:

$$j = j_p + j_n = q \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) (e^{qU/kT} - 1). \quad (2-42)$$

Если к переходу приложено обратное напряжение, по величине значительно превосходящее kT/q , то ток перехода испытывает «насыщение», т. е. в значительном диапазоне не зависит от напряжения. Ток, протекающий в этом случае через переход, называется током насыщения.

Формула (2-42) может быть переписана в виде

$$j = j_s (e^{qU/kT} - 1), \quad (2-43)$$

где плотность тока насыщения равна

$$j_s = q \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right). \quad (2-44)$$

Целесообразно выразить плотность тока насыщения через проводимость исходного полупроводника, которая обычно известна.

Собственная проводимость полупроводника равна

$$\sigma_i = q\mu_p n_i (b + 1). \quad (2-45)$$

Отсюда

$$\begin{aligned} q\mu_p &= \frac{\sigma_i}{n_i (b + 1)}; \\ n_i^2 &= n_n p_n = \frac{p_n \sigma_n}{q\mu_n} = \frac{p_n \sigma_n}{qb\mu_p}; \\ p_n &= \frac{q\mu_p b n_i^2}{\sigma_n}; \\ qp_n \mu_p &= \frac{q^2 b \mu_p^2 n_i^2}{\sigma_n}; \\ qp_n \mu_p &= \frac{b}{(b + 1)^2} \cdot \frac{\sigma_i^2}{\sigma_n}; \end{aligned} \quad (2-46)$$

$$\frac{qp_n D_p}{L_p} = \frac{b}{(b + 1)^2} \cdot \frac{1}{L_p} \cdot \frac{kT}{q} \cdot \frac{\sigma_i^2}{\sigma_n}. \quad (2-47)$$

Для электронной составляющей тока

$$\frac{qn_p D_n}{L_n} = \frac{b}{(b+1)^2} \frac{1}{L_n} \frac{kT}{q} \cdot \sigma_i^2. \quad (2-48)$$

С учетом (2-47) и (2-48) выражение (2-44) приводится к виду

$$j_s = \frac{b}{(b+1)^2} \cdot \frac{kT}{q} \sigma_i^2 \left(\frac{1}{L_p \sigma_n} + \frac{1}{L_n \sigma_p} \right). \quad (2-49)$$

Тогда общее выражение для вольт-амперной характеристики p - n перехода примет вид:

$$j = \frac{b}{(b+1)^2} \cdot \frac{kT}{q} \sigma_i^2 \left(\frac{1}{L_p \sigma_n} + \frac{1}{L_n \sigma_p} \right) (e^{eU/kT} - 1). \quad (2-50)$$

Формула (2-50) при комнатной температуре для германиевых приборов, когда выполняются допущения 3 и 4, дает хорошее совпадение с экспериментальными результатами. Вид вольт-амперной характеристики p - n перехода представлен на рис. 2-7.

При выводе выражения для вольт-амперной характеристики p - n перехода мы не учитывали генерации носителей заряда в обедненном слое перехода. Это допущение правомерно не для всех случаев. Для оценки тока генерации в запиорном слое

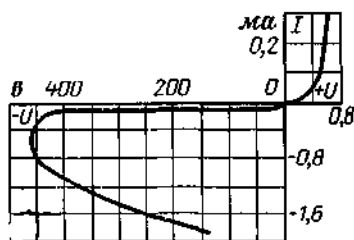


Рис. 2-7. Вольт-амперная характеристика германиевого p - n перехода.

воспользуемся известной формулой Шокли — Рида [Л. 55], которая дает зависимость изменения концентраций носителей заряда в процессе их генерации и рекомбинации от физических параметров полупроводника:

$$r - g = \frac{pn - n_i^2}{(n + p + 2n_i) \tau_0} \quad (2-51)$$

где τ_0 — время жизни носителей заряда в полупроводнике.

Для области объемного заряда p - n перехода, к которому приложено напряжение, закон действующих масс (1-11) запишется в следующей форме:

$$pn = n_i^2 e^{eU/kT}. \quad (2-52)$$

С учетом (2-52) формула (2-51) запишется как

$$r - g = \frac{n_i^2 e^{qU/kT} - n_i^2}{(n + p + 2n_i)\tau_0}. \quad (2-53)$$

Для случая обратного смещения перехода $e^{qU/kT} \ll 1$. В обедненном слое $n \ll n_i$ и $p \ll n_i$, так как носители уносятся полем из этого слоя и не могут там накапливаться. В этом случае

$$r - g \approx -\frac{n_i}{2\tau_0}. \quad (2-54)$$

Ток, обусловленный процессом генерации в запиорном слое, выразится из (2-54) как

$$I_{\text{ген}} = j_{\text{ген}}A = -\frac{qn_i d A}{2\tau_0}, \quad (2-55)$$

где d — ширина перехода; A — площадь перехода (приближенно принято $\tau_n = \tau_p = \tau_0$; $D_n = D_p = D_0$ и $L_0 = \sqrt{D_0\tau_0}$).

Диффузионная составляющая обратного тока того же перехода равна

$$I_{\text{диф}} = j_{\text{диф}}A = -\frac{2qn_p L_0 A}{\tau_0}. \quad (2-56)$$

Коэффициент 2 в выражении (2-56) получается вследствие того, что мы считаем количества носителей заряда, образовавшихся в p - и n -областях, равными.

Отношение токов

$$\frac{I_{\text{ген}}}{I_{\text{диф}}} = \frac{n_i d}{4n_p L_0} = \frac{n_n}{4n_i} \frac{d}{L_0}. \quad (2-57)$$

Таким образом, для полупроводника с малым временем жизни и малым значением n_i ток генерации в запиорном слое будет больше диффузионного, и его следует учитывать. Так, для кремния, у которого $n_i \approx 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, ток генерации больше диффузионного тока. Этим объясняется тот факт, что кремниевые переходы не имеют на вольт-амперной характеристике участка насыщения обратного тока. Действительно, из выражения (2-55) видно, что ширина перехода d , которая зависит от приложенного напряжения, определяет зависимость $I_{\text{ген}}$ от напряжения.

В германиевых p - n переходах диффузионный ток в десятки раз превосходит ток генерации, и поэтому обратный ток имеет ярко выраженное насыщение.

При выводе общего выражения для обратного тока p - n перехода (2-50) считалось, что носители заряда, образующие этот ток, возникают только в результате генерации пар в объеме полупроводника. Однако в большинстве интересных с практической точки зрения случаев обратный ток p - n перехода образуется за счет генерации как в объеме, так и на поверхности кристалла вблизи p - n перехода. Как было показано [Л. 63], для учета влияния поверхности удобно пользоваться величиной $\tau_{эфф}$, которая в отличие от τ_v , учитывающего только процессы объемных генераций и рекомбинации, учитывает эти процессы и на поверхности:

$$\frac{1}{\tau_{эфф}} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_s}. \quad (2-58)$$

Диффузионная длина в этом случае выразится как

$$L_{эфф} = \sqrt{D\tau_{эфф}}. \quad (2-59)$$

τ_s определяется величиной s , которая получила название скорости поверхностной рекомбинации. Величина s может быть найдена из выражения

$$s = \frac{j_{pr}}{(p - p_n) q}, \quad (2-60)$$

где j_{pr} — плотность тока рекомбинации носителей (в рассматриваемом случае — дырок) на поверхности.

Если (2-60) решить относительно j_{pr} , то окажется, что s определяет, какая часть носителей, подошедших к поверхности, рекомбинирует:

$$j_{pr} = qs(p - p_n). \quad (2-60a)$$

В условиях равновесия токи генерации и рекомбинации взаимно уравновешиваются

$$j_{ген} + j_{pr} = 0.$$

Следовательно, для p -области в условиях равновесия можно считать

$$j_{pr} = qp_n s. \quad (2-61)$$

Из выражения (2-60) видно, что s имеет размерность [см/сек].

В [Л. 64] было показано, что при выполнении условия $sW \ll D_p$, где W — толщина пластины полупроводника, для перехода p^+ - n типа имеет место равенство

$$\tau_s = \frac{W}{2s}. \quad (2-62)$$

Если в полупроводниковом приборе поверхностная рекомбинация преобладает, то $\tau_{эфф} \approx \tau_s = W/2s$ и эффективная диффузионная длина запишется как

$$L_{эфф} = \sqrt{\frac{W}{2s}} D_p \quad (2-63)$$

На рис. 2-8 изображен p^+-n переход, для которого выполняется условие $sW \ll D_p$, и время жизни неосновных носителей определяется в основном поверхностной рекомбинацией.

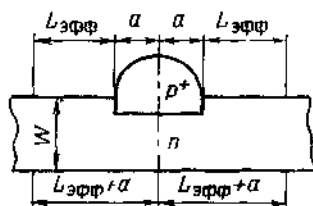


Рис. 2-8. Полупроводниковый диод с сильно развитой поверхностью.

Поверхность, которая будет вносить вклад в обратный ток перехода, представляет собой поверхность кольца вокруг p -области шириной $L_{эфф}$ и круга радиусом $a + L_{эфф}$ на нижней стороне пластины. Число дырок, которые генерируются в секунду на 1 см^2 этой поверхности, равно $p_n s$.

Тогда весь ток определится как

$$A j_{pr} = q p_n s A_s = q p_n s [2\pi (a + L_{эфф})^2 - \pi a^2] \quad (2-64)$$

Выражение (2-64) можно переписать в более привычной форме, приняв во внимание, что

$$s = \frac{W}{2\tau_s}; \quad \tau_s = \frac{L_{эфф}^2}{D_p} \quad \text{и} \quad s = \frac{W D_p}{2L_{эфф}^2},$$

$$a \quad p_n = \frac{b}{(b+1)^2} \cdot \frac{\sigma_i}{\sigma_n} \cdot \frac{kT}{q^2 D_p}.$$

Тогда

$$j_{pr} A = \frac{b}{(b+1)^2} \cdot \frac{kT}{q} \cdot \frac{\sigma_i}{\sigma_n} \cdot \pi W \left[1 + \frac{2a}{L_{эфф}} + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{L_{эфф}} \right)^2 \right] \quad (2-65)$$

Для германиевого перехода, изображенного на рис. 2-8,

$$j_{pr} A = 7,6 W e^{\Delta T/10} \left[1 + \frac{2a}{L_{эфф}} + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{L_{эфф}} \right)^2 \right], \text{ мкА}; \quad (2-66)$$

$$L_{эфф} = 4,7 \sqrt{\frac{W}{s}}, \text{ см}, \quad (2-67)$$

где ΔT — разность между окружающей температурой и температурой 25°C .

Выражение (2-65) может быть совершенно аналогичным способом получено для перехода n^+-p типа. В этом случае

$$L_{эфф} = \sqrt{D_n \tau_{эфф}};$$

$$j_{nr} A = \frac{b}{(1+b)^2} \cdot \frac{kT}{q} \cdot \frac{\sigma_i^2}{\sigma_p} \pi W \left[1 + \frac{2a}{L_{эфф}} + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{L_{эфф}} \right)^2 \right]. \quad (2-68)$$

Так как в германии $L_{эфф}$ для электронов больше, чем $L_{эфф}$ для дырок приблизительно на 40% для того же значения $\tau_{эфф}$, то при одинаковых величинах σ_n и σ_p обратный ток p^+-n перехода будет несколько больше обратного тока n^+-p перехода.

2-4. ЕМКОСТЬ ПЕРЕХОДА

Емкость $p-n$ перехода определяется изменением заряда, накопленного в переходе при изменении приложенного к переходу напряжения. Это накопление может осуществляться в виде: 1) не скомпенсированных подвижными носителями объемных зарядов неподвижных ионизированных атомов примесей (зарядная емкость); 2) зарядов неосновных носителей в p - и n -областях перехода (диффузионная емкость); 3) зарядов подвижных носителей, проходящих через запирающий слой (емкость проходящих зарядов) и 4) объемного заряда подвижных носителей в запирающем слое (емкость объемного заряда в $p-n$ переходе). Последние два вида емкости не будут нами рассмотрены.

Зарядная емкость может быть легко получена из известного выражения для емкости плоского конденсатора:

$$C_3 = \frac{A \epsilon \epsilon_0}{d}, \quad (2-69)$$

где d — ширина области объемного заряда; A — площадь перехода.

В § 2-2 были получены выражения для расчета d для различных типов переходов. Используя эти соотношения, получим:

для резких переходов с равномерным распределением примесей по обе стороны перехода

$$C_3 = A \left[\frac{\epsilon \epsilon_0 q N_A}{2(\varphi_n - U)} \right]^{1/2}; \quad (2-70)$$

для плавных переходов

$$C_3 = A \left[\frac{q \varepsilon_0^2 \varepsilon^2 a}{12 (\varphi_k - U)} \right]^{1/3}, \quad (2-71)$$

Кроме зарядной емкости, p - n переход обладает специфическим механизмом запасаения заряда, который обусловлен подвижными носителями заряда в отличие от зарядной емкости, обусловленной неподвижными зарядами ионизированных акцепторов и доноров. Неосновные носители заряда, продвигаясь в области полупроводника противоположного знака электропроводности (например, дырки в n -области перехода), вызывают приток основных носителей заряда (электронов в n -области). Такой приток необходим для сохранения электрической нейтральности кристалла. Объединенный заряд дырок и электронов движется диффузионным механизмом под действием градиента их концентраций, убывая в результате рекомбинации. Величина объемного заряда дырок, а следовательно, и компенсирующего заряда электронов определяется током через переход. При изменениях этого тока с изменением напряжения происходит перестройка объемных зарядов дырок и электронов, что фиксируется во внешней цепи перехода как изменение его емкости. Эта емкость, специфическая для p - n перехода, получила название диффузионной емкости и обозначается C_d . На эквивалентной схеме емкость C_d включается параллельно зарядной емкости перехода. Следует отметить, что в этом механизме заряды различных знаков в отличие от зарядов в обычных емкостях пространственно не разъединены.

Общая диффузионная емкость перехода равна сумме емкостей, обусловленных накоплением зарядов в p - и n -областях перехода:

$$C_d = C_{dp} + C_{dn}, \quad (2-72)$$

так как заряды накапливаются в обеих областях перехода.

* (2-70) выражает емкость n^+ - p перехода. В общем случае в формулу для емкости перехода входит концентрация примесей в высокоомной части

Емкость, созданная избыточной концентрацией дырок в n -области,

$$C_{дн} = \frac{dQ_p}{dU} = \frac{dQ_p}{dI_p} \cdot \frac{dI_p}{dU}, \quad (2-73)$$

где Q_p — заряд дырок; I_p — ток дырок;

$$Q_p = qA \int_0^{\infty} (p - p_n) dx,$$

где $p - p_n$ — неравновесная концентрация дырок в n -области.

Для нахождения $p - p_n$ воспользуемся выражением (2-73): $p - p_n = p_n (e^{qU/kT} - 1) e^{-x/L_p}$.

Получим:

$$Q_p = qA \int_0^{\infty} p_n (e^{qU/kT} - 1) e^{-x/L_p} dx = AqL_p (p - p_n), \quad (2-74)$$

откуда

$$dQ = AqL_p d(p - p_n); \quad (2-75)$$

$$I_p = \frac{AqD_p p_n}{L_p} (e^{qU/kT} - 1) e^{-x/L_p} = \frac{AqD_p (p - p_n)}{L_p} \quad (2-76)$$

и

$$dI_p = \frac{AqD_p}{L_p} d(p - p_n). \quad (2-77)$$

Из (2-43)

$$I_p = I_{ps} (e^{qU/kT} - 1) = I_{ps} e^{qU/kT} - I_{ps};$$

$$I_p + I_{ps} = I_{ps} e^{qU/kT}; \quad (2-78)$$

$$\frac{dI_p}{dU} = \frac{q}{kT} e^{qU/kT} I_{ps} = \frac{q}{kT} (I_p + I_{ps}). \quad (2-79)$$

Теперь из (2-73), (2-75), (2-77) и (2-79) получим:

$$C_{дн} = \frac{L_p^2}{D_p} \frac{q}{kT} (I_p + I_{ps}) = \frac{q}{kT} \tau_p (I_p + I_{ps}). \quad (2-80)$$

Обычно $I_p \gg I_{ps}$, тогда

$$C_{дн} = \frac{q}{kT} \tau_p I_p. \quad (2-81)$$

Аналогично

$$C_{дp} = \frac{q}{kT} \tau_n I_p, \quad (2-82)$$

и общая диффузионная емкость перехода

$$C_{д} = \frac{q}{kT} (\tau_p I_p + \tau_n I_n). \quad (2-83)$$

Таким образом, диффузионная емкость перехода в отличие от зарядной емкости не зависит от его геометрических размеров, а определяется только токами через переход и временами жизни неосновных носителей заряда. Однако это справедливо только при выполнении условия, что размеры пассивных областей p - n перехода много больше диффузионной длины неосновных носителей заряда, т. е. $L \ll W$.

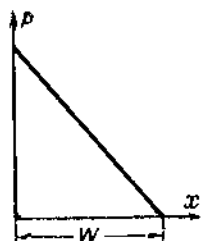


Рис. 2-9. Распределение плотностей зарядов в пластине полупроводника при $L \gg W$.

В случае $L \gg W$ и высокой скорости рекомбинации у коллекторного перехода распределение плотности зарядов в n -области пластины полупроводника будет иметь вид, изображенный на рис. 2-9. При этом

$$Q = \frac{Aq(p_0 - p_n)W}{2}; \quad (2-84)$$

$$dQ = \frac{AqWd(p_0 - p_n)}{2}; \quad (2-85)$$

$$I_p = AqD_p \frac{p_0 - p_n}{W}; \quad (2-86)$$

$$dI_p = \frac{AqD_p}{W} d(p_0 - p_n). \quad (2-87)$$

Отсюда

$$C_{дn} = \frac{\partial Q_p}{\partial I_p} \cdot \frac{\partial I_p}{\partial U} = \frac{1}{2} \cdot \frac{q}{kT} \frac{W^2}{D_p} I_p = \frac{q}{kT} I_p \tau_d, \quad (2-88)$$

где τ_d представляет собой среднее время диффузии носителей через n -область и равно $W^2/2D_p$.

Таким образом, в этом случае диффузионная емкость уже зависит от геометрии пассивных областей p - n перехода.

Для случая, когда скорость поверхностной рекомбинации на границе n -области и металла равна s , величина

на концентрации дырок на этой границе

$$p_w = I_p / Aqs;$$

$$Q_p = A \left[\frac{q(p_0 - p_w)w}{2} + qp_w W \right];$$

$$I_p = A \frac{qD_p(p_0 - p_w)}{W};$$

$$p_0 - p_w = \frac{I_p W}{AqD_p},$$

откуда

$$Q_p = I_p \left(\frac{W^2}{2D_p} + \frac{W}{s} \right) \quad (2-89)$$

и

$$C_{лр} = \frac{q}{kT} I_p \left(\frac{W^2}{2D_p} + \frac{W}{s} \right). \quad (2-90)$$

Приведенные выводы выражения для диффузионной емкости наглядно показывают физическую сущность этой емкости как величины, обусловленной изменениями заряда подвижных носителей заряда в теле полупроводника. В то же время полученные соотношения дают значения величины емкости, несколько более высокие, чем в результате более строгих расчетов. Более строгий вывод [Л. 64, 103, 208] показывает, что правую часть в (2-83) следует умножить на $1/2$, а в (2-88) на $2/3$.

2-5. ПРОБОЙ p - n ПЕРЕХОДА

При некоторых величинах обратного напряжения, приложенного к p - n переходу, обратный ток через переход начинает резко возрастать. Область резкого роста обратного тока называют областью пробоя p - n перехода. Ток в этой области вольт-амперной характеристики определяется приложенным напряжением и омическим сопротивлением перехода. Физическая природа пробоя различна для разных типов p - n переходов, формы приложенного напряжения, внешних температур и условий отвода тепла.

Основными формами пробоя являются тепловой и электрический пробой.

Если условия работы перехода таковы, что в нем выделяется в единицу времени больше тепла, чем отво-

дится, то происходит накопление тепла, вызывающее рост температуры перехода и тепловой пробой.

Мощность, рассеиваемая в переходе, равна $P_{\text{пер}} = I_{\text{обр}} U_{\text{обр}}$, где $I_{\text{обр}}$ — обратный ток перехода, зависимость которого от температуры приближенно может быть выражена следующим образом:

$$I_{\text{обр}} \approx I'_{\text{обр}} a^{T_2 - T_1}, \quad (2-91)$$

где $I'_{\text{обр}}$ соответствует температуре перехода T_1 , а $I_{\text{обр}}$ — температуре перехода T_2 . Множитель a для германия при температурах перехода, при которых обычно наблюдается тепловой пробой, можно принять равным 1,08.

Таким образом, рассеиваемая мощность выразится как

$$P_{\text{пер}} = U_{\text{обр}} I'_{\text{обр}} \cdot 1,08^{T_2 - T_1}; \quad (2-92)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_{\text{пер}}}{dT_{\text{пер}}} &= U_{\text{обр}} I'_{\text{обр}} \ln 1,08 \cdot 1,08^{T_2 - T_1} = \\ &= U_{\text{обр}} I'_{\text{обр}} \cdot 0,077 \cdot 1,08^{T_2 - T_1}; \end{aligned} \quad (2-93)$$

$$\frac{dP_{\text{пер}}}{dT_{\text{пер}}} = U_{\text{обр}} I_{\text{обр}} \cdot 0,077. \quad (2-94)$$

Мощность, отводимая от перехода, может быть найдена из известного выражения

$$P_{\text{отв}} = \frac{T_{\text{пер}} - T_{\text{кор}}}{R_x}, \quad (2-95)$$

где $T_{\text{кор}}$ — температура корпуса прибора;

$$\frac{dP_{\text{отв}}}{dT_{\text{пер}}} = \frac{1}{R_x}. \quad (2-96)$$

Условием теплового пробоя является неравенство

$$\frac{dP_{\text{пер}}}{dT_{\text{пер}}} > \frac{dP_{\text{отв}}}{dT_{\text{пер}}}, \quad (2-97)$$

или из (2-94) и (2-96) условие (2-97) запишется как

$$0,077 U_{\text{обр}} I_{\text{обр}} > \frac{1}{R_x},$$

откуда находится условие надежности работы германиевого перехода:

$$I_{\text{обр}} < \frac{13}{U_{\text{обр}} R_z} \quad (2-98)$$

Вследствие сильной зависимости $I_{\text{обр}}$ от температуры [см. (2-91)] условие (2-98), обычно выполняющееся при низких температурах, может нарушаться при высоких температурах. Это обстоятельство является также причиной резкой зависимости величины пробивного напряжения при тепловом пробое от температуры.

Характерной чертой теплового пробоя является наличие участка отрицательного сопротивления на обратной ветви вольт-амперной характеристики p - n перехода (рис. 2-10).

Наибольшее практическое значение для полупроводниковых приборов имеют два механизма электрического пробоя: туннельный (или *зинеровский пробой*) и ударной ионизации (лавинный пробой).

Туннельный механизм проявляется в тех случаях, когда под действием электрического поля высокой напряженности энергетические зоны в полупроводнике наклоняются настолько сильно, что вероятность туннельного перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости становится значительной.

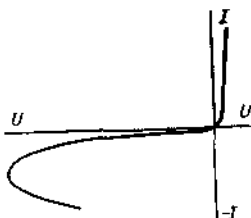


Рис. 2-10. Вольт-амперная характеристика p - n перехода с участком отрицательного сопротивления.

Работы, посвященные туннельному пробоя и в особенности туннельному эффекту в полупроводниках, в основном делятся на две категории: работы сугубо теоретического плана [Л. 65—69], фактически посвященные нахождению выражения прозрачности барьеров разных форм несколько отличными один от другого методами, и полуэмпирические, где формулу, полученную Зинером (1934 г.) для случая перехода зона—зона, распространяют на пробой p - n переходов, который она не может описать с достаточной для нас полнотой.

Учитывая столь разный подход разных авторов, необходимо иметь в виду следующее: различные методы определения коэффициента прозрачности D дают результаты, различающиеся в основном предэкспоненциальным множителем, зависящим от величины поля. Но скорость изменения этих коэффициентов ничтожна по сравнению со скоростью изменения экспоненты; даже в полях величиной 10^6 в/см эта скорость меньше скорости изменения экспоненты на много порядков.

энергией (за нуль отсчета взято дно зоны проводимости n -области), получаем для плотности туннельного тока:

$$j = \frac{1}{6} eD \int_0^{E_v} g(E_v - E) dE \sqrt{\frac{2E}{m^*}} =$$

$$= \frac{eD}{6} \int_0^{E_v} \text{const } E^{1/2} (E_v - E)^{1/2} dE, \quad (2-100)$$

или окончательно

$$j = \frac{e^2 m_r^* U^2}{2\pi\hbar^2} D. \quad (2-101)$$

Здесь m_r^* — приведенная масса электрона в зоне проводимости и дырки в зоне валентных связей:

$$\frac{1}{m_r^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}.$$

Пользуясь моделью однородного поля и выражая ширину области объемного заряда из уравнения Пуассона, получаем:

$$j = \frac{e^2 m_r^* U^2}{2\pi\hbar^2} \exp \left[-\frac{4}{3} \cdot \frac{\sqrt{2m_r^*} \Delta E^{3/4}}{e\hbar U} \right] \times$$

$$\times \sqrt{\frac{(\Delta E' - U) E}{2\pi e} \left(\frac{1}{N_n} + \frac{1}{N_p} \right)}, \quad (2-102)$$

где $\Delta E'$ — ширина запрещенной зоны в единицах потенциала; N_n , N_p — концентрация доноров и акцепторов по обе стороны перехода.

Другим механизмом электрического пробоя является ударная ионизация нейтральных атомов решетки быстрыми носителями заряда. Электроны и дырки, двигаясь в электрическом поле, увеличивают свои тепловые скорости и приобретают энергию, достаточную для совершения актов ионизации. При этом образуются пары электрон — дырка и концентрации носителей заряда, а следовательно, и ток растут [Л. 41]. Этот механизм имеет сходство с ударной ионизацией в газах, теория которой была разработана Таунсендом.

Основное понятие теории пробоя в полупроводниках — коэффициент ударной ионизации $\alpha_i(E)$ определяется как число электронно-дырочных пар, образованных одним носителем на 1 см пути в направлении поля. Проиллю-

стрируем вывод основного уравнения (условия) лавинного пробоя в простейшем случае, когда вводятся следующие предположения:

поле E есть функция только координаты x ;

переход имеет плоскопараллельную геометрию и ширину d ;

α_i есть функция только E ;

рекомбинацией можно пренебречь (время пролета носителя заряда через переход составляет около 10^{-10} сек, а время рекомбинации порядка 10^{-8} сек);

взаимодействием носителей заряда можно пренебречь;

коэффициент ионизации электронами равен коэффициенту ионизации дырками.

Пусть число носителей заряда (для определенности возьмем электроны), введенных в p - n переход, на его границе при $x=0$ равно n_0 . Пусть на отрезке от $x=0$ до $x=x$ рождается n_1 электронов, а на отрезке от x до $d-x_2$ электронов. Тогда число электронов, образовавшихся на отрезке пути от x до $x+dx$, равно

$$dn = (n_0 + n_1) \alpha_i dx + n_2 \alpha_i dx = n \alpha_i dx, \quad (2-103)$$

где $n = n_0 + n_1 + n_2$ — полное число электронов, пришедших к границе перехода $x=d$, которое зависит от $U_{обр}$ и не зависит от x .

Интегрируя выражение (2-103) при граничных условиях

$$n|_{x=0} = n_0 \text{ и } n|_{x=d} = n.$$

получаем:

$$1 - \frac{1}{M} = \int_0^d \alpha_i dx, \quad (2-104)$$

где введено понятие коэффициента умножения в p - n переходе:

$$M = \frac{n}{n_0}. \quad (2-105)$$

Обратное напряжение, при котором $M \rightarrow \infty$, очевидно, и является напряжением лавинного пробоя. Тогда из уравнения (2-104) следует уравнение для определения напряжения лавинного пробоя $U_{проб}$ в виде

$$\int_0^d \alpha_i [E(x)] dx = 1. \quad (2-106)$$

Уравнение (2-106) можно трактовать следующим образом: лавинный пробой наступает, если носитель, прежде чем уйти из области объемного заряда, произведет хотя бы один акт ионизации.

Обычно (по крайней мере в кремнии и германии) коэффициенты ударной ионизации электронами и дырками различаются, при

этих условиях (2-104) изменяется и, как можно показать, имеет вид (после очевидного перехода к интегрированию по dE вместо dx)

$$1 - \frac{1}{M} = \frac{d_0^2}{2} \int_0^{E_{max}} \alpha_t \exp \left[-\frac{d_0^2}{2} \int_0^E (\alpha_t - \beta_t) dE \right] dE, \quad (2-107)$$

где d_0 — характеристическая ширина перехода (см. далее); α_t, β_t — коэффициенты ударной ионизации носителями разных сортов.

Однако когда лавинный пробой уже развился ($M \gg 1$), число образовавшихся электронно-дырочных пар намного превышает число носителей, которые явились инициаторами лавины. Число электронов и дырок при этом приблизительно равно, а поэтому можно ввести усредненный коэффициент ударной ионизации $\alpha_t = \beta_t = \alpha_{t,ср}$. Тогда уравнение (2-107) снова даст условие пробоя в виде (2-106). Из анализа лавинного пробоя p - n перехода была получена важная зависимость коэффициента умножения M от напряжения на переходе:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{проб}} \right)^n}, \quad (2-108)$$

Показатели степени n различны для разных типов переходов и материалов. Для германиевых переходов n^+-p типа $n \approx 6$, а для переходов p^+-n типа $n \approx 3$. Для кремниевых переходов было получено [Л. 43]: для p^+-n типа $n \approx 3,5$, а для n^+-p типа $n \approx 2$. Типичная зависимость M от $(U/U_{проб})$ приведена на рис. 2-12.

Итак, для того чтобы определить напряжение пробоя из уравнения (2-106), нужно знать зависимость $\alpha_t(E)$ и распределение поля в переходе $E(x)$.

Распределение поля определяется из решения уравнения Пуассона (2-1) для каждой конкретной технологической структуры (ступенчатый, линейный, диффузионный переходы) (см § 2-2).

Зависимость $\alpha_t(E)$ может быть в принципе определена из решения кинетического уравнения Больцмана. Эта зависимость дается для сравнительно слабых полей (когда в результате столкновения носитель в среднем теряет всю энергию, приобретенную от поля на длине свободного пробега) в виде [Л. 71] $\alpha_t = e^{-b/E}$. Здесь предполагается, что ионизация осуществляется носителями, случайно набравшими энергию, необходимую для ударной ионизации, на одной

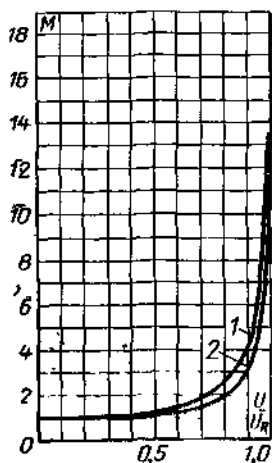


Рис. 2-12. Зависимость коэффициента умножения M от напряжения на кремниевых 1 и германиевых 2 p - n переходах.

длине свободного пробега. Вероятность этого процесса, очевидно, и выражается указанной зависимостью. В случае же сильных полей (непосредственно примыкающих к полям туннельного пробоя) носители на каждом пробеге приобретают от поля большую энергию, чем отдают при столкновении.

Здесь зависимость имеет вид $\alpha_i \approx e^{-b'/E^2}$. Таким образом, для осуществления лавины переход должен быть достаточно толстым, чтобы носители успевали на его длине набрать нужную энергию ионизации. В очень толстых переходах, с другой стороны, также затрудняется образование лавины вследствие увеличения роли рекомбинации. Аналитическая аппроксимация экспериментальных зависимостей $\alpha_i(E)$ подтверждает такой ход зависимости от поля, хотя исторически [Л. 72] именно в эксперименте впервые была определена зависимость

$$\alpha_i(E) = Ae^{-b/E}. \quad (2-109)$$

Метод определения $\alpha_i(E)$ наиболее просто продемонстрировать на примере резкого $p-n$ перехода. Распределение поля дается выражениями (2-21) и (2-22). Пренебрегая величиной φ_k по сравнению с U , формулу (2-20) можно переписать в виде

$$d = d_0 |U|^{1/2}, \quad (2-110)$$

где d_0 — так называемая характеристическая ширина перехода, или из (2-22)

$$|d| = \frac{d_0^2 E_{\max}}{2}; \quad (2-111)$$

$$d_0 = \frac{3,63 \cdot 10^8}{\sqrt{N_1}} \text{ для Si}; \quad (2-112)$$

$$d_0 = \frac{4,25 \cdot 10^8}{\sqrt{N}} \text{ для Ge}. \quad (2-113)$$

Преобразуем выражение (2-104) для рассматриваемого случая используя (2-21), (2-22) и (2-111):

$$1 - \frac{1}{M} = \int_0^{E_{\max}} \frac{d}{E_{\max}} \alpha_i(E) dE = \frac{d_0^2}{2} \int_0^{E_{\max}} \alpha_i(E) dE. \quad (2-114)$$

Продифференцировав по E_{\max} и найдя $M(E_{\max})$ при $d = \text{const}$, получим:

$$\alpha_i(E_{\max}) = \frac{2}{d_0^2} \cdot \frac{d \left(1 - \frac{1}{M}\right)}{dE_{\max}}, \quad (2-115)$$

а определив $E_{\max}(d_0)$ для различных переходов при $M \rightarrow \infty$, получим

$$\alpha_i(E_{\max}) = -\frac{4}{d_0^3} \cdot \frac{d}{dE_{\max}}(d_0). \quad (2-116)$$

Формулы (2-115) и (2-116) позволяют вычислить $\alpha_i(E)$.

Аналогичным путем можно получить $\alpha_i(E)$ и в случае линейного p - n перехода. Вводя здесь d_0 посредством выражения $d = d_0 U^{1/3}$ и пользуясь формулами (2-27) — (2-30), получаем:

$$\alpha_i(E_{\text{макс}}) = \frac{\sqrt{6}}{\pi} \cdot \frac{d}{dE_{\text{макс}}} \int_0^{E_{\text{макс}}} \frac{\left(1 - \frac{1}{M}\right)}{(E_{\text{макс}} - E)^{1/2}} \left(\frac{1}{d_0^3}\right)^{1/2} dE. \quad (2-117)$$

Определив зависимость коэффициента умножения M от максимальной напряженности поля в данном переходе, т. е. при постоянной характеристической ширине перехода $d_0 = \text{const}$, преобразуем (2-117) к виду

$$\alpha_i(E_{\text{макс}}) = \frac{\sqrt{6}}{\pi} \left(\frac{1}{d_0^3}\right)^{1/2} \frac{d}{dE_{\text{макс}}} \int_0^{E_{\text{макс}}} \frac{\left(1 - \frac{1}{M}\right)}{(E_{\text{макс}} - E)^{1/2}} dE. \quad (2-118)$$

Определив зависимость максимальной напряженности электрического поля, соответствующей пробое, т. е. когда $M \rightarrow \infty$, от характеристической ширины перехода d_0 (для различных переходов), получим:

$$\alpha_i(E_{\text{макс.пр}}) = \frac{\sqrt{6}}{\pi} \cdot \frac{d}{dE_{\text{макс.пр}}} \int_0^{E_{\text{макс.пр}}} \frac{dE}{d_0^{3/2} (E_{\text{макс}} - E)^{1/2}} \quad (2-119)$$

Формулы (2-118) и (2-119) позволяют определить $\alpha_i(E)$ для диффузионных и тянутых переходов.

В рассмотренных примерах использовалось уравнение для умножения в форме (2-104), а потому полученный результат должен соответствовать усредненным по электронам и дыркам значениям $\alpha_i(E)$, т. е. таким, которые затем справедливо использовались лишь для определения напряжения пробоя. Зависимость $\alpha_i(E)$ отдельно для электронов и дырок можно получить, лишь используя более сложное уравнение (2-107). Примеры зависимости $\alpha_i(E)$ для ионизации различными носителями представлены на рис. 2-13.

Рассмотрим теперь, как следует выбирать $\alpha_i(E)$ для практических расчетов напряжения лавинного пробоя. Можно показать [Л. 62], что для этого достаточно использовать $\alpha_i(E)$ в форме (2-109) для всех полей.

Значения A и b , необходимые для расчета, можно подобрать двумя путями: путем соответствующего усреднения экспериментальных зависимостей $\alpha_i(E)$, полученных для электронов и дырок, и пу-

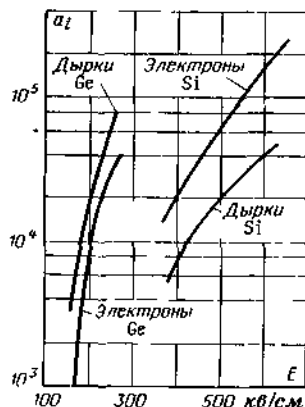


Рис. 2-13. Зависимость $\alpha_i = f(E)$ при ударной ионизации различными носителями заряда.

тем подбора A и b такими, чтобы расчетные значения напряжений пробоя равнялись каким-либо специально для этого взятым экспериментальным значениям. Затем эти A и b можно использовать для всех последующих расчетов $U_{\text{проб}}$.

Так, первым способом [Л. 62] можно определить $\alpha_i(E)$ для кремния в виде

$$\alpha_i^{\text{Si}}(E) = 1,1 \cdot 10^6 e^{-\frac{1,65 \cdot 10^6}{E}}, \text{ см}^{-1}, \quad (2-120)$$

т. е. $A = 1,1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$; $b = 1,65 \cdot 10^6 \text{ в/см}$

Рассмотрим снова, как реализуется второй способ, на примере резкого перехода. После подстановки в уравнение (2-106) зависимости $\alpha_i(E)$ (2-109) и уравнения поля (2-21) условие пробоя приобретает вид

$$\int_0^d A \exp \left[-b/E_{\text{макс}} \left(1 - \frac{x}{d} \right) \right] dx = 1. \quad (2-121)$$

Если теперь разложить экспоненту в подынтегральной функции в степенной ряд по x/d и оставить два первых члена разложения, затем проинтегрировать, то можно заметить, что результаты интегрирования снова являются двумя первыми членами разложения экспоненты. Возвращаясь к этой экспоненте и подставляя затем пределы интегрирования, можно получить искомое алгебраическое уравнение:

$$\int_0^d \alpha_i(E) dx = \int_0^d A \exp \left[-\frac{b}{E_{\text{макс}}} \left(1 - \frac{x}{d} \right) \right] dx \approx \\ \approx \alpha(E_{\text{макс}}) \frac{E_{\text{макс}} d}{b} \left[1 - \frac{\alpha(E_{\text{макс}})}{A} \right] \approx \alpha(E_{\text{макс}}) \frac{E_{\text{макс}} d}{b} = 1. \quad (2-122)$$

Подставляя в (2-122) выражение для d резкого перехода (2-20) и пренебрегая величиной φ_k по сравнению с U , окончательно получаем приближенное соотношение, связывающее напряжение лавинного пробоя $U_{\text{проб}}$ с концентрацией примеси в высокоомной части перехода N :

$$N = \frac{\epsilon \epsilon_0 b^2}{2q U_{\text{проб}} \ln^2 [2A U_{\text{проб}}/b]}. \quad (2-123)$$

Аналогичные операции для линейного перехода приводят к связи напряжения пробоя $U_{\text{проб}}$ и градиента концентрации примесей в плоскости инверсии знака заряда в виде трансцендентного уравнения, которое быстро решается последовательными приближениями:

$$U_{\text{проб}} = \frac{(d_1 b)^{3/2}}{\ln^{3/2} \left[\left(\frac{3\pi A^2 d_1}{qa} \right)^{3/4} U_{\text{проб}} \right]}, \quad (2-124)$$

где

$$d_1 = \left(\frac{12\epsilon \epsilon_0}{qa} \right)^{1/3}.$$

Если теперь построить экспериментальные зависимости $U_{\text{проб}}(N)$ для ступенчатого перехода или $U_{\text{проб}}(a)$ для линейного перехода, то требуя совпадения экспериментальных кривых и зависимости (2-123) или (2-124), можно подобрать значения A и b . Выполнение этой программы приводит к следующим значениям [Л. 73]:

$$\begin{aligned} A &= 1,2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}; \quad b = 1,4 \cdot 10^6 \text{ в/см} — \text{ для германия;} \\ A &= 0,9 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}; \quad b = 1,8 \cdot 10^6 \text{ в/см} — \text{ для кремния.} \end{aligned} \quad (2-125)$$

С другой стороны, теперь, когда найдены значения A и b (2-125), уравнения (2-123) и (2-124) решают задачу об определении напряжения лавинного пробоя в резких и линейных германиевых и кремниевых p - n переходах.

Отметим, что полученные этим способом значения A и b следует применять только с приближенными формулами (2-123) и (2-124), на основании которых они были получены. Если же рассматривается условие пробоя в точной форме (2-106), то более оправданным является использование $\alpha_i(E)$ в виде (2-109), где A и b выбраны посредством усреднения зависимостей $\alpha_i(E)$ для дырок и электронов, полученных на основании исследования умножения носителей, т. е. например, для кремния в этом случае $\alpha_i(E)$ нужно взять в виде (2-120).

Для упрощения практических расчетов иногда прибегают к аналитической аппроксимации экспериментальных зависимостей $\alpha_i(E)$ в иной форме, чем (2-109). Так, например, для германия часто используется зависимость $\alpha_i(E) = 10^{25} E^{5,45}$.

Поскольку $\alpha_i(E)$ является характеристикой только основного материала и не зависит от легирования, то напряжения пробоя простейших типов p - n переходов иногда удобно определять непосредственно по графикам соответствующих зависимостей: $U_{\text{проб}}(N)$ — для ступенчатого перехода и $U_{\text{проб}}(a)$ — для линейного перехода. Эти графики приведены на рис. 2-14 и 2-15 [Л. 73].

Удобны и зачастую достаточно точны приближенные аналитические аппроксимации этих зависимостей в виде:

$$\begin{aligned} U_{\text{проб}} &= gN^{-1} — \text{ для резких переходов;} \\ U_{\text{проб}} &= ha^{-\delta} — \text{ для плавных переходов,} \end{aligned} \quad (2-126)$$

где константы g , γ и h , δ можно выбрать, взяв на соответствующей кривой на рис. 2-14 или 2-15 две любые точки. Естественно, чем

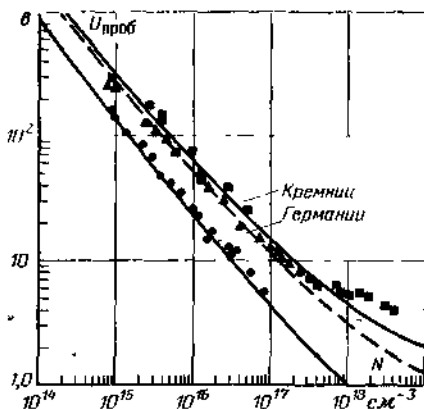


Рис. 2-14. Напряжение пробоя резких германиевых и кремниевых p - n переходов как функция концентрации их высокоомной части.

ближе точки одна к другой (т. е. чем меньше интервал напряжений, в котором мы собираемся использовать приближенные формулы), тем точнее формулы (2-126).

Сложнее обстоит дело с расчетом напряжений пробоя диффузионных переходов. Здесь, как правило, приходится прибегать

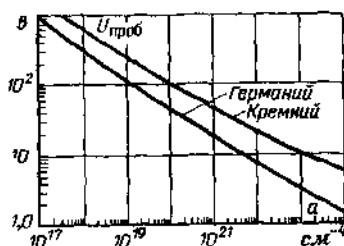


Рис. 2-15. Напряжение пробоя плавных германиевых и кремниевых $p-n$ переходов как функция модуля градиента концентрации примесей в плоскости инверсии знака заряда.

[Л. 62] даже если одна из границ области объемного заряда превышает в 1,5 раза координату минимума суммарной концентрации ($N_d - N_a$), напряжения пробоя при точном расчете этой структуры и расчете согласно модели линейного перехода различаются всего лишь на 10%. Концентрации же примеси возле этой границы отличаются от концентрации соответствующей модели линейного перехода более чем в 10 раз, а распределение поля является резко несимметричным

Эти результаты легко понять, если обратить внимание на то, что $\alpha, (E)$ (2-109) является сильной функцией поля, а потому основной вклад в интеграл (2-106) она дает лишь вблизи максимального поля $E \approx E_{\text{макс}}$. Таким образом, для определения напряжения пробоя очень важно распределение суммарной концентрации там, где поле максимально, т. е. вблизи плоскости инверсии знака заряда.

Для более простого случая диффузионного перехода, когда одна примесь распределена по диффузионному закону, а другая сохраняет постоянное значение (N_c) (см. рис. 2-6,г), зависимость $U_{\text{проб}}$ от соответствующих технологических параметров N_c и a (градиент концентрации в плоскости инверсии знака заряда)

к численному решению системы уравнений (2-106) и (2-1). Однако если граница области объемного заряда еще не слишком удалена от плоскости инверсии знака заряда, то хорошим приближением диффузионного $p-n$ перехода является модель линейного перехода, имеющего то же значение градиента концентрации в плоскости инверсии знака заряда.

Пример. Рассмотрим диффузионный $p-n$ переход, у которого и донорная, и акцепторная примеси распределены по законам диффузии (см. рис. 2-6,г и д). Очевидно, это есть случай наибольшего отклонения реальной технологической структуры от рассмотренных моделей и ступенчатого, и линейного переходов. Тем не менее

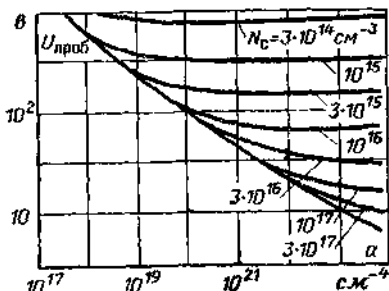


Рис. 2-16. Напряжение пробоя диффузионного $p-n$ перехода на кремнии (согласно модели на рис. 2-6,г).

для кремния приведена на рис. 2-16 [Л. 74]. Из этих результатов также видно, что если при пробое область объемного заряда не слишком протяжена, то напряжение пробоя практически зависит только от градиента концентрации примеси в плоскости инверсии знака заряда, т. е. как в модели линейного перехода. И, наоборот, в другом предельном случае, если область объемного заряда распространяется далеко в область, где концентрация практически постоянна, основная часть поля приходится на эту область постоянной концентрации. Тогда напряжение пробоя определяется величиной этой концентрации и почти не зависит от градиента концентрации в плоскости инверсии знака заряда, т. е. так же, как в модели резкого ступенчатого перехода.

Часто можно встретить отличие расчетных и экспериментальных значений напряжения пробоя. Это можно объяснить, во-первых, отличием реальной структуры p - n перехода от выбранной модели и, во-вторых, влиянием поверхности.

Видимо, отличием реальных структур p^+ - n и n^+ - p одной от другой и от идеальной модели (см. рис. 2-6, б и в) можно объяснить следующий факт. С одной стороны, было установлено выше, что напряжение лавинного пробоя должно зависеть от основного материала, но не от типа его проводимости, ввиду того что число пар носителей в развитой лавине намного больше числа первоначальных ее инициаторов ($M \rightarrow \infty$), а потому для поддержания лавины роль первоначальных носителей незначительна. С другой стороны, экспериментально установлено, что напряжение лавинного пробоя p^+ - n и n^+ - p переходов можно представить зависимостью

$$U_{\text{проб}} = B\rho^k, \quad (2-127)$$

причем B и k различны для p^+ - n и n^+ - p переходов на одном материале:

для германиевых переходов

$$U_{\text{проб}}^{\text{Ge}} = \begin{cases} 52\rho_p^{0,61} & \text{для } n^+-p \text{ типа;} \\ 83,4\rho_n^{0,61} & \text{для } p^+-n \text{ типа;} \end{cases} \quad (2-128)$$

$$(2-129)$$

для кремниевых переходов

$$U_{\text{пр}}^{\text{Si}} = \begin{cases} 23\rho_p^{0,75} & \text{для } n^+-p \text{ типа;} \\ 86\rho_n^{0,64} & \text{для } p^+-n \text{ типа.} \end{cases} \quad (2-130)$$

$$(2-131)$$

В настоящее время можно считать установленным, что как в резких впаивных p - n переходах [Л. 75], так и в достаточно плавных, полученных диффузией [Л. 70], могут осуществляться оба механизма электрического пробоя — туннельный и лавинный. Возможны и случаи их сосуществования, когда один и тот же p - n переход при низкой температуре обнаруживает лавинный механизм пробоя, а при высокой — туннельный.

Случай сосуществования физически означает, что, с одной стороны, налицо достаточная протяженность области перехода, при которой может развиваться лавина,

а с другой, — что выполняются условия для туннелирования носителей из заполненной зоны в свободную, когда из-за сравнительно высоких степеней легирования p - и n -областей (около 10^{17} — 10^{18} см $^{-3}$) и достаточных обратных смещений создаются нужный наклон зон и высокая напряженность поля в переходе, обеспечивающая существенную прозрачность барьера.

Существуют надежные экспериментальные методы разграничения видов пробоя, дающие согласованные результаты:

1) температурный ход вольт-амперной характеристики пробоя (рис. 2-17—2-19) $U_{\text{проб}}(T) = U_{\text{проб}}(T_0)[1 + \beta(T - T_0)]$; для лавинного механизма $\beta' > 0$, ибо при понижении температуры подвижность, определяемая главным образом рассеянием на тепловых колебаниях решетки, возрастает, и для того чтобы приобрести необходимую энергию для ионизации толчком на средней

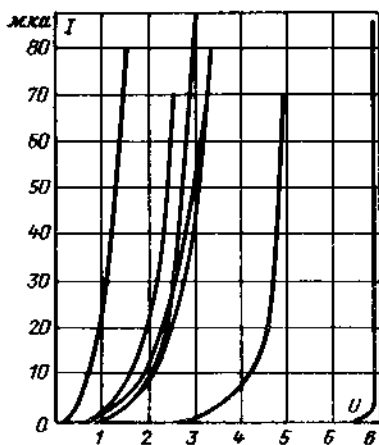


Рис. 2-17. Экспериментальные вольт-амперные характеристики туннельного (≤ 5 в) и лавинного (порядка 7 в) пробоев для разных образцов.

длина свободного пробега, достаточно более слабые поля, в результате чего напряжение пробоя падает; для туннельного механизма знак β' отрицательный: при падении температуры растет ширина запрещенной зоны, уменьшается вероятность туннелирования и, следовательно, при этом же значении поля падает туннельный ток;

2) визуально определяемая степень резкости вольт-амперной характеристики пробоя, подтверждаемая теоретически (см. рис. 2-17);

3) измерение инверсного α_i (коэффициента передачи по току в схеме с общей базой при инверсном включении, когда роль эмиттера выполняет коллектор, в транзисторной структуре) или другое прямое измерение множителя числа носителей, создаваемых, например, светом.

На рис. 2-17—2-19 приведены вычерченные самописцем вольт-амперные характеристики для двух механизмов пробоя и случая их сосуществования (рис. 2-20) для кремниевых $p-n$ переходов, полученных диффузией примесей.

Совместное теоретическое и экспериментальное изучение механизмов пробоя показывает:

$p-n$ переходы, полученные методом диффузии с пробивным напряжением у кремния более 7 в и у германия больше 5 в, обнаруживают лавинный механизм пробоя;

туннельный механизм пробоя обнаруживают кремниевые $p-n$ переходы с напряжением пробоя менее 5 в и германиевые с напряжением менее 2 в;

в области напряжений для германия от 2 до 5 в и для кремния от 5 до 7 в сосуществуют оба механизма: при низких температурах (порядка 100° K) преобладает лавинный механизм, при комнатной температуре и выше — туннельный.

Серьезное влияние на электрическую прочность $p-n$ перехода оказывает поверхность, так как на ней всегда присутствуют адсорбированные ионы, которые изменяют структуру $p-n$ перехода вблизи поверхности и напряженность электрического поля по сравнению с объемом и могут создавать условия для развития лавины у поверхности раньше, чем в объеме. Различные примеси на поверхности перехода сказываются по-разному. Поэтому обработка поверхности кристалла имеет чрезвычайно важное значение для получения высоких пробивных напряжений.

Особенно эффективным методом нейтрализации влияния поверхности является увеличение диэлектрической постоянной среды, что ослабляет поле поверхностных ионов и уменьшает искажение поля у краев перехода. Зависимость пробивного напряжения перехода от ди-

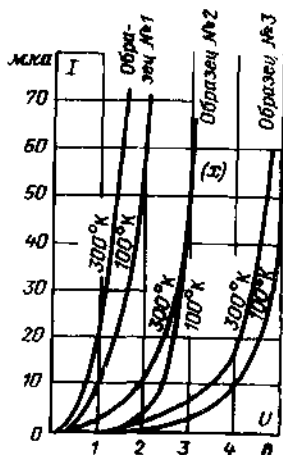


Рис. 2-18. Изменение с температурой вольт-амперной характеристики туннельного пробоя для различных образцов.

электрической постоянной среды была получена для одномерной модели в работе [Л. 3]:

$$\frac{U_2}{U_1} = 1 - \frac{2\pi\eta^2\epsilon\epsilon_0}{U_1\rho(\epsilon\epsilon_0 + \epsilon_1\epsilon_0)^2}, \quad (2-132)$$

где U_1 — пробивное напряжение в объеме; U_2 — пробивное напряжение на поверхности; ρ — плотность объемного заряда, равная qN ; ϵ_1 — диэлектрическая проницае-

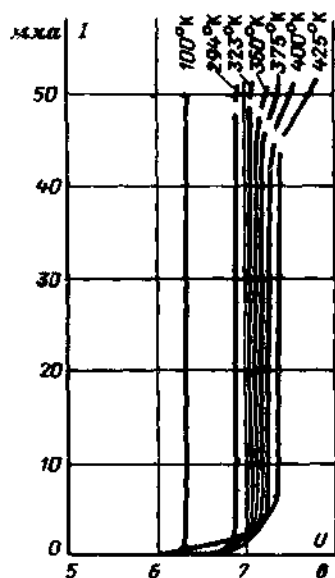


Рис. 2-19. Изменение с температурой вольт-амперной характеристики лавинного пробоя.

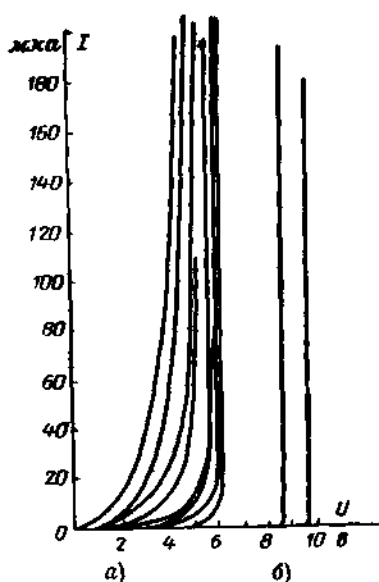


Рис. 2-20. Вольт-амперные характеристики пробоя р-п переходов в случае сосуществования двух механизмов пробоя. а — туннельный механизм; б — лавинный механизм.

мость среды; ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника; η — плотность поверхностного заряда на полупроводнике.

Если окружающая среда — воздух, т. е. $\epsilon_1 \ll \epsilon$, то

$$\frac{U_2}{U_1} = 1 - \frac{2\pi\eta^2}{U_1\rho\epsilon\epsilon_0},$$

а если $\epsilon_1 \gg \epsilon$, то $U_2 \approx U_1$.

Таким образом, в зависимости от удельного сопротивления полупроводника, типа перехода, окружающей температуры, состояния поверхности и других факторов в p - n переходе могут образоваться различные формы пробоя. Иногда эти факторы могут действовать совместно и вызывать комбинированные формы пробоя.

2-6. ВЫРОЖДЕННЫЙ p - n ПЕРЕХОД

При высоких концентрациях примесей в n - и p -областях полупроводника свойства p - n перехода сильно изменяются. Это связано со следующими основными эффектами.

Во-первых, когда среднее расстояние между примесями атомами становится меньше боровского радиуса, определяемого как

$$a_b = \frac{e s_0 h^2}{m^* q^2}, \quad (2-133)$$

деформируется зонная структура полупроводников: образуются примесные зоны разрешенных состояний, четкие границы, отделяющие запрещенную зону от валентной зоны и зоны проводимости, сменяются на размытые области состояний, в которых плотность квантовых состояний монотонно спадает к середине запрещенной зоны и эффективная ширина последней уменьшается.

Во-вторых, газ носителей зарядов в n - и p -областях становится вырожденным и уровень Ферми располагается в разрешенных зонах, так что энергетическая диаграмма p - n перехода в условиях термодинамического равновесия принимает вид, схематически показанный на рис. 2-21. Величины критических концентраций, при которых наступает вырождение электронного и дырочного газов, можно приближенно оценить по формулам (1-21) и (1-22).

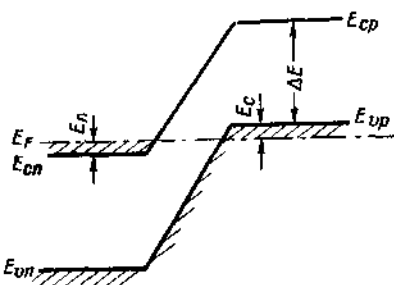


Рис. 2-21. Зонная диаграмма вырожденного p - n перехода в состоянии термодинамического равновесия.

Наконец, в-третьих, при больших концентрациях примесей ширина области пространственного заряда p - n перехода столь мала, а напряженность поля в переходе столь велика, что носители заряда способны туннелировать сквозь его потенциальный барьер. Коэффициент прозрачности электрона сквозь потенциальный барьер высотой ΔE в случае прямых туннельных переходов (без изменения квазиимпульса) и при сферических изоэнергетических поверхностях в разрешенных зонах выражается формулой

$$W = \exp\left(-\frac{\pi}{2qhE} \sqrt{2m^*} \Delta E^{3/2}\right), \quad (2-134)$$

где напряженность поля E принимается постоянной и равной среднему значению напряженности поля в p - n переходе.

Вероятность того, что электрон в течение 1 сек совершит туннельный переход сквозь барьер, равна произведению коэффициента прозрачности на частоту столкновений электрона с потенциальным барьером:

$$Z = \frac{aqE}{2\pi\hbar} \exp\left(-\frac{\pi}{2qhE} \sqrt{2m^*} \Delta E^{3/2}\right), \quad (2-135)$$

где a — постоянная решетки кристалла.

Дальнейшее уточнение теории (например, учет реальной формы барьера, учет несферичности изоэнергетических поверхностей и возможности не прямых переходов с участием рассеяния на фононах) приводит к очень громоздким выражениям для величины Z , отличающимся от выражения (2-135), однако, лишь предэкспоненциальным множителем, скорость изменения которого с полем (или концентрацией примеси) на много порядков отстает от скорости изменения экспоненты. Между тем, уже из формулы (2-135)

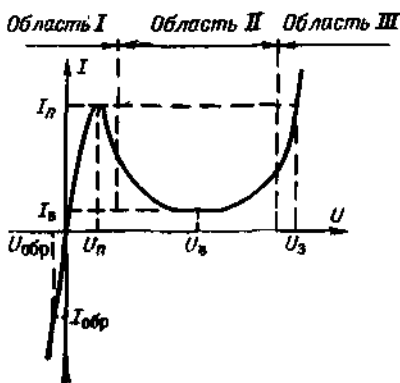


Рис. 2-22. Вольт-амперная характеристика вырожденного p - n перехода.

видно, что с уменьшением ширины p - n перехода d в силу возрастания величины $E = \varphi_{\kappa}/d$ увеличивается вероятность туннельного эффекта.

В вольт-амперной характеристике узкого p - n перехода, изображенного на рис. 2-21, появляются области, обусловленные туннельным механизмом переноса тока (рис. 2-22): обратная ветвь, первая восходящая ветвь и верхняя часть падающего участка вольт-амперной характеристики (область I на рис. 2-22) объясняются обменом электронами между валентной зоной p -области и зоной проводимости n -области за счет туннельных переходов без изменения энергии электрона.

Избыточный ток (область II) — это ток вблизи минимума вольт-амперной характеристики.

И лишь при достаточно большом прямом смещении имеет место обычный диффузионный ток или ток рекомбинации в p - n переходе (область III).

Величины граничных напряжений и токов, при которых один преобладающий механизм тока сменяется другим, зависят от параметров исходного материала и его качества, технологии изготовления p - n перехода и температуры.

Из общих физических соображений можно предположить, что туннельный поток электронов, имеющих энергию, близкую к E_p , $[dI(E_p)]$, из зоны проводимости n -области в валентную зону p -области будет пропорционален произведению величин Z_{c-v} , концентрации электронов в зоне проводимости и плотности незанятых состояний в валентной зоне p -области вблизи того же энергетического уровня E_p . При этом полный поток

$$I \approx \int_{E_{*n}}^{E_{*p}} Z f_{\bullet}(E) [1 - f_{\bullet}(E)] N_{\bullet}(E) N_{\circ}(E) dE. \quad (2-136)$$

Аналогично в обратном направлении

$$I \approx \int_{E_{*n}}^{E_{*p}} Z f_{\circ}(E) [1 - f_{\circ}(E)] N_{\bullet}(E) N_{\circ}(E) dE. \quad (2-137)$$

Для тока через p - n переход имеем:

$$I \approx \int_{E_{*n}}^{E_{*p}} Z [f_{\bullet}(E) - f_{\circ}(E)] N_{\bullet}(E) N_{\circ}(E) dE. \quad (2-138)$$

Анализ выражения (2-138) и более строгих уравнений, полученных рядом авторов, показывает, что I область вольт-амперной ха-

рактеристики (рис. 2-22) можно описать уравнением

$$I \approx I_n \frac{u}{u_n} \exp\left(1 - \frac{u}{u_n}\right), \quad (2-139)$$

причем

$$I_n \approx \frac{1}{d} \exp(-\beta d), \quad (2-140)$$

где β — константа, зависящая от параметров материала и технологических параметров; она тем больше, чем шире запрещенная зона полупроводника и чем больше эффективные массы носителей тока.

Пользуясь (2-140), легко получить формулу для отношения пикового тока к емкости p - n перехода:

$$\frac{I_n}{C} \approx \exp\left(-\beta_1 \sqrt{\frac{N_{xn} + N_{xp}}{N_{xn}N_{xp}}}\right). \quad (2-141)$$

Здесь β_1 — константа.

В частности, для p - n переходов в германии справедливо равенство

$$\frac{I_n}{C_n} \approx 9,5 \cdot 10^2 \exp\left(-3 \cdot 10^{10} \sqrt{\frac{N_{xn} + N_{xp}}{N_{xn}N_{xp}}}\right), \quad (2-142)$$

а для арсенида галлия

$$\frac{I_n}{C_n} \approx 7,6 \cdot 10^{11} \exp\left(-8,3 \cdot 10^{10} \sqrt{\frac{N_{xn} + N_{xp}}{N_{xn}N_{xp}}}\right), \quad (2-143)$$

где размерности следующие:

$$\frac{I}{C}, \frac{mA}{pF}; N_x, \text{ см}^{-3}; N_a, \text{ см}^{-3}.$$

Для оценки емкости p - n перехода $C(u)$ можно в первом приближении использовать выражение вида (2-70), заменив N_a приведенной концентрацией

$$N_a \rightarrow \frac{N_{xn}N_{xp}}{N_{xn} + N_{xp}},$$

а φ_k величиной $\bar{\varphi}_k$:

$$\bar{\varphi}_k = \Delta E + 0,6(E_n + E_p). \quad (2-144)$$

Более точный расчет $C(u)$ требует учета влияния подвижных зарядов и реального распределения примесей в области объемного заряда p - n перехода.

Величину напряжения, соответствующего максимуму вольт-амперной характеристики u_n , можно найти из соотношений¹

$$u_n \approx \frac{1}{3q}(E_n + E_p), \quad (2-145)$$

¹ Выражения (2-144) и (2-145) получены Кейном для температуры $T=0^\circ\text{K}$. Однако практика показывает, что приближенно они выполняются в широком диапазоне температур.

если $E_{\text{меньшее}} \geq E_{\text{большее}}/2$

$$u_n \approx \frac{E_{\text{меньшее}}}{q}, \quad (2-146)$$

если $E_{\text{меньшее}} < \frac{1}{2} E_{\text{большее}}$, причем величины E определяются уравнениями:

$$n = N_n F_{1/2} \left(\frac{E_n}{kT} \right); \quad (2-147)$$

$$p = N_p F_{1/2} \left(\frac{E_p}{kT} \right), \quad (2-148)$$

где $F_{1/2}$ — интеграл Ферми половинного индекса:

$$F_{1/2}(\eta) = \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2} dx}{1 + \exp(x - \eta)}, \quad (2-149)$$

значения которого при различных η можно найти в соответствующих справочниках.

В случае достаточно высокой степени вырождения, когда

$$kT \ll E_n, \quad (2-150)$$

и при выполнении условия

$$na_0^3 \gg 1 \quad (2-151)$$

более точный результат дает формула

$$E_n = E_F - E_C \approx E_{F0} \left\{ 1 - 0,23 (na_0^3)^{1/3} - \frac{\pi^2 kT}{12 E_{F0}} \left[1 + \frac{12 (na_0^3)^{-1/3}}{\pi^3 (3\pi^2)^{1/3}} \right] \right\}. \quad (2-152)$$

Здесь

$$E_{F0} = \frac{(3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n^{2/3}}{2m_n^*}, \quad (2-153)$$

а E_C — энергия, соответствующая дну зоны проводимости в собственном материале.

Аналогичное соотношение справедливо и для валентной зоны.

При расчете падающего участка вольт-амперной характеристики туннельного p - n перехода уравнение (2-139) дает большую погрешность уже при

$$u > 1,5 u_n.$$

Поэтому используют различные аппроксимации. Удобным является выражение вида

$$I \approx I_n \left(\frac{u}{u_n} \right)^{\gamma} \exp \left[\gamma \left(1 - \frac{u}{u_n} \right) \right], \quad (2-154)$$

которое с точностью лучшей, чем $\pm 0,02 I_n$, выполняется в интервале от u_n до $3 u_n$.

Для туннельных p - n переходов в арсениде галлия $\gamma = 1,6 \div 1,8$
 Для германиевых переходов с

$$\frac{I_n}{C_b} = 0,5 \div 10 \text{ ма/пф}$$

найденно выражение, справедливое от $1,5 u_n$ до $2,5 u_n$ в широком интервале температур (от -60 до $+70^\circ \text{C}$) с погрешностью, меньшей 5%

$$\frac{I}{I_n(t^0)} \approx \frac{2}{3 \sqrt{B(t^0)}} - 0,485 \sqrt{B(t^0)} \operatorname{arctg} X \times \left[1,12 \sqrt{B(t^0)} \left(\frac{u}{u_n(t^0)} - 1,9 \right) \right], \quad (2-155)$$

причем отрицательное дифференциальное сопротивление определяется из соотношения

$$\frac{R^-}{R_{\text{мин}}^-} \approx 1 + 1,25 B \left(\frac{u}{u_n} - 1,9 \right)^2, \quad (2-156)$$

погрешность которого меньше 10%.

В (2-155) и (2-156) величина

$$B(t^0) = 1 - 1,1 \cdot 10^{-3} (t - 20^\circ \text{C}). \quad (2-157)$$

Величина $R_{\text{мин}}^-$ есть минимальное отрицательное дифференциальное сопротивление (в точке перегиба падающего участка вольт-амперной характеристики). Координаты точки перегиба:

$$u_0 \approx 1,9 u_n; \quad (2-158)$$

$$I_0 \approx \frac{2}{3} I_n; \quad (2-159)$$

для германия величина

$$|R_{\text{мин}}^-| \approx 1,84 \frac{r_{u_n}}{B I_n}; \quad (2-160)$$

для арсенида галлия

$$|R_{\text{мин}}^-| \approx \frac{200}{I_n}, \quad (2-161)$$

где размерности: R , ом; I_n , ма.

Координаты минимума вольт-амперной характеристики рассчитать трудно, поскольку они определяются избыточным током, который в большой мере зависит от качества исходного материала и чистоты проведения технологических процессов. Можно только отметить, что обычно

$$u_0 \geq \frac{1}{q} (E_n + E_p),$$

причем чем больше величина $E_n + E_p$ и ширина запрещенной зоны полупроводника, тем больше u_0 .

Типичные значения u_n и I_n следующие:

для германия

$$u_n \approx 0,3 \div 0,4 \text{ в}; \quad I_n < \frac{I_n}{5};$$

для антимонида галлия

$$u_n \approx 0,25 \div 0,35 \text{ в}; I_n < \frac{I_n}{10};$$

для арсенида галлия

$$u_n \approx 0,5 \div 0,65 \text{ в}; I_n < \frac{I_n}{10}.$$

При напряжении, большем u_n , избыточный ток описывается соотношением

$$I = A (i^0) \exp (\sigma u),$$

где $A (i^0)$ растет с температурой, а σ практически от нее не зависит.

Часто наблюдаются два-три участка, характеризующиеся различными величинами σ .

Коэффициент $A (i^0)$ тем больше, чем выше концентрация примесей, вносящих глубокие энергетические уровни в запрещенную зону полупроводника.

Уникальное свойство вольт-амперной характеристики вырожденного p - n перехода — наличие участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением широко используется в приборе, получившем название туннельного диода.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ И ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРОВ

3-1. ТРАНЗИСТОР В КАЧЕСТВЕ ЛИНЕЙНОГО ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКА

Транзистор можно представить так же, как большое число других радиоэлектронных приборов и устройств, в виде четырехполюсника. Схема четырехполюсника показана на рис. 3-1.

Взаимная связь между параметрами четырехполюсника выражается одним или несколькими линейными уравнениями. Эти уравнения обычно получаются при разложении статической характеристики прибора вблизи рабочей точки в ряд Тейлора и сохранении только членов первого порядка. При этом полагают, что ток является одно-

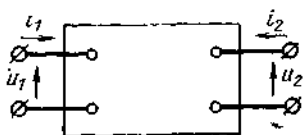


Рис. 3-1. Схема четырехполюсника.

значной функцией напряжения. Уравнения токов прибора записываются, например, как

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= I_1(U_1, U_2); \\ I_2 &= I_2(U_1, U_2). \end{aligned} \right\} \quad (3-1)$$

Разложение в ряд Тейлора зависимости [3-1] для малых изменений i и u вблизи рабочей точки приводит к уравнениям

$$\left. \begin{aligned} I_{10} + i_1 &= I_{10} + \frac{\partial I_1}{\partial U_1} u_1 + \frac{\partial I_1}{\partial U_2} u_2 + \dots; \\ I_{20} + i_2 &= I_{20} + \frac{\partial I_2}{\partial U_1} u_1 + \frac{\partial I_2}{\partial U_2} u_2 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (3-2)$$

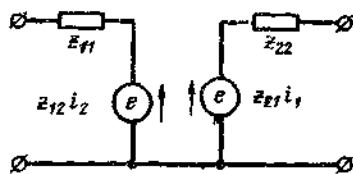


Рис. 3-2. Схема эквивалентного четырехполюсника с использованием z -параметров.

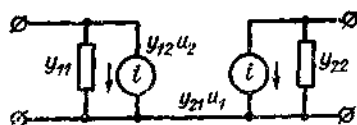


Рис. 3-3. Схема эквивалентного четырехполюсника с использованием y -параметров.

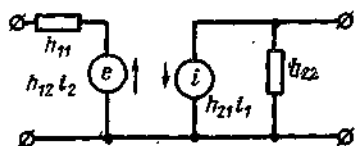


Рис. 3-4. Схема эквивалентного четырехполюсника с использованием гибридных h -параметров.

Введя обозначение $\partial I_i / \partial U_j = g_{ij}$, получим линейное уравнение в обычной для четырехполюсников форме:

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= g_{11} u_1 + g_{12} u_2; \\ i_2 &= g_{21} u_1 + g_{22} u_2. \end{aligned} \right\} \quad (3-3)$$

Эти уравнения не выражают зависимости параметров от частоты, так как статические характеристики не содержат реактивных элементов. При наличии же зависимости от частоты общая предпосылка об однозначности связи между током и напряжением, выраженная в уравнениях (3-1), неверна. Однако можно пользоваться уравнениями четырехполюсника в форме (3-3), заменив в данном случае активные проводимости комплексными. Система

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= y_{11} u_1 + y_{12} u_2; \\ i_2 &= y_{21} u_1 + y_{22} u_2 \end{aligned} \right\} \quad (3-4)$$

пригодна для всех частот.

Первым вопросом при рассмотрении четырехполюс-

ника является выбор параметров, характеризующих его поведение. Можно воспользоваться шестью различными системами параметров. В зависимости от выбора системы меняются уравнения четырехполюсника.

1. Система полных сопротивлений. Схема эквивалентного четырехполюсника для этого случая приведена на рис. 3-2. В качестве независимых переменных выбираются токи i_1 и i_2 :

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= i_1 z_{11} + i_2 z_{12}; \\ u_2 &= i_1 z_{21} + i_2 z_{22}; \\ z_{ij} &= z_{ij\text{действ}} + jz_{ij\text{мним}}. \end{aligned} \right\} \quad (3-5)$$

2. Система полных проводимостей. Схема эквивалентного четырехполюсника приведена на рис. 3-3. В качестве независимых переменных выбираются напряжения u_1 и u_2 :

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= u_1 y_{11} + u_2 y_{12}; \\ i_2 &= u_1 y_{21} + u_2 y_{22}; \\ y_{ij} &= y_{ij\text{действ}} + jy_{ij\text{мним}}. \end{aligned} \right\} \quad (3-6)$$

3. Гибридная система h -параметров. Схема эквивалентного четырехполюсника для этого случая изображена на рис. 3-4. В качестве независимых переменных выбираются i_1 и u_2 :

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= i_1 h_{11} + u_2 h_{12}; \\ I_2 &= i_1 h_{21} + u_2 h_{22}; \\ h_{ij} &= h_{ij\text{действ}} + jh_{ij\text{мним}}. \end{aligned} \right\} \quad (3-7)$$

4. Гибридная система g -параметров. Схема эквивалентного четырехполюсника приведена на рис. 3-5. В качестве независимых переменных выбираются u_1 и i_2 :

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= u_1 g_{11} + i_2 g_{12}; \\ u_2 &= u_1 g_{21} + i_2 g_{22}; \\ g_{ij} &= g_{ij\text{действ}} + jg_{ij\text{мним}}. \end{aligned} \right\} \quad (3-8)$$

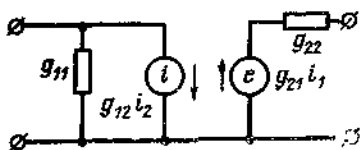


Рис. 3-5. Схема эквивалентного четырехполюсника с использованием гибридных g -параметров.

5. Система a -параметров четырехполюсника. В качестве независимых переменных выбираются i_2 и u_2 :

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= a_{11}u_2 + a_{12}i_2; \\ i_1 &= a_{21}u_2 + a_{22}i_2; \\ a_{ij} &= a_{ij\text{действ}} + ja_{ij\text{мним}}; \end{aligned} \right\} \quad (3-9)$$

6. Система b -параметров четырехполюсника. В качестве независимых переменных выбираются i и u_1 :

$$\left. \begin{aligned} u_2 &= b_{11}u_1 + b_{12}i_1; \\ i_2 &= b_{21}u_1 + b_{22}i_1; \\ b_{ij} &= b_{ij\text{действ}} + jb_{ij\text{мним}}. \end{aligned} \right\} \quad (3-10)$$

Последние две системы параметров a_i и b_i имеют ограниченное применение. Они могут быть полезны при рассмотрении распределенных структур и анализе передачи электрических сигналов по цепочке таких структур.

Обычно пользуются первыми тремя системами параметров четырехполюсника. Эти системы далеко не равнозначны и каждая имеет свою предпочтительную область применения.

При использовании системы z -параметров все измерения параметров четырехполюсника удобно производить в режиме холостого хода. Такой метод целесообразен для некоторых типов транзисторов, которые имеют коэффициент усиления по току $\alpha > 1$ и обладают неустойчивостью в режиме короткого замыкания. Но для обычных плоскостных транзисторов, у которых $\alpha < 1$ и высокое сопротивление коллектора, осуществить холостой ход на выходе представляется затруднительным. Из этого затруднения можно выйти, применив систему y -параметров, так как в этом случае измерения проводятся

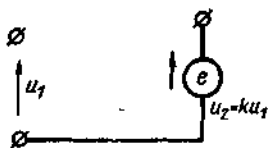


Рис. 3-6. Схема идеального усилителя напряжения.

в режиме короткого замыкания на входе и выходе. Но при этом встречается другая трудность — осуществление короткого замыкания на входе при малом сопротивлении эмиттера.

Из изложенных соображений очевидны преимущества системы гибридных h -параметров, при которой измерения проводятся при холостом ходе на входе и коротком замыкании на выходе.

Наиболее широкое применение нашли в практике системы y - и h -параметров.

Из рис. 3-4 очевидно, что осуществляя холостой ход на входе и короткое замыкание на выходе, можно определить все h -параметры:

$$h_{11} = \frac{\partial I_1}{\partial I_1 | U_2 = \text{const}} = \frac{u_1}{i_1} \text{ — входное сопротивление транзистора при короткозамкнутом выходе;}$$

$h_{12} = u_1/u_2$ — отношение входного напряжения к выходному при разомкнутом входе;

$h_{21} = i_2/i_1$ — отношение выходного тока к входному при короткозамкнутом выходе;

$h_{22} = i_2/u_2$ — выходная проводимость при разомкнутом входе.

Преимущества той или иной системы параметров в применении к конкретным схемам можно проиллюстрировать на простейших примерах идеальных усилителей.

1. Идеальный усилитель напряжения (рис. 3-6). Наиболее удобна в этом случае система g -параметров:

$$\left. \begin{aligned} g_{11} = 0; \quad g_{12} = 0; \\ g_{21} = k; \quad g_{22} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (3-11)$$

Усилитель имеет бесконечно большой входной импеданс, выходной импеданс равен нулю, прямым коэффициентом передачи напряжения k является g_{21} и обратный коэффициент передачи тока равен нулю. Такой усилитель не потребляет мощности на входе и имеет бесконечную мощность на выходе. Он строго односторонен, так как его вход совершенно безразличен к возбуждению на выходе.

2. Идеальный усилитель тока (рис. 3-7). Наиболее удобна система h -параметров:

$$\left. \begin{aligned} h_{11} = 0; \quad h_{12} = 0; \\ h_{21} = k; \quad h_{22} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (3-12)$$

Этот усилитель имеет нулевой входной импеданс и бесконечно большой выходной импеданс; прямым коэффициентом передачи тока k является h_{21} , а обратный коэффициент передачи напряжения равен нулю.

Так же как и в предыдущем случае, усилитель не потребляет мощности на входе, обеспечивает бесконечный коэффициент усиления по мощности и односторонен.

3. Идеальный преобразователь проводимости (рис. 3-8). Этот тип усилителя характеризуется зависимостью выходного тока от входного напряжения. Наиболее удобна для его описания система y -параметров.

$$\left. \begin{aligned} y_{11} = 0; \quad y_{12} = 0; \\ y_{21} = y_2; \quad y_{22} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (3-13)$$

Такой усилитель имеет бесконечно большие входной и выходной импедансы. Прямая передаточная проводимость $y_{21} = y_2$. Коэффици-

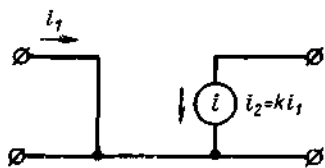


Рис. 3-7. Схема идеального усилителя тока.

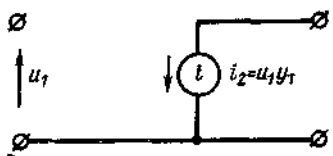


Рис. 3-8. Схема идеального преобразователя проводимости.

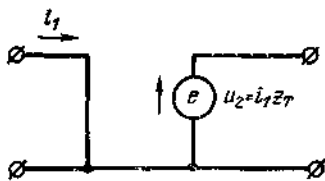


Рис. 3-9. Схема идеального преобразователя сопротивления.

ент усиления по мощности бесконечно велик. Схема однонаправлена.

4. Идеальный преобразователь сопротивления (рис. 3 9):

$$\left. \begin{aligned} z_{11} &= 0; & z_{12} &= 0; \\ z_{21} &= z_0; & z_{22} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3-14)$$

Этот усилитель также обладает бесконечным коэффициентом усиления по мощности и однонаправлен. Наилучшим образом он описывается системой z -параметров.

Если параметры четырехполюсника выражены в одной из систем, то путем пересчета можно получить любую другую систему параметров.

Формулы перехода от одной системы к другим приведены в табл. 3-1.

Часто при расчете схем четырехполюсников пользуются матричным методом. Этот метод впервые был предложен для анализа электрических цепей Штрюкером и Фельдкеллером в 1929 г. и достаточно подробно изложен в применении к схемам с транзисторами в [Л. 114].

3-2. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ ТРАНЗИСТОРА

Представление транзистора в качестве четырехполюсника позволяет получить определенные сведения для разработчика схемы о поведении транзистора при малых сигналах в рабочей точке, в которой заданы параметры четырехполюсника. Но и для разработчика схемы и особенно разработчика транзисторов необходимо иметь в дополнение к четырехполюсным параметрам (в значительной мере формальным) такие параметры, которые в какой-то мере представляли бы физическую природу явлений в транзисторе. Близкие к этим требованиям параметры можно получить преобразованием эквивалентной схемы четырехполюсника.

Эквивалентные схемы замещения делятся на формальные и физические. Формальная эквивалентная схема — это схемное представление уравнений, описывающих четырехполюсник. При этом элементы этой схемы, как правило, никак не связаны с процессами, лежащими в основе действия прибора, описываемого уравнениями четырехполюсника.

Элементы физической эквивалентной схемы, напротив, несут в себе информацию о внутренней структуре прибора.

В данном параграфе рассмотрены в основном формальные эквивалентные схемы, отдельные элементы которых в частном случае могут также иметь конкретные физические содержания. Допустим, например, что четы-

Переводная таблица систем параметров

Из системы	В систему		
	z	y	h
z	—	$y_{11} = \frac{z_{22}}{\Delta z};$ $y_{12} = \frac{-z_{12}}{\Delta z};$ $y_{21} = \frac{-z_{21}}{\Delta z};$ $y_{22} = \frac{z_{11}}{\Delta z}$	$h_{11} = \frac{\Delta z}{z_{22}};$ $h_{12} = \frac{z_{12}}{z_{22}};$ $h_{21} = \frac{-z_{21}}{z_{22}};$ $h_{22} = \frac{1}{z_{22}}$
y	$z_{11} = \frac{y_{22}}{\Delta y};$ $z_{12} = \frac{-y_{12}}{\Delta y};$ $z_{21} = \frac{-y_{21}}{\Delta y};$ $z_{22} = \frac{y_{11}}{\Delta y}$	—	$h_{11} = \frac{1}{y_{11}};$ $h_{12} = \frac{-y_{12}}{y_{11}};$ $h_{21} = \frac{y_{21}}{y_{11}};$ $h_{22} = \frac{\Delta y}{y_{11}}$
h	$z_{11} = \frac{\Delta h}{h_{22}};$ $z_{12} = \frac{h_{12}}{h_{22}};$ $z_{21} = \frac{-h_{21}}{h_{22}};$ $z_{22} = \frac{1}{h_{22}}$	$y_{11} = \frac{1}{h_{11}};$ $y_{12} = \frac{-h_{12}}{h_{11}};$ $y_{21} = \frac{h_{21}}{h_{11}};$ $y_{22} = \frac{\Delta h}{h_{11}}$	—

$$\Delta z = z_{11}z_{22} - z_{12}z_{21} = \frac{1}{\Delta y} = \frac{h_{11}}{h_{22}};$$

$$\Delta y = y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21};$$

$$\Delta h = h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21} = \frac{z_{11}}{z_{22}} = \frac{y_{22}}{y_{11}}.$$

рехполюсник, который мы описывали системой 2-параметров, не содержит реактивностей. Тогда уравнения этого четырехполюсника будут содержать только активные сопротивления:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= r_{11}i_1 + r_{12}i_2; \\ u_2 &= r_{21}i_1 + r_{22}i_2. \end{aligned} \right\} \quad (3-15)$$

Четырехполюсник можно заменить Т-образной эквивалентной схемой (рис. 3-10).

Система уравнений для схемы на рис. 3-10 запишется следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= (r_3 + r_6) i_3 + r_6 i_k; \\ u_2 &= (r_6 + r_m) i_3 + (r_6 + r_k) i_k. \end{aligned} \right\} \quad (3-16)$$

Сравнивая эти уравнения с уравнениями четырехполюсника, нетрудно установить связь между параметрами r_3 , r_6 , r_m и r_k , r_{11} , r_{12} , r_{21} и r_{22} :

$$\left. \begin{aligned} r_{11} &= r_3 + r_6; \\ r_{12} &= r_6; \\ r_{21} &= r_6 + r_m; \\ r_{22} &= r_6 + r_k. \end{aligned} \right\} \quad (3-17)$$

$$\left. \begin{aligned} r_3 &= r_{11} - r_{12}; \\ r_6 &= r_{12}; \\ r_k &= r_{22} - r_{12}; \\ r_m &= r_{21} - r_{12}. \end{aligned} \right\} \quad (3-18)$$

Введение в четырехполюсник на рис. 3-10 генератора напряжения $r_m i_3$ отражает тот факт, что транзистор является активным четырехполюсником. Наличие усиления по напряжению определяется в этой схеме эквивалентным генератором в цепи коллектора.

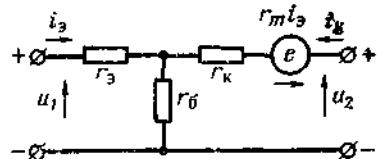


Рис. 3-10. Т-образная эквивалентная схема транзистора с использованием параметров r_3 , r_6 , r_k , r_m .

Можно представить эквивалентную схему транзистора и с генератором тока. Произведем замену генератора напряжения генератором тока, как это показано на рис. 3-11.

Приравняем напряжения обоих генераторов в режиме холостого хода:

$$r_m i_a = \alpha r_k i_a,$$

откуда

$$\alpha = \frac{r_m}{r_k}. \quad (3-19)$$

Тот же результат получим, приравняв токи короткого замыкания:

$$i = \frac{r_m i_a}{r_k} = \alpha i_a,$$

откуда

$$\alpha = \frac{r_m}{r_k}.$$

Таким образом, эквивалентная схема транзистора с генератором тока может быть представлена в виде, показанном на рис. 3-12.

Эквивалентные схемы на рис. 3-10 и 3-12 относятся к случаю включения транзистора с общей базой. Возможны и два других способа включения транзистора: с общим эмиттером и общим коллектором. Все три схемы включения изображены на рис. 3-13.

Так же как и в схеме с общей базой, двум другим включениям транзистора соответствуют эквивалентные схемы, содержащие генераторы напряжения и тока.

Элементы матрицы транзисторного четырехполюсника принято обозначать дополнительным индексом б, э, к в соответствии с тем, к какой схеме включения они относятся.

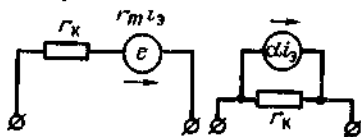


Рис. 3-11. Схема замены генератора тока генератором напряжения.

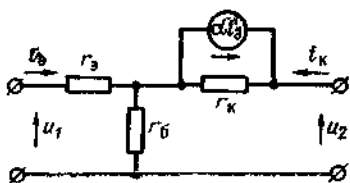


Рис. 3-12. Т-образная эквивалентная схема транзистора с генератором тока.

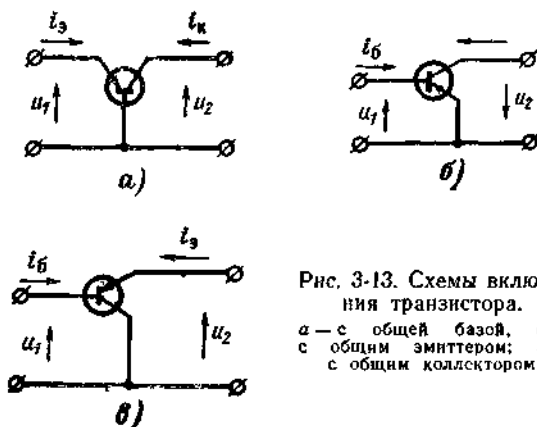


Рис. 3-13. Схемы включения транзистора.

a — с общей базой, *б* — с общим эмиттером; *в* — с общим коллектором

Эквивалентные схемы для транзисторов с общим эмиттером

Рассмотрим сначала эквивалентную схему с генератором напряжения. По своей структуре она аналогична схеме с общей базой, но напряжение генератора определяется величиной тока базы i_6 (рис. 3-14).

Закон Кирхгофа для этой цепи запишется в следующей форме:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= (r_6 + r_0) i_6 + r_0 i_k; \\ u_2 &= (r_0 - r_m) i_6 + [r_k (1 - \alpha) + r_0] i_k. \end{aligned} \right\} \quad (3-20)$$

Выходное сопротивление в этой схеме равно $r_k(1-\alpha)$ или с учетом (3-19) $r_k - r_m$.

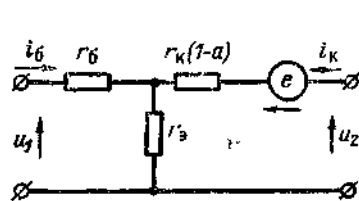


Рис. 3-14. Эквивалентная схема с генератором напряжения при включении транзистора с общим эмиттером.

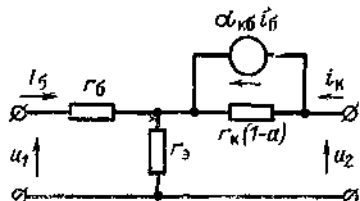


Рис. 3-15. Эквивалентная схема с генератором тока при включении транзистора с общим эмиттером.

Эквивалентная схема с генератором тока изображена на рис. 3-15.

Приравняем напряжения холостого хода или токи короткого замыкания схем на рис. 3-14 и 3-15; тогда получим:

$$\alpha_{к.б.} = \frac{r_m}{r_k(1-\alpha)} = \frac{r_m}{r_k - r_m}, \quad (3-21)$$

или, подставив (3-19) в (3-21),

$$\alpha_{к.б.} = \frac{\alpha}{1-\alpha}, \quad (3-22)$$

Эквивалентные схемы для транзистора с общим коллектором

Эти схемы аналогичны соответствующим схемам для транзистора с общим эмиттером и изображены на рис. 3-16 и 3-17.

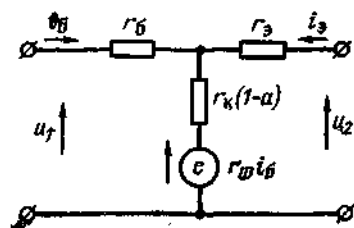


Рис. 3-16. Эквивалентная схема с генератором напряжения при включении транзистора с общим коллектором.

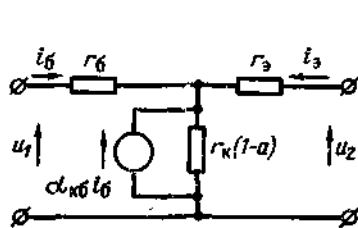


Рис. 3-17. Эквивалентная схема с генератором тока при включении транзистора с общим коллектором.

Закон Кирхгофа для этих схем запишется в следующей форме:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= (r_б + r_к) i_б + (r_к - r_m) i_э; \\ u_2 &= r_э i_э + (r_б + r_к - r_m) i_б. \end{aligned} \right\} \quad (3-23)$$

3-3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭКВИВАЛЕНТНОГО ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКА ПО СТАТИЧЕСКИМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

Как было показано в начале настоящей главы, по статическим характеристикам транзистора методом разложения в ряд Тейлора в окрестности рабочей точки могут быть получены параметры четырехполюсника. Затем преобразованиями типа (3-17) можно получить параметры $r_б$, $r_э$, $r_к$ и r_m .

Типичное семейство статических характеристик плоскостного транзистора типа $p-n-p$, включенного в схему с общей базой, представлено на рис. 3-18.

По аналогии с (3-5) можно записать:

$$\left. \begin{aligned} u_э &= \frac{\partial U_э}{\partial I_э} i_э + \frac{\partial U_э}{\partial I_к} i_к; \\ u_к &= \frac{\partial U_к}{\partial I_э} i_э + \frac{\partial U_к}{\partial I_к} i_к. \end{aligned} \right\} \quad (3-24)$$

Используя (3-24), можно определить следующие параметры транзистора:

$$\begin{aligned}
 r_{116} &= \left. \frac{\partial U_3}{\partial I_3} \right|_{I_K = \text{const}} \quad \text{— входное сопротивление транзистора в схеме с общей базой при разомкнутом выходе;} \\
 r_{126} &= \left. \frac{\partial U_3}{\partial I_K} \right|_{I_3 = \text{const}} \quad \text{— сопротивление обратной передачи транзистора в схеме с общей базой при разомкнутом входе (сопротивление обратной связи);} \\
 r_{216} &= \left. \frac{\partial U_K}{\partial I_3} \right|_{I_K = \text{const}} \quad \text{— сопротивление прямой передачи в схеме с общей базой при разомкнутом выходе;} \\
 r_{226} &= \left. \frac{\partial U_K}{\partial I_K} \right|_{I_3 = \text{const}} \quad \text{— выходное сопротивление транзистора в схеме с общей базой при разомкнутом входе.}
 \end{aligned}
 \tag{3-25}$$

При описании работы транзистора при малых сигналах широко используется параметр $h_{216}^r = \frac{i_K}{i_3}$ при $U_K = \text{const}$, называемый коэффициентом передачи по току транзистора в режиме короткого замыкания. Его можно определить из статических характеристик тран-

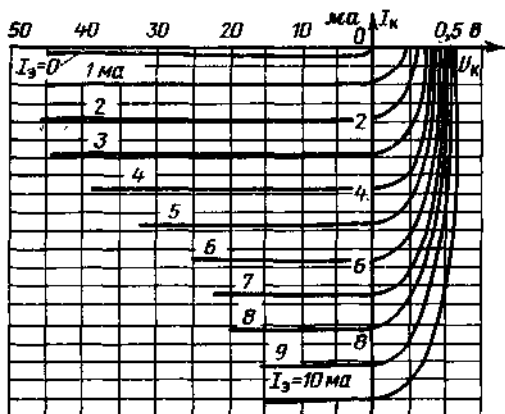


Рис. 3-18. Семейство статических характеристик плоскостного *p-n-p* транзистора в схеме с общей базой $I_K = f(U_K)$ при $I_3 = \text{const}$.

зистора. Полагая $U_k = \text{const}$ (т. е. $U_k = 0$ — короткое замыкание на выходе), получим систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= r_{116}i_0 + r_{126}i_k \\ 0 &= r_{216}i_0 + r_{226}i_k \end{aligned} \right\} \quad (3-26)$$

Для этого случая

$$i_0 = \frac{U_0 r_{226}}{r_{116} r_{226} - r_{126} r_{216}}; \quad i_k = \frac{-U_0 r_{216}}{r_{116} r_{226} - r_{126} r_{216}};$$

$$|h_{216}| = \left| \frac{i_k}{i_0} \right| = \frac{r_{216}}{r_{226}} = \frac{r_m + r_6}{r_k + r_6}. \quad (3-27)$$

Коэффициент передачи тока α , который используется в эквивалентных схемах транзистора с генератором тока, по (3-19) равен

$$\alpha = \frac{r_m}{r_k}.$$

Таким образом, h_{216} и α несколько различаются.

Однако следует отметить, что для транзисторов обычно $r_m \gg r_6$ и $r_k \gg r_6$, т. е.

$$|h_{216}| \approx \frac{r_m}{r_k} = \alpha. \quad (3-28)$$

Перевод параметров четырехполюсника, выраженных в трех наиболее широко применяемых системах r , y и h , в систему параметров эквивалентной схемы (см. рис. 3-10) может быть осуществлен по формулам табл. 3-2. В табл. 3-2 пренебрегаем величинами r_0 и r_6 по сравнению с r_k и r_m .

В настоящее время нашла широкое применение международная система обозначений параметров, соответствующих различным схемам включения транзистора. Почти вся журнальная литература по транзисторам использует эту систему, поэтому ее необходимо пояснить. В этой системе:

индекс 11 заменяется индексом i (от input), указывающим на то, что параметр является входным;

индекс 22 заменяется индексом o (от output) — выходной параметр;

индекс 21 заменяется индексом f (от forward) — параметр прямой передачи;

индекс 12 заменяется индексом r (от reverse) — параметр обратной передачи.

Кроме того, принадлежность параметра к определенной схеме включения транзистора обозначается вторыми буквенными индексами: e — общий эмиттер, b — общая база и c — общий коллектор. Например, h_{1b} соответствует h_{11} в схеме с общей базой, h_{1e} соответствует h_{21e} в схеме с общим эмиттером и т. д.

Формулами табл. 3-2 (и приведенной в следующем разделе таблице 3-3) можно пользоваться для любой Т-образной схемы, в том числе для схемы на рис. 4-7, которая рассматривается в следующей главе. В последнем случае вместо r_0 следует подставлять r''_0 , а в качестве r_6 использовать сумму омического сопротивления базы r'_6 и диффузионного r''_6 .

Параметры четырёх- полюсника	Параметры эквивалентного четырёхполюсника		
	с общей базой	с общим эмиттером	с общим коллектором
r_{11}	$r_э + r_б$	$r_э + r_б$	$r_к$
r_{12}	$r_б$	$r_э$	$r_к(1 - \alpha)$
r_{21}	$\alpha r_к$	$-\alpha r_к$	$r_к$
r_{22}	$r_к$	$r_к(1 - \alpha)$	$r_к(1 - \alpha)$
y_{11}	$\frac{1}{r_э + r_б(1 - \alpha)}$	$\frac{1 - \alpha}{r_э + r_б(1 - \alpha)}$	$\frac{1 - \alpha}{r_э + r_б(1 - \alpha)}$
y_{12}	$-\frac{r_б}{r_к[r_э + r_б(1 - \alpha)]}$	$-\frac{r_э}{r_к[r_э + r_б(1 - \alpha)]}$	$\frac{1 - \alpha}{r''_э + r_б(1 - \alpha)}$

Параметры четырёх- полосника	Параметры эквивалентного четырёхполосника		
	с общей базой	с общим эмиттером	с общим коллектором
y_{21}	$\frac{\alpha}{r_э + r_б(1-\alpha)}$	$\frac{\alpha}{r_э + r_б(1-\alpha)}$	$\frac{1}{r_э + r_б(1-\alpha)}$
y_{22}	$\frac{r_э + r_б}{r_к [r_э + r_б(1-\alpha)]}$	$\frac{r_э + r_б}{r_к [r_э + r_б(1-\alpha)]}$	$\frac{1-\alpha}{r_э + r_б(1-\alpha)}$
h_{11}	$r_э + r_б(1-\alpha)$	$\frac{r_э}{1-\alpha} + r_б$	$\frac{r_э}{1-\alpha} + r_б$
h_{12}	$\frac{r_б}{r_к}$	$\frac{r_э}{r_к(1-\alpha)}$	1
h_{21}	$-\alpha = -\frac{r_m}{r_к}$	$\frac{\alpha}{1-\alpha}$	$-\frac{1}{1-\alpha}$
h_{22}	$\frac{1}{r_к}$	$\frac{1}{r_к(1-\alpha)}$	$\frac{1}{r_к(1-\alpha)}$

Параметр	Схема с общей базой	
	Точные формулы	Приближенные формулы
$r_{вх}$	$r_0 + r_0 \frac{r_k - r_m + R_H}{r_0 + r_k + R_H}$	$r_0 + r_0(1 - \alpha)$
$r_{вых}$	$r_k - r_0 \frac{r_m - R_T - r_0}{R_T + r_0 + r_0}$	$r_k \frac{r_0 + r_0(1 - \alpha) + R_T}{r_0 + r_0 + R_T}$
k_t	$\frac{r_m + r_0}{r_0 + r_k + R_H}$	α
k_u	$\frac{(r_m + r_0) R_H}{r_0 (r_k - r_m + r_0 + R_H) + r_0 (r_k + R_H)}$	$\frac{\alpha R_H}{r_0 + r_0(1 - \alpha)}$
k_p	$\frac{(r_m + r_0)^2 R_H}{(r_0 + r_k + R_H) [r_0 (r_k - r_m + r_0 + R_H) + R_H (r_k + R_H)]}$	$\frac{\alpha^2 R_H}{r_0 + r_0(1 - \alpha)}$
Схема с общим эмиттером		
$r_{вх}$	$r_0 + r_0 \frac{r_k + R_H}{r_k - r_m + r_0 + R_H}$	$r_0 + \frac{r_0}{1 - \alpha}$
$r_{вых}$	$r_k - r_m + R_H \frac{R_T + r_0 + r_m}{r_T + r_0 + r_k}$	$r_k(1 - \alpha) + r_0 \frac{r_m + R_T}{r_0 + r_0 + R_T}$
k_t	$\frac{r_m - r_0}{r_k - r_m + r_0 + R_H}$	$\frac{\alpha}{1 - \alpha} = \alpha_k \beta$

k_u	$\frac{R_H (r_m - r_0)}{r_0 (r_k - r_m + r_0 + R_H) + r_0 (r_k + R_H)}$	$\frac{-\alpha R_H}{r_0 + r_0 (1 - \alpha)}$
k_p	$\frac{R_H (r_m - r_0)^2}{(r_k - r_m + r_0 + R_H) [r_0 (r_k - r_m + r_0 + R_H) + r_0 (r_k + R_H)]}$	$\frac{\alpha^2 R_H}{(1 - \alpha) [r_0 + r_0 (1 - \alpha)]}$
Схема с общим коллектором		
$r_{вх}$	$r_0 + r_k \frac{r_0 + R_H}{r_k - r_m + r_0 + R_H}$	$\frac{R_H}{1 - \alpha} = (\alpha_k \delta + 1) R_H$
$r_{вых}$	$r_0 + (r_k - r_m) \frac{R_H + r_0}{R_H + r_0 + r_k}$	$r_0 + (r_0 + R_H) (1 - \alpha)$
k_i	$\frac{r_k}{r_k - r_m + r_0 + R_H}$	$\frac{1}{1 - \alpha} = \alpha_k \delta + 1$
k_u	$\frac{r_k R_H}{r_0 (r_k - r_m + r_0 + R_H) + r_k (r_0 + R_H)}$	1
k_p	$\frac{r_k^2 R_H}{(r_k - r_m + r_0 + R_H) [r_0 (r_k - r_m + r_0 + R_H) + r_k (r_0 + R_H)]}$	$\frac{1}{1 - \alpha} = \alpha_k \delta + 1$

3.4. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ УСИЛИТЕЛЬНЫХ СХЕМ С ТРАНЗИСТОРАМИ ПРИ МАЛЫХ СИГНАЛАХ

Рассмотренные в предыдущих параграфах настоящей главы эквивалентные схемы транзисторов для различных способов включения позволяют рассчитать их усилительные параметры. Схемы включения транзистора изображены на рис. 3-13. Они соответствуют рассмотренным схемам включения и описываются эквивалентными схемами на рис. 3-14—3-17.

Рассмотрим для примера усилитель с общим эмиттером. Его эквивалентная схема представлена на рис. 3-19.

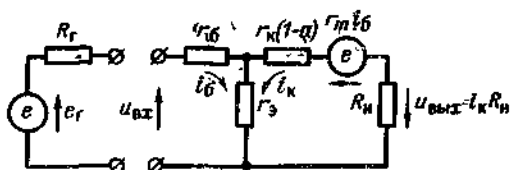


Рис. 3-19. Эквивалентная схема транзисторного усилителя с общим эмиттером.

Система уравнений Кирхгофа для этого случая запишется в форме

$$\left. \begin{aligned} u_{вх} &= (r_{бэ} + r_{э}) i_{б} + r_{э} i_{к}; \\ 0 &= (r_{э} - r_{м}) i_{б} + (r_{э} + r_{к} - r_{м} + R_{н}) i_{к}. \end{aligned} \right\} \quad (3-29)$$

Из этих уравнений находим все параметры каскада. Входное сопротивление

$$r_{вх} = \frac{u_{вх}}{i_{б}} = r_{бэ} + r_{э} \frac{r_{к} + R_{н}}{r_{к} - r_{м} + r_{э} + R_{н}}. \quad (3-30)$$

Выходное сопротивление

$$r_{вых} = \frac{u_{н}}{i_{к}} = r_{к} - r_{м} + r_{э} \frac{R_{р} + r_{э} + r_{м}}{R_{р} + r_{бэ} + r_{э}}. \quad (3-31)$$

Усиление по току

$$k_i = \frac{i_{к}}{i_{б}} = \frac{r_{м} - r_{э}}{r_{к} - r_{м} + r_{э} + R_{н}}. \quad (3-32)$$

Усиление по напряжению

$$k_u = \frac{-i_{к} R_{н}}{u_{вх}} = \frac{-R_{н} (r_{м} - r_{э})}{r_{бэ} (r_{к} - r_{м} + R_{н} + r_{э}) + r_{э} (R_{н} + r_{к})}. \quad (3-33)$$

Усиление по мощности

$$\begin{aligned} k_p &= k_i^2 \frac{R_{н}}{r_{вх}} = \\ &= \frac{R_{н} (r_{м} - r_{э})^2}{(r_{к} - r_{м} + r_{э} + R_{р}) [r_{бэ} (r_{к} - r_{м} + r_{э} + R_{н}) + r_{э} (r_{к} + R_{н})]}. \end{aligned} \quad (3-34)$$

Аналогично, решив уравнение Кирхгофа для эквивалентных схем усилительных каскадов с общей базой и общим коллектором, можно получить параметры этих каскадов. Точные формулы, как это видно из (3-30) — (3-34), довольно сложны. Они могут быть упрощены, если принять во внимание, что обычно $r_0 \ll r_k - r_m$; $r_0 \ll r_k$; $R_r \ll r_k$ и $r_0 \ll R_n \ll r_k - r_m$.

Формулы для точного и приближенного расчетов параметров усилительных каскадов для различных включений транзистора приведены в табл. 3.3.

Таким образом, зная параметры транзистора r_0 , r_b , r_m , r_k , можно вычислить характеристические параметры четырехполюсника и различных схем с транзисторами. Расчету величин r_0 , r_b , r_m , r_k и других физических характеристик транзисторов посвящены гл. 4 и 5.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

РАСЧЕТ БЕЗДРЕЙФОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

4-1. СТРУКТУРА ТРАНЗИСТОРА

Транзистор является активным полупроводниковым прибором, имеющим три и более вывода, в котором осуществляется управление проходящим через него током.

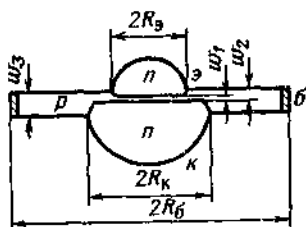


Рис. 4-1. Геометрическая структура сплавного транзистора концентрической формы.

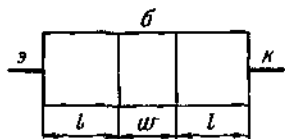


Рис. 4-2. Геометрическая структура транзистора прямоугольной формы.

Транзисторы в зависимости от механизма прохождения носителями заряда управляющей области (базы) разделяются на дрейфовые и бездрейфовые. В бездрейфовых транзисторах неосновные носители заряда проходят область базы в результате диффузии. В дрейфовых

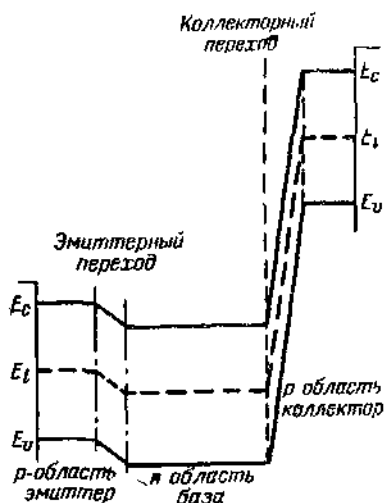


Рис. 4-3. Энергетическая диаграмма бездрейфового $p-n-p$ транзистора.

4-2. Энергетическая диаграмма для бездрейфового транзистора типа $p-n-p$ при типичных значениях приложенных напряжений приведена на рис. 4-3.

4.2. РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ПЕРЕДАЧИ ПО ТОКУ

Из рассмотрения физической природы транзистора легко установить, что коэффициент передачи по току транзистора в схеме с общей базой $\alpha = \frac{i_k}{i_e} \Big|_{U_k = \text{const}}$ определяется ре-

зультатирующим действием нескольких физических факторов и состоит из трех компонентов:

$$\alpha = \beta \gamma \alpha_2. \quad (4-1)$$

Эффективность эмиттерного перехода γ характеризует способность эмиттера инжектировать неосновные носители в область базы и определяется для $p-n-p$ транзистора отношением дырочной составляющей эмиттерного тока к полному эмиттерному току. Для p^+-n перехода в качестве эмиттера

$$\gamma = \frac{i_{p0}}{i_{p0} + i_{n0}}; \quad (4-2)$$

транзисторах в базе существует внутреннее электрическое поле и неосновные носители движутся под влиянием как диффузии, так и этого поля. Внутреннее поле в дрейфовых транзисторах возникает в результате определенного распределения примесей в базе, что будет рассмотрено в гл. 5. Распределение примесей в базе бездрейфовых транзисторов принимается равномерным.

Обычно бездрейфовые транзисторы создаются методом сплавления. Геометрические структуры таких транзисторов представлены на рис. 4-1 и

для $n^+ - p$ перехода

$$\gamma = \frac{I_{np}}{I_{np} + I_{pn}}. \quad (4-3)$$

Для расчета эффективности $p - n$ перехода в качестве эмиттера в случае постоянного тока воспользуемся соотношениями (2-18) и (2-19), полученными в гл. 2 при расчете вольт-амперной характеристики $p - n$ перехода.

Для $p^+ - n$ перехода

$$\gamma_0 = \frac{I_p}{I_p + I_n} = \frac{1}{1 + \frac{D_n n_p L_p}{D_p p_n L_n}}. \quad (4-4)$$

Учитывая, что $I_n \ll I_p$

$$\gamma_0 \approx 1 - \frac{D_n n_p L_p}{D_p p_n L_n}. \quad (4-4a)$$

Используя соотношения

$$\rho_n = \frac{n_i^2}{n_n}; \quad n_p = \frac{n_i^2}{p_p};$$

$$D_p = \mu_{pn} \frac{kT}{q}; \quad D_n = \mu_{np} \frac{kT}{q}$$

и заменив $\frac{D_n n_p L_p}{D_p p_n L_n}$ на $\frac{\mu_{pp} \mu_{np}}{\mu_{nn} \mu_{pn}} \cdot \frac{\sigma_n L_p}{\sigma_p L_n}$, получим:

$$\gamma_0 = 1 - \frac{\mu_{pp} \mu_{np}}{\mu_{nn} \mu_{pn}} \cdot \frac{\sigma_n L_n}{\sigma_p L_p}, \quad (4-5)$$

где μ_{pp} и μ_{np} — подвижности соответственно для дырок и электронов в p -области, а μ_{pn} и μ_{nn} — то же в n -области.

Необходимым условием работы транзистора является обязательность выполнения неравенства $L_p \gg \omega$, т. е. диффузионная длина дырок в базе должна быть много больше расстояния от эмиттера до коллектора. Это требование, очевидно, вытекает из самой физической природы транзистора. С учетом этого условия L_p в выражении (4-5) должно быть заменено на ω . Для $p - n - p$ транзистора будем обозначать $\mu_{pp} = \mu_{p\beta}$; $\mu_{np} = \mu_{n\alpha}$; $\mu_{nn} = \mu_{n\beta}$; $\mu_{pn} = \mu_{p\alpha}$:

$$\gamma_0 = 1 - \frac{\mu_{n\alpha} \mu_{p\beta}}{\mu_{n\beta} \mu_{p\alpha}} \cdot \frac{\sigma_n \omega}{\sigma_p L_n}. \quad (4-6)$$

Аналогично получаем для $n - p - n$ транзистора:

$$\gamma_0 = 1 - \frac{\mu_{n\alpha} \mu_{p\beta}}{\mu_{n\beta} \mu_{p\alpha}} \cdot \frac{\sigma_p \omega}{\sigma_n L_p}. \quad (4-7)$$

или в общем виде

$$\gamma_0 = 1 - \frac{\mu_{n0} i_{p0}}{\mu_{n0} i_{p0} + \sigma_0 L_0} \quad (4-7a)$$

Обычно в транзисторах проводимость эмиттера на несколько порядков выше проводимости базы. Например, для германиевых *p-n-p* сплавных транзисторов типичными значениями проводимости являются $\sigma_p \approx 10^3 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и $\sigma_n \approx 1 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Эффективность эмиттера в этом случае отличается от единицы только четвертым десятичным знаком, т. е. $\gamma \approx 0,9996$. Поэтому при инженерных расчетах часто принимают $\gamma = 1$.

Эффективность эмиттера ухудшается с ростом эмиттерного тока, и при работе на большом уровне сигнала это необходимо учитывать.

Коэффициент передачи неосновных носителей заряда через базу транзистора β характеризует потери неосновных носителей при их движении от эмиттера к коллектору и является отношением дырочной составляющей коллекторного тока к дырочной составляющей эмиттерного тока (для *p-n-p* транзистора), т. е.

$$\beta = \frac{i_{pk}}{i_{p0}} \quad (4-8)$$

и отношением соответствующих электронных составляющих тока для *n-p-n* транзистора:

$$\beta = \frac{i_{nk}}{i_{n0}} \quad (4-9)$$

Коэффициент передачи определяет в наибольшей мере поведение транзистора в диапазоне частот, поэтому при выводе выражения для β воспользуемся полным решением уравнения непрерывности. Рассмотрим для определенности *p-n-p* транзистор. Уравнение непрерывности для дырок в одномерном случае в соответствии с (1-71) записывается как

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{p_n - p}{\tau_p} \quad (4-10)$$

При выводе выражения для вольт-амперной характеристики *p-n* перехода в гл. 2 мы ограничились решением уравнения непрерывности для случая постоянного тока, т. е. полагали $\partial p / \partial t = 0$ и находили решение в форме $p = p_0(x)$.

Полагаем, что полная концентрация дырок в базе является функцией координаты расстояния и времени. Допустим, что изменение концентрации дырок во времени подчиняется синусоидальному закону. Тогда решение уравнения непрерывности находим в форме

$$p = P_0(x) + P(x)e^{j\omega t}. \quad (4-11)$$

Решение уравнения (4-10) представлено в виде суммы, не зависящей от времени функции $P_0(x)$ и периодической функции времени $e^{j\omega t}$, умноженной на функцию координат $P(x)$.

Подставим (4-11) в (4-10). В результате получаем:

$$j\omega e^{j\omega t} P = \frac{P_n - P_0 - P e^{j\omega t}}{\tau_p} + D_p \left[\frac{\partial^2 P_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P_0}{\partial x^2} e^{j\omega t} \right]. \quad (4-12)$$

Выражение (4-12) показывает, что концентрация дырок имеет постоянную и переменную составляющие.

Для постоянной составляющей

$$D_p \frac{\partial^2 P_0}{\partial x^2} + \frac{P_n - P_0}{\tau_p} = 0. \quad (4-13)$$

Для переменной составляющей

$$D_p \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} e^{j\omega t} - \frac{P}{\tau_p} e^{j\omega t} - j\omega P e^{j\omega t} = 0,$$

или

$$D_p \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - P \left(\frac{1}{\tau_p} + j\omega \right) = 0. \quad (4-14)$$

Выражение (4-14) представляет собой линейное дифференциальное уравнение. Для того чтобы использовать результаты анализа этого уравнения для всех типов транзисторов ($p-n-p$ и $n-p-n$), запишем его в обобщенной форме (при которой индексы p и n заменим индексом m), а концентрацию обозначим буквой M :

$$D_m \frac{\partial^2 M}{\partial x^2} - M \left(\frac{1}{\tau_m} + j\omega \right) = 0. \quad (4-14a)$$

Корни характеристического уравнения равны

$$\pm \sqrt{1 + j\omega\tau_m} \frac{l}{\sqrt{\tau_m D_m}}.$$

Тогда общее решение уравнения (4-14a) запишется в виде

$$M(x, t) = \left[A_1 e^{-\sqrt{\frac{1 + j\omega\tau_m}{\tau_m D_m}} x} + A_2 e^{+\sqrt{\frac{1 + j\omega\tau_m}{\tau_m D_m}} x} \right] e^{j\omega t}. \quad (4-15)$$

Для определения постоянных A_1 и A_2 запишем граничные условия. В установившемся режиме изменение концентрации неосновных носителей заряда вблизи эмиттера повторяет по форме входной сигнал. Поэтому при $x=0$ и $t=0$ полагаем, что $M(0, 0) = 1$, т. е. расчет ведется для нормированной концентрации. Координату отсчитываем от границы эмиттера. В этом случае

$$A_1 + A_2 = 1. \quad (4-16)$$

На границе коллектор — база создается потенциальная яма для неосновных носителей заряда. Поэтому концентрацию их у границы коллектора можно считать равной нулю. Тогда второе граничное условие можно записать в форме

$$M(\omega, t) = 0. \quad (4-17)$$

Следует отметить, что соотношения (4-16) и (4-17) выполняются при малом уровне сигнала.

С учетом (4-17) выражение (4-15) запишется в виде

$$A_1 e^{-\sqrt{\frac{1+j\omega\tau_m}{\tau_m D_m}} \omega} + A_2 e^{\sqrt{\frac{1+j\omega\tau_m}{\tau_m D_m}} \omega} = 0. \quad (4-18)$$

Решив совместно (4-15), (4-16) и (4-18), получим:

$$M(x, t) = \frac{e^{j\omega t}}{\operatorname{sh} \left(\sqrt{\frac{1+j\omega\tau_m}{\tau_m D_m}} \omega \right)} \times \\ \times \left[e^{\sqrt{\frac{1+j\omega\tau_m}{\tau_m D_m}} x} \operatorname{sh} \left(\sqrt{\frac{1+j\omega\tau_m}{\tau_m D_m}} \omega \right) - \right. \\ \left. - e^{\sqrt{\frac{1+j\omega\tau_m}{\tau_m D_m}} \omega} \operatorname{sh} \left(\sqrt{\frac{1+j\omega\tau_m}{\tau_m D_m}} x \right) \right]; \quad (4-19)$$

(4-19) записывается в более простом виде:

$$M(x, t) = e^{j\omega t} \frac{\operatorname{sh} \left[(\omega - x) \sqrt{\frac{1+j\omega\tau_m}{\tau_m D_m}} \right]}{\operatorname{sh} \left[\omega \sqrt{\frac{1+j\omega\tau_m}{\tau_m D_m}} \right]}. \quad (4-19a)$$

Уравнение (4-19) имеет универсальное значение для расчета малосигнальных параметров транзисторов. Оно позволяет быстро определять практически все токи тран-

зистора, а через них — и его параметры. Воспользуемся им для определения коэффициента передачи неосновных носителей заряда.

Часть коллекторного тока, обусловленная неосновными носителями заряда, пришедшими из эмиттера, определяется из соотношения (1-52):

$$j_{km} = -qD_m \left. \frac{\partial M(x, t)}{\partial x} \right|_{x=w}. \quad (4-20)$$

Часть эмиттерного тока, обусловленная неосновными носителями заряда, определится из тех же соотношений как

$$j_{эм} = -qD_m \left. \frac{\partial M(x, t)}{\partial x} \right|_{x=0}. \quad (4-21)$$

Из (4-8) и (4-9)

$$\beta = \frac{j_{km}}{j_{эм}} = \frac{\left. \frac{\partial M}{\partial x} \right|_{x=w}}{\left. \frac{\partial M}{\partial x} \right|_{x=0}};$$

$$\beta = \operatorname{sch} \left(\sqrt{\frac{1 + j\omega\tau_m}{\tau_m D_m}} w \right). \quad (4-22)$$

Иногда выражение (4-22) записывается в иной форме. Так как $\sqrt{\tau_m D_m} = L_m$, то

$$\beta = \operatorname{sch} \left(\frac{w}{L_m} \sqrt{1 + j\omega\tau_m} \right). \quad (4-23)$$

На низкой частоте, т. е. когда $j\omega\tau_m \ll 1$,

$$\beta_0 = \operatorname{sch} \frac{w}{L_m}. \quad (4-24)$$

Так как в транзисторе, как правило, $w \ll L_m$, то разложив (4-24) в степенной ряд и ограничиваясь только первыми членами, получим:

$$\beta_0 \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{w}{L_m} \right)^2. \quad (4-25)$$

Выражение (4-25) позволяет определить потери неосновных носителей заряда в результате их рекомбинации в объеме базовой области. Однако рекомбинационные процессы в транзисторе протекают не только в объеме, но и на поверхности.

Если обозначить общий рекомбинационный ток в транзисторе через I_r , то

$$I_r = I_{vr} + I_{sr}, \quad (4-26)$$

где I_{vr} — ток рекомбинации в объеме; I_{sr} — ток рекомбинации на поверхности.

Потери неосновных носителей за счет рекомбинации в объеме базы можно выразить в виде отношения $I_{vr}/I_{m\alpha}$. Из (4-25)

$$\frac{I_{vr}}{I_{m\alpha}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{L_m} \right)^2. \quad (4-27)$$

Для расчета тока I_{sr} предположим, что рекомбинация протекает в основном на некотором участке поверхности площадью A_s . Тогда число рекомбинировавших неосновных носителей будет равно произведению

$$sA_sM,$$

где s — скорость поверхностной рекомбинации; A_s — эффективная площадь поверхностной рекомбинации; M — концентрация неосновных носителей заряда у поверхности.

Так как мы считаем, что рекомбинация идет преимущественно вблизи эмиттера, то $M = M|_{x=0} = M_0$. Считая механизм распространения неосновных носителей чисто диффузионным, можно записать:

$$j_m = -qD_m \text{grad } M = \frac{I_{m\alpha}}{A_0}, \quad (4-28)$$

где A_0 — площадь эмиттерного перехода.

Полагая $\text{grad } M = M_0/\omega$, получим:

$$M_0 = \frac{I_{m\alpha}\omega}{qA_0D_m}; \quad (4-29)$$

$$I_{sr} = qsA_sM_0 = \frac{I_{m\alpha}sA_s\omega}{A_0D_m}. \quad (4-30)$$

Потери неосновных носителей в результате рекомбинации на поверхности выразим в виде отношения $I_{sr}/I_{m\alpha}$. Тогда

$$\frac{I_{sr}}{I_{m\alpha}} = \frac{sA_s\omega}{A_0D_m}. \quad (4-31)$$

Общее выражение для коэффициента передачи β_0 с учетом рекомбинации на поверхности и в объеме можно записать в следующем виде:

$$\beta_0 = 1 - \frac{sA_s\omega}{A_0D_m} - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{L_m} \right)^2. \quad (4-32)$$

Следует иметь в виду, что выражение (4-32) справедливо для низких частот и малых уровней сигналов.

При рассмотрении работы транзистора на большом уровне сигнала необходимо учитывать следующие факторы:

1. Влияние поля в базе на ток I_n . В результате протекания тока в базе появляется электрическое поле, способствующее продвижению носителей от эмиттера к коллектору, поэтому ток обуславливается уже двумя механизмами — диффузией и дрейфом в электрическом поле. В этом случае в уравнениях плотности тока (1-53) и (1-54) следует учитывать дрейфовую составляющую.

$$\left. \begin{aligned} j_n &= qn\mu_n E + qD_n \text{grad } n; \\ j_p &= qp\mu_p E - qD_p \text{grad } p \end{aligned} \right\} \quad (4-33)$$

Появление электрического поля в базе изменяет влияние рекомбинации на перенос носителей заряда от эмиттера к коллектору.

2. Ухудшение эффективности эмиттера за счет сильного увеличения концентрации неосновных носителей заряда в базе.

3. Изменение эффективной площади эмиттера за счет падения напряжения на сопротивлении активной части базы за счет протекания базового тока в поперечном направлении.

Таким образом, члены, входящие в выражения (4-7а) и (4-32), должны быть исправлены с учетом влияния больших уровней эмиттерного тока. Начнем с рассмотрения поверхностной рекомбинации. Чисто качественно можно предположить, что с возникновением в базе ускоряющего поля количество неосновных носителей заряда, уходящих из объема на поверхность, будет уменьшаться и влияние поверхностной рекомбинации на коэффициент передачи β падать. Рассмотрим p - n - p транзистор. Из условия электрической нейтральности кристалла следует:

$$n + N_a = p + N_d$$

Так как база n -типа, то $N_a \ll N_d$. Полагаем распределение доноров в базе равномерным. Тогда $n = p + N_d$ и $\text{grad } n = \text{grad } p$.

В p - n - p транзисторе $j_p \gg j_n$, и в предельном случае можно принять $j_n = 0$. Тогда из (4-33)

$$E = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{\text{grad } p}{(p + N_d)}; \quad (4-34)$$

$$j_p = -qD_p \text{grad } p \left(1 + \frac{p}{N_a + p} \right). \quad (4-35)$$

Из (4-35) очевидно, что при малых токах эмиттера, когда значение p мало, дробь $\frac{p}{p+N_x} \ll 1$. С ростом же j_p дробь растет, приближаясь к 1. Если уровень инжекции настолько велик, что выполняется условие $p \gg N_x$, то

$$j_p = -2qD_p \text{grad } p. \quad (4-36)$$

Это равносильно тому, что коэффициент диффузии увеличивается вдвое. Выражением (4-36) можно пользоваться при $p/N_x > 20$. Для меньших значений p/N_x , как было показано в [Л. 63], следует учитывать так называемый фактор поля.

Фактор поля выражается в следующей форме:

$$z = 2 \frac{p_0}{N_x} \ln \left(1 + \frac{p_0}{N_x} \right) = \frac{w \mu_n}{A_2 D_p \sigma_0} I_3 = \frac{wbq}{A_2 \sigma_0 kT} I_3. \quad (4-37)$$

Это безразмерный параметр, который полностью определяется отношением концентрации дырок у эмиттера к концентрации доноров в базе.

Выражение (4-31), определяющее поверхностную рекомбинацию, может быть записано для p - n - p транзистора в следующем виде:

$$\frac{\partial I_{sr}}{\partial I_{p0}} = \frac{sw A_2}{A_2 D_p} g(z), \quad (4-38)$$

где

$$g(z) = \frac{\partial \frac{p_0}{N_x}}{\partial z} = \frac{1 + \frac{p_0}{N_x}}{1 + 2 \frac{p_0}{N_x}}. \quad (4-39)$$

График зависимости $g(z)$ изображен на рис. 4-4. Из этого графика видно, что при $z > 20$ $g(z) \approx 0,5$, а при $z=0$ $g(z) = 1$. Таким образом, потери неосновных носителей заряда за счет поверхностной рекомбинации уменьшаются вдвое при сильном возрастании эмиттерного тока. Типичные величины $g(z)$ для германиевого p - n - p сплавного маломощного транзистора типа П13—П15 следующие: при

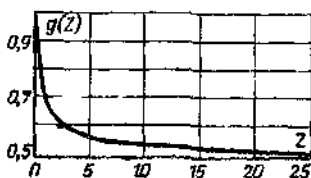


Рис. 4-4. График зависимости $g(z)$ от z .

при

изменении тока эмиттера от 0,1 до 50 ма $g(z)$ изменяется от 0,98 до 0,53.

Фактор поля позволяет также оценить изменение эффективности эмиттера. Допущение $p \ll N_d$, которое принимается при построении малосигнальной теории транзистора, обычно не выполняется уже при плотностях эмиттерного тока порядка 0,1 а/см². Поэтому в расчетах число носителей заряда, определяющее проводимость базы, следует принимать равным $p + N_d$. Учет этого фактора приводит к измененной записи выражения для эффективности эмиттера:

$$\gamma = 1 - \frac{\mu_{n0} \mu_{ps}}{\mu_{n0} \mu_{ps} + \sigma_0 L_b} \cdot \frac{\sigma_0 \omega}{\sigma_0 L_b} (1 + z), \quad (4.40)$$

где z находится из (4.37).

Фактор поля z в (4.37) можно привести с помощью соотношения Эйнштейна к следующему виду:

$$z = \frac{q \mu_{ps} b}{k T A_0 \sigma_0} \quad \text{для } p\text{-}n\text{-}p \text{ транзистора} \quad (4.41)$$

и

$$z = -\frac{q \mu_{ns}}{k T A_0 \sigma_0} \cdot \frac{1}{b} \quad \text{для } n\text{-}p\text{-}n \text{ транзистора}, \quad (4.42)$$

где $b = \frac{\mu_n}{\mu_p} \approx 2,1$ для германия.

Таким образом, очевидно, что при прочих равных условиях влияние эмиттерного тока на коэффициент усиления по току $n\text{-}p\text{-}n$ транзистора будет в b^2 (для германия — в 4 раза) слабее, чем в $p\text{-}n\text{-}p$ транзисторе.

В мощных транзисторах, которые работают при высоких уровнях инжекции, необходимо использовать большие площади эмиттерного перехода. Диаметр его может достигать 5—10 мм. В таких транзисторах начинает сказываться падение напряжения в радиальном направлении в области базы вследствие протекания тока к выводу базы. Вследствие малой толщины и конечного удельного сопротивления области базы ток вызывает появление градиента потенциала, снижающего прямое смещение эмиттерного перехода в направлении от края к центру эмиттера (рис. 4-5). Вследствие этого ток

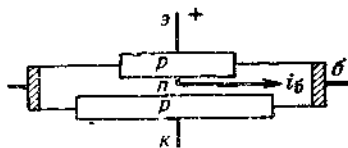


Рис. 4-5. Явление вытеснения эмиттерного тока.

эмиттера оказывается неравномерно распределенным по площади перехода. Максимальная плотность тока будет на краю перехода. Разность в плотностях тока может оказаться весьма существенной вследствие экспоненциальной зависимости плотности тока эмиттера от напряжения. При круглой конфигурации и больших токах фактически будет работать кольцо некоторой площади у периферии эмиттера. В некоторых точках эмиттерного перехода плотность тока будет значительно больше, чем рассчитанная из условия равномерности распределения тока, и в этих местах отношение электронной составляющей тока эмиттера к дырочной будет значительно больше. Эффективность эмиттера снизится.

Впервые влияние этого фактора было оценено с помощью следующего выражения [Л. 115]:

$$j(x) = j(0) \left[1 + x \sqrt{\frac{1}{6\omega\sigma_0} \left(\frac{\sigma_0\omega}{\sigma_0 L_0} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega^2}{L_0^2} \right) \frac{q}{kT} j(0)} \right]^{-2}, \quad (4.43)$$

где x —расстояние от края эмиттера, ближайшего к выводу базы.

Можно оценить влияние вытеснения эмиттерного тока также введением понятия эффективной площади эмиттера. Эффективной площадью эмиттера будем считать площадь такого эмиттера, плотность тока которого постоянна и равна $j(0)$, а общий ток равен току реального эмиттера. Она может быть вычислена из следующего выражения [Л. 116].

$$A_{\text{эфф}} = 2\pi R_0 \sqrt{\frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_n}} L_0 \frac{-J_1 \left(jR_0 / \sqrt{\frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_n}} L_0 \right)}{J_0 \left(jR_0 / \sqrt{\frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_n}} L_0 \right)}, \quad (4.44)$$

где L_0 — эффективная диффузионная длина носителей заряда при высоком уровне инжекции:

$$L_0 = \sqrt{2 \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \cdot \frac{kT}{q} \tau_0}; \quad (4.45)$$

J_0 и J_1 — бесселевы функции.

В предельном случае малой площади эмиттера, когда $R_0 \ll \sqrt{\frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_n}} L_0$, эффективная площадь эмиттера равна площади всего эмиттера.

В другом предельном случае, когда

$$R_3 \gg \sqrt{\frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_n}} L_6,$$

эффективная площадь эмиттера равна

$$A_{\text{эфф}} = 2\pi R_3 \sqrt{\frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_n}} L_6. \quad (4-46)$$

Для грубых практических оценок из (4-46) можно считать, что эффективно работает только часть эмиттера, обращенная к базовому выводу и имеющая ширину около L_6 .

Однако оба приведенных метода расчета распределения тока по площади эмиттера не являются достаточно точными, так как они учитывают не все факторы, влияющие на это распределение, и в частности, не учитывают фактор поля.

При более точном расчете должны быть учтены следующие дополнительные факторы: высокий уровень инжекции и зависимость эффективности эмиттера от плотности тока. При этом сделаны предположения о независимости подвижности и времени жизни носителей заряда от уровня инжекции.

Базовый ток рассматривается состоящим из двух компонент: одной, возникающей вследствие рекомбинации, и второй, образованной основными носителями заряда в базе, приходящими к эмиттеру:

$$i_6 = i_{6r} + i_{66}. \quad (4-47)$$

Рассматривается двухполосковая конфигурация электродов транзистора, при которой базовый и эмиттерный электроды расположены параллельно. В этом случае для p - n - p транзистора

$$i_{6r} = \int_l^x \frac{dQ}{\tau_6} = A \int_l^x p_{6.3} dx. \quad (4-48)$$

Здесь: x — расстояние от ближайшего к базе края эмиттера; l — ширина эмиттера; dQ — заряд на единицу

площади эмиттера; p_{63} — концентрация дырок в базе на границе с эмиттером;

$$dQ = \frac{1}{2} \omega q p_{63} dx;$$

$$A = \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega q}{\tau_3};$$

$$i_{n6} = \int_1^x di_{n6} = \int_1^x C p_{63}^2 dx, \quad (4-49)$$

где

$$C = \frac{qkT \mu_{n6} \mu_{p6}}{\sigma_3 L_3}.$$

При протекании тока i_6 создается поперечное падение напряжения в базе, что приводит к снижению напряженности эмиттер — база U_{36} в точках, удаленных от края эмиттера, по сравнению с напряжением у края эмиттера U_{360} :

$$U_{36} = U_{360} - \frac{1}{\omega} \int_x^0 p_6 i_6 dx, \quad (4-50)$$

где $p_6 = \frac{2}{q(\mu_{n6} + \mu_{p6}) p_3}$ — среднее удельное сопротивление базы, обусловленное неравновесными носителями; $p_3 = n_3 e^{qU/2kT}$ для высоких уровней инжекции.

После преобразования (4-50) получаем дифференциальное уравнение следующего вида:

$$\frac{d^2 \left(\frac{p_6 x}{p_6 30} \right)}{dx^2} = D \frac{p_6 x}{p_6 30} + E \left(\frac{p_6 x}{p_6 30} \right)^2, \quad (4-51)$$

где $p_6 30$ — концентрация p_6 при $x=0$, что справедливо для полосковой конфигурации электродов эмиттера и базы.

Здесь

$$D = \frac{q}{2kT \mu_{n6} \tau_3}; \quad (4-52)$$

$$E = \frac{q \mu_{n6} \mu_{p6} j_{3p0}}{2kT (\mu_{n6} + \mu_{p6}) \mu_{p6} \sigma_3 L_3}, \quad (4-53)$$

где j_{3p0} — плотность тока на краю эмиттера.

Решение уравнения (4-51) имеет следующий вид:

$$x = C_1 + \int \frac{dz}{\frac{2}{3} E (z^2 - z_1^2) + D (z^2 - z_2^2)},$$

где C_1 - постоянная интегрирования;

$$z = \frac{j_{эп}}{j_{эро}};$$

$$z_1 = \frac{j_{эп1}}{j_{эро}}.$$

Здесь $j_{эп1}$ — плотность тока эмиттера в точке, где $dj_{эп}/dx = 0$. Эта точка совпадает с удаленным от базового контакта краем эмиттера, имеющего ширину l , если параллельно эмиттеру расположен один базовый контакт. Если имеются два базовых контакта, расположенных симметрично относительно эмиттера, то $j_{эп1}$ — плотность тока в середине эмиттера, имеющего ширину $2l$.

Особенно интересны два случая.

I. $D \gg E$, что соответствует преобладанию тока объемной рекомбинации. В этом случае

$$j_{эп}(x) = j_{эп1} \operatorname{ch} [V\bar{D}(l-x)];$$

D берется по (4-52).

Отсюда

$$\frac{j_{эро}}{j_{эп1}} \operatorname{ch}(lV\bar{D})$$

и

$$j_{эп \text{ среди}} = \frac{1}{l} \int_0^l j_{эп}(x) dx = j_{эро} \frac{\operatorname{th}(lV\bar{D})}{lV\bar{D}}. \quad (4-54)$$

II. $D \ll E$, что соответствует преобладанию влияния снижения эффективности эмиттера.

Решение уравнения (4-51) находится в виде

$$j_{эп}(x) = \sqrt[3]{4j_{эп1}\gamma} \left[\omega_2 - \frac{\sqrt{\frac{2}{3}}}{\sqrt[3]{4}} E \sqrt{\frac{j_{эп1}}{j_{эро}}} (l-x) \right],$$

где γ — функция Вейерштрасса (эквивангармонический случай); $\omega_2 = 1,529$ — действительный период функции γ .

Для высоких уровней инжекции на постоянном токе эффективность эмиттера Γ отличается от величины γ и может быть определена из выражения

$$1 - \frac{1}{\Gamma} = \frac{j_{эп}}{j_{эр}} = \frac{q}{4kT} \frac{\mu_{п0}\mu_{р0}\omega^2}{\mu_{р0}^2\sigma_0L_0} j_{эр}. \quad (4-55)$$

Если учесть краевой эффект, то (4-55) преобразуется к следующему виду:

$$1 - \frac{1}{\Gamma} = \frac{j_{эп \text{ срежн}}}{j_{эр \text{ срежн}}} = f \frac{q}{4kT} \frac{\mu_{п0}\mu_{р0}}{\mu_{р0}^2} \cdot \frac{\omega^2}{\sigma_0L_0} j_{эр}; \quad (4-56)$$

$$f = 0,267 \frac{\rho'(\omega_2 - 0,51bl\sqrt{|l})}{\xi(\omega_2) - \xi(\omega_2 - 0,51bl\sqrt{|l})},$$

где

$$b = \sqrt{\frac{q \frac{\mu_{п0}\mu_{р0}}{\mu_{р0}(\mu_{р0} + \mu_{п0})}}{kT\sigma_0L_{п0}}}.$$

Здесь ξ — табулированная дзета-функция.

Рассмотрим далее эффективность коллектора. Эффективность коллектора

$$\alpha_i = \frac{i_n}{i_m}, \quad (4-57)$$

где i_m — переменная составляющая тока, образованного неосновными носителями заряда, дошедшими до коллекторного перехода,

α_i определяется умножением носителей заряда вследствие ударной ионизации в области пространственного заряда коллекторного перехода и изменением условий диффузии неосновных носителей заряда в коллекторной области. В соответствии с этим

$$\alpha_i = M\alpha^*. \quad (4-58)$$

Коэффициент умножения M определяется формулой (2-102); α^* называется собственным коэффициентом усиления коллекторного перехода и может быть определен как

$$\alpha^* = \frac{\partial I_n}{\partial I_{мк}}. \quad (4-59)$$

Найдем α^* для случая n - p - n транзистора. Используем выражения (1-53) и (1-54) для определения напряжен-

ности поля в коллекторной области:

$$E = \frac{j_n}{q\mu_n n} = \frac{qD_n \text{grad } n}{q\mu_n n}. \quad (4-60)$$

Для коллектора

$$j_n = j_{nk}; \quad n = n_k \quad \text{и} \quad \text{grad } n = \text{grad } n_k = \text{grad } p_k = \frac{p_k}{L_{pk}}.$$

Тогда

$$E = \frac{j_{nk}}{q\mu_n n_k} = \frac{D_n p_k}{\mu_n n_k L_{pk}} \quad (4-61)$$

и

$$j_{pk} = j_{nk} \frac{p_k \mu_p}{n_k \mu_n} = q \frac{D_p p_k}{L_{pk}} \left(\frac{p_k}{n_k} + 1 \right). \quad (4-62)$$

Ток коллектора будет равен

$$I_k = I_{pk} + I_{nk} = I_{nk} \left(1 + \frac{p_k \mu_p}{n_k \mu_n} \right) = q A_k \frac{D_p p_k}{L_{pk}} \left(\frac{p_k}{n_k} + 1 \right). \quad (4-63)$$

Так как в (4-63) от тока эмиттера зависит только первый член, то

$$\alpha^* = \frac{\partial I_k}{\partial I_{nk}} = 1 + \frac{p_k \mu_p}{n_k \mu_n} = 1 + \frac{\sigma_{pk}}{\sigma_{nk}}. \quad (4-64)$$

Для транзисторов $p-n-p$ типа

$$\alpha^* = 1 + \frac{\sigma_{nk}}{\sigma_{pk}}. \quad (4-65)$$

Выражения (4-64) и (4-65) можно после несложных преобразований привести к виду, более удобному для практических расчетов:

$$\alpha^* = 1 + \frac{\eta}{2} \cdot \frac{p_k^2}{p_i^2}, \quad (4-66)$$

где для транзисторов $p-n-p$ типа

$$\eta = \frac{(b+1)}{b}$$

и для транзисторов $n-p-n$ типа

$$\eta = \frac{b}{(b+1)^2}.$$

4-3. РАСЧЕТ СОПРОТИВЛЕНИЙ Т-ОБРАЗНОЙ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ СХЕМЫ ТРАНЗИСТОРА

1. Сопротивление коллектора

По определению

$$r_k = \frac{\partial U_k}{\partial I_k} \Big|_{I_b = \text{const}} \quad (4-67)$$

Ток коллектора, являющийся обратным током коллекторного перехода, слабо зависит от напряжения:

$$g_k = \frac{\partial I_k}{\partial U_k} = 0 \quad \text{или} \quad r_k = \frac{\partial U_k}{\partial I_k} = \infty.$$

Однако в реальных транзисторах сопротивление r_k , оставаясь большим, все же имеет конечную величину. Отклонение от идеальной модели определяется наличием токов утечки и проводимости за счет изменения ширины слоя объемного заряда перехода при изменении напряжения, известного под названием эффекта Ирли.

Токи утечки трудно поддаются расчету, а влияние эффекта Ирли может быть подсчитано. С увеличением напряжения на коллекторе слой объемного заряда расширяется и w уменьшается, вызывая изменение коэффициента усиления по току α . Следовательно, полагая $I_{k0} \ll I_b \alpha$, получим:

$$g_k = \frac{1}{r_k} = h_{22} = -I_b \frac{\partial \alpha}{\partial U_k} = -I_b \frac{\partial \alpha}{\partial w} \cdot \frac{\partial w}{\partial U_k}. \quad (4-68)$$

Используя выражения (4-7а) и (4-32), можно получить:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha}{\partial w} &= -2w \left(\frac{Bs}{A_b D_0} + \frac{2}{2L_0^2} \right) - \frac{\sigma_0}{\sigma_b L_0} = \\ &= -\frac{2}{w} \left(\frac{Bs w^2}{A_b D_0} + \frac{w^2}{2L_0^2} \right) - \frac{1}{w} \cdot \frac{\sigma_0 w}{\sigma_b L_0}, \end{aligned}$$

где $Bw = A_s$ — эффективная площадь поверхностной рекомбинации и B не является функцией w .

Учитывая, что

$$\frac{Bs w^2}{A_b D_0} + \frac{w^2}{2L_0^2} = 1 - \beta$$

и

$$\frac{\sigma_0 w}{\sigma_b L_0} \approx 1 - \gamma,$$

получим:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial w} = -\frac{1}{w} [2(1 - \beta) + (1 - \gamma)]. \quad (4-69)$$

Подставив (4-69) в (4-68), получим:

$$g_k = \frac{I_0}{w} [2(1 - \beta) + (1 - \gamma)] \frac{\partial w}{\partial U_k}. \quad (4-70)$$

Рассмотрим член $\partial w / \partial U_k$:

$$\frac{\partial w}{\partial U_k} = \frac{\partial w}{\partial d_{k\phi}} \cdot \frac{\partial d_{k\phi}}{\partial U_k}. \quad (4-71)$$

Для транзисторов, у которых проводимость коллекторной области значительно превышает проводимость базовой области, а переход резкий (например, для сплавных транзисторов), $\partial w / \partial d_{k\phi} = -1$. Для транзисторов с линейным распределением примесей в переходе коллектора (например, для тянутых транзисторов)

$$\frac{\partial w}{\partial d_{k\phi}} = -\frac{1}{2}.$$

Используя выражения (2-7) и (2-9) для транзисторов с резким переходом коллектор — база, получим:

$$\frac{\partial d_{k\phi}}{\partial U_k} = \frac{d_{k\phi}}{2U_k}$$

и

$$\frac{\partial w}{\partial U_k} = -\frac{d_{k\phi}}{2U_k} = -\frac{d_{k\phi}}{2|U_k|} \quad (4-72)$$

и для транзисторов с линейным распределением примесей в переходе коллектор — база

$$\frac{\partial d}{\partial U_k} = \frac{d_{k\phi}}{3U_k}$$

и

$$\frac{\partial w}{\partial U_k} = -\frac{d_{k\phi}}{6U_k} = -\frac{d_{k\phi}}{6|U_k|}. \quad (4-73)$$

Совместное использование выражений (4-70), (4-72) и (4-73) позволяет определить коллекторное сопротивление, обусловленное эффектом Ирли.

2. Сопротивление базы

По определению

$$r_6 = \left. \frac{\partial U_b}{\partial I_k} \right|_{I_0 = \text{const}}. \quad (4-74)$$

Различают две составляющие базового сопротивления:

r'_6 — омическое сопротивление материала базовой области; r''_6 — диффузионное сопротивление, обусловленное изменениями концентрации неосновных носителей

в базе, вызванными эффектом Ирли, и характеризующее обратную связь за счет диффузионных процессов.

Омическое сопротивление базы r'_6 зависит от геометрии транзистора и для некоторых конфигураций может быть вычислено для малых плотностей тока следующим образом:

для транзисторов с прямоугольным сечением

$$r'_6 = \frac{\rho_6}{3\omega} \cdot \frac{a}{b}; \quad (4-75)$$

для транзисторов с круглым сечением

$$r'_6 = \frac{\rho_6}{3\omega}; \quad (4-76)$$

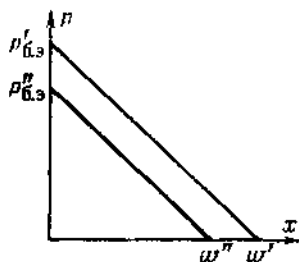
для сплавных транзисторов (рис. 4-1)

$$r'_6 = \rho_6 \left[\frac{1}{8\pi\omega_1} + \frac{1}{2\pi\omega_2} \ln \frac{R_K}{R_0} + \frac{1}{2\pi\omega_2} \ln \frac{R_6}{R_K} \right], \quad (4-77)$$

где первый член выражения представляет собой сопротивление диска толщиной ω_1 под каплей эмиттера, второй член—сопротивление кольца толщиной ω_2 и шириной $R_K - R_0$, третий член—сопротивление кольца полупроводникового материала между краем коллектора и внутренним краем кольцевой базы.

Сопротивление r''_6 обязано своим появлением тому фактору, что при изменении U_K напряжении на эмиттере изменяет свою величину не только вследствие наличия омического сопротивления базы r'_6 , но и

Рис. 4-6. Изменение концентрации дырок в области базы с эффектом Ирли.



вследствие эффекта Ирли. Это может быть иллюстрировано рис. 4-6, на котором показана зависимость концентрации дырок в базе бездрейфового $p-n-p$ транзистора. При значении напряжения коллектора U'_K ширина базы равняется ω' .

Полагаем ток эмиттера постоянным и примерно равным I_K , т. е. $\alpha \approx 1$. При этом градиент концентрации дырок постоянен и распределение дырок представлено прямой $p'_6 \omega'$. При изменении напряжения коллектора до U''_K ширина базы изменится до ω'' , но градиент концен-

Градиент дырок сохранится неизменным (так как $I_3 = \text{const}$) и распределение дырок будет соответствовать прямой $p''_{6.3} \omega''$. Таким образом, концентрация дырок у эмиттера уменьшится, а это возможно только в том случае, если уменьшится напряжение эмиттера. Это эквивалентно появлению дополнительной обратной связи между коллектором и эмиттером через обратный диффузионный механизм, связанный с перераспределением зарядов в базе транзистора, как это показано на рис. 4-6, и появлению в эквивалентной схеме дополнительного сопротивления базы r''_6 , не зависящего от удельного сопротивления материала базы. Это сопротивление может быть определено следующим образом.

Из (4-74)

$$r''_6 = \frac{\partial U_3}{\partial U_к} \cdot \frac{\partial U_к}{\partial I_к} = - \frac{\frac{\partial U_3}{\partial U_к}}{\frac{\partial I_к}{\partial U_к}}; \quad (4-78)$$

$$\frac{\partial U_3}{\partial U_к} = \frac{\partial U_3}{\partial p_{6.3}} \cdot \frac{\partial p_{6.3}}{\partial \omega} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial U_к};$$

$$p_{6.3} = \frac{n_i^2}{N_6} e^{\frac{qU_3}{kT}},$$

откуда

$$\frac{\partial U_3}{\partial p_{6.3}} = \frac{kT}{q p_{6.3}}.$$

Из рис. 4-6

$$\frac{\partial p_{6.3}}{\partial \omega} = \frac{p_{6.3}}{\omega};$$

$$\frac{\partial I_к}{\partial U_к} = h_{22} = g_к = \frac{I_3}{\omega} [2(1 - \beta) + (1 - \gamma)] \frac{\partial \omega}{\partial U_к}.$$

Тогда

$$r''_6 = \frac{kT}{q I_3} [2(1 - \beta) + (1 - \gamma)]^{-1}. \quad (4-79)$$

Величина $\frac{kT}{q I_3} = r'_3$ и обычно (4-79) записывается в виде

$$r''_6 = \frac{r'_3}{[2(1 - \beta) + (1 - \gamma)]}. \quad (4-80)$$

Общее базовое сопротивление равно

$$r_6 = r'_6 + r''_6. \quad (4-81)$$

На больших уровнях тока и высокой частоте в транзисторах, имеющих геометрию, показанную на рис. 4-1, вследствие вытеснения тока к краю эмиттера в сопротивлении r'_{ϵ} учитывают только последний член выражения (4-77):

$$r'_{\epsilon} = \frac{\rho_6}{2\pi\omega_s} \ln \frac{R_6}{R_k}. \quad (4-82)$$

На больших же уровнях тока, но низкой частоте учитывают два последних члена r'_{ϵ} , т. е.

$$r'_{\epsilon} = \frac{\rho_6}{2\pi\omega_2} \ln \frac{R_k}{R_9} + \frac{\rho_6}{2\pi\omega_3} \ln \frac{R_6}{R_k}. \quad (4-83)$$

3. Сопротивление эмиттера

По определению

$$r_a = \frac{dU_a}{dI_a}. \quad (4-84)$$

Для отдельного перехода это соотношение рассмотрено в § 2-4 [см. формулу (2-79)]. В транзисторе в общем случае рассматриваемая величина зависит от условий для переменной составляющей в коллекторной цепи. В случае постоянства коллекторного напряжения получим результат, аналогичный (2-79).

Ток эмиттера из выражения для вольт-амперной характеристики p - n перехода равен

$$I_a = I_s (e^{qU_a/kT} - 1).$$

При коротком замыкании в цепи коллектора ($U_k = \text{const}$) эффект Ирли отсутствует.

$$\frac{dI_a}{dU_a} = \frac{q}{kT} I_s e^{qU_a/kT} \approx \frac{q}{kT} I_a. \quad (4-85)$$

Сопротивление эмиттера для $U_k = \text{const}$ обычно обозначается r'_a

$$r'_a = \frac{kT}{qI_a}. \quad (4-86)$$

Зависимость напряжения эмиттер — база за счет эффекта Ирли может описываться на эквивалентной схеме сопротивлением r''_a .

С учетом эффекта Ирли эквивалентная схема транзистора может быть преобразована к виду, показан-

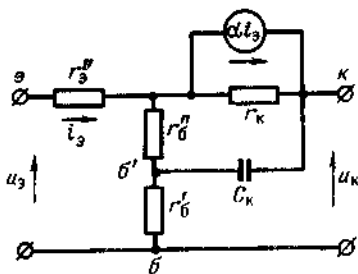


Рис. 4-7. Эквивалентная схема транзистора по Ирли.

ному на рис. 4-7. Входящее в эту эквивалентную схему сопротивление $r''_э$ меньше, чем $r'_э$, вследствие того, что на этом сопротивлении падает только часть напряжения, приложенного к эмиттерному переходу (точки $эб'$ на рис. 4-7). Величина $r''_э$ может быть определена из сравнения схем на рис. 4-7 и 3-12 в режиме короткого замыкания по выходу.

Из схемы на рис. 3-12 следует:

$$u_э = r'_э i_э + r'_б i_э (1 - \alpha),$$

а из схемы на рис. 4-7

$$u_э = r''_э i_э + r'_б i_э (1 - \alpha) + r''_б i_э (1 - \alpha).$$

Приравняв последние два выражения, получим:

$$r''_э = r'_э - r''_б (1 - \alpha).$$

Согласно (4-80)

$$r''_б = \frac{r'_б}{2(1 - \beta) + (1 - \gamma)},$$

тогда

$$r''_э = \frac{r'_э(1 - \beta)}{(1 - \alpha) + (1 - \beta)}.$$

Когда $\gamma = 1$, то $1 - \alpha \approx 1 - \beta$ и

$$r''_э = \frac{r'_э}{2} \approx r''_б (1 - \beta). \quad (4-87)$$

4.4. ЕМКОСТИ ТРАНЗИСТОРА

Зарядные емкости эмиттерного и коллекторного переходов транзистора могут быть найдены по формулам гл. 2. Диффузионные же емкости вычисляются следующим образом.

Распределение неосновных носителей заряда в базе $p-n-p$ транзистора показано на рис. 4-8.

При изменении напряжения на коллекторе распределение дырок изменится до $p'_б w'_1$. Это изменение распределения дырок связано с уходом заряда из области базы. Величина этого заряда, при условии что

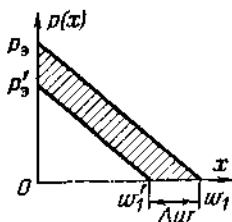


Рис. 4-8. Распределение дырок в базе $p-n-p$ транзистора при $I_э = \text{const}$.

Δw очень мало, будет равна

$$\Delta Q = qp_3 \Delta w. \quad (4-88)$$

Емкость, возникающая вследствие запасаания заряда в базе под влиянием изменения напряжения на коллекторе, называется коллекторной диффузионной емкостью

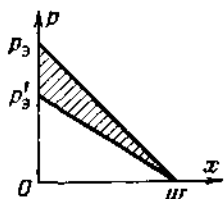


Рис 4-9 Распределение дырок в базе p - n - p транзистора при $U_n = \text{const}$

$C_{дк}$:

$$C_{дк} = \frac{\partial Q}{\partial U_k} \Big|_{I_3 = \text{const}} = qp_3 \frac{\partial w}{\partial U_k}.$$

Так как

$$I_3 \approx I_p = -qD_p \text{grad } p = qD_p \frac{p_3}{w},$$

то

$$C_{дк} = I_3 \frac{w}{D_p} \frac{\partial w}{\partial U_k}. \quad (4-89)$$

Диффузионная емкость эмиттера связана также с запасаением носителей заряда в области базы и может быть определена с помощью рис 4-9.

$$C_{д.э} = \frac{\partial Q}{\partial U_3} \Big|_{U_n = \text{const}}, \quad (4-90)$$

где ΔQ равно площади заштрихованного треугольника, умноженной на заряд электрона q ;

$$\Delta Q = \frac{\Delta p w q}{2}; \quad \Delta p = p_3 - p'_3 = \frac{\Delta I_3 w}{qD_p}.$$

Так как

$$I_3 = A(e^{qU_3/kT} - 1),$$

то

$$\Delta I_3 = \frac{qI_3}{kT} \Delta U_3.$$

Тогда

$$\Delta p = \frac{I_3 w \Delta U_3}{kT D_p};$$

$$\Delta Q = \frac{qI_3 w^2 \Delta U_3}{2kT D_p}$$

и

$$C_{д.э} = \frac{qI_3}{2kT D_p} w^2. \quad (4-91)$$

Здесь, так же как в § 2-4, при выводе выражений для диффузионных емкостей в первую очередь преследовалась цель физической наглядности. Более строгие выводы дают аналогичные результаты с точностью до постоянного коэффициента [Л. 208]. Так, например, диффузионная емкость эмиттера составляет $\frac{2}{3}$ значения в (4-91). Выражение (4-91) соответствует значению диффузионной емкости со стороны базового вывода при включении транзистора по схеме с общим эмиттером. На эквивалентной схеме диффузионная емкость подключается между точками ε и b' (см. рис. 4-7).

Обычно в транзисторах с равномерной базой диффузионная емкость коллектора мала по сравнению с зарядной емкостью коллекторного перехода, в то время как диффузионная емкость эмиттера значительно превосходит зарядную емкость эмиттера.

4-5. ГРАНИЧНЫЕ ЧАСТОТЫ ТРАНЗИСТОРА

Параметры транзистора, рассмотренные в предыдущих параграфах, в общем виде являются комплексными и величины их изменяются с частотой. Наибольшее влияние на работу транзистора на высокой частоте оказывает зависимость коэффициента усиления по току от частоты, определяемая в основном временем перехода неосновных носителей заряда через область базы с диффузионным механизмом.

Выражение (4-23) для коэффициента переноса β позволяет получить эти частотные зависимости:

$$\beta = \operatorname{sch} \left(\frac{\omega}{L_m} \sqrt{1 + j\omega\tau_m} \right).$$

На высокой частоте

$$j\omega\tau_m \gg 1$$

и

$$\beta = \operatorname{sch} \left[(j\omega\tau_m)^{1/2} \frac{\omega}{L_m} \right] = \operatorname{sch} \left[\frac{j\omega\tau_m\omega^2}{L_m^2} \right]^{1/2} = \operatorname{sch} \left(j\omega \frac{\omega^2}{D_m} \right)^{1/2}.$$

Обозначив среднее время пролета носителей от эмиттера к коллектору $\omega^2/2D_m$ через τ_n , можно написать:

$$\beta = \operatorname{sch} (j2\omega\tau_n)^{1/2}. \quad (4-92)$$

Одним из важных параметров, характеризующих высокочастотные свойства транзистора, является граничная частота

коэффициента передачи по току f_α . Параметр f_α определяется как частота, при которой отношение квадрата модуля α к квадрату низкочастотного значения α_0 равно $1/2$, что соответствует падению коэффициента усиления на 3 дБ по сравнению с α_0 :

$$\frac{|\alpha|^2}{\alpha_0^2} = \frac{1}{2}. \quad (4-93)$$

С учетом только частотной зависимости коэффициента переноса β можно считать

$$\frac{|\alpha|^2}{\alpha_0^2} = \frac{|\beta|^2}{\beta_0^2}.$$

Так как

$$\beta = \operatorname{sch}(j2\omega\tau_d)^{1/2} = \frac{1}{1 + j\frac{2}{2!}\omega\tau_d - \frac{4\omega^2\tau_d^2}{4!} - j\frac{8\omega^3\tau_d^3}{6!} - \frac{16\omega^4\tau_d^4}{8!}},$$

то ограничиваясь тремя членами разложения, получим:

$$|\beta| \approx 1 - \frac{1}{3}(\omega\tau_d)^2.$$

Полагая $\beta_0 = 1$ и $|\beta|^2 = 1/2$, из (4-94) получим:

$$\varphi_\alpha = \omega_\alpha \tau_d = 1,22,$$

где φ_α — угол пролета носителей на граничной частоте ω_α .

Тогда

$$\tau_d = \frac{1,22}{\omega_\alpha} = \frac{1}{\omega_T} = \frac{1}{2\pi f_T} = \frac{w^2}{2D_m}. \quad (4-94)$$

Смысл введенного здесь обозначения $\omega_T (f_T)$ объясняется далее. Граничная частота равна

$$f_\alpha = \frac{\omega_\alpha}{2\pi} = \frac{\varphi_\alpha}{2\pi\tau_d} = \varphi_\alpha f_T. \quad (4-95)$$

Если β_0 отличается от 1, то угол φ_α может быть найден из следующей таблицы:

Таблица 4-1

β_0	1,00	0,952	0,908	0,867	0,830
φ_α	1,22	1,27	1,32	1,37	1,41

Так как для высокочастотных транзисторов обычно $\beta_0 \approx 1$, то в качестве f_α принимается частота, при которой $\alpha = 0,7$ независимо от значения α_0 .

Если в разложении выражения (4-92) ограничиться только двумя членами, то получим:

$$\beta = \frac{1}{1 + j\omega\tau_d} = \frac{1}{1 + j\frac{\omega}{\omega_T}}$$

и

$$|\beta| = \frac{1}{2} \text{ при } \omega\tau_d = 1. \quad (4-96)$$

При таком приближении

$$f_\alpha \approx f_T = \frac{D_0}{\pi\omega^2}. \quad (4-95a)$$

Формула (4-95a) часто используется для примерной оценки предельной частоты.

Выражение (4-95) позволяет оценить толщину базы транзистора из измерений f_α :

$$\omega = \sqrt{\frac{q_\alpha D_0}{2\pi f_\alpha}}. \quad (4-97)$$

Для германиевых транзисторов

$$\omega = \sqrt{\frac{17}{f_\alpha}} \text{ для } p\text{-}n\text{-}p \text{ типа}; \quad (4-98)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{36}{f_\alpha}} \text{ для } n\text{-}p\text{-}n \text{ типа}. \quad (4-99)$$

Для кремниевых транзисторов

$$\omega = \sqrt{\frac{5}{f_\alpha}} \text{ для } p\text{-}n\text{-}p \text{ типа}; \quad (4-100)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{12}{f_\alpha}} \text{ для } n\text{-}p\text{-}n \text{ типа}. \quad (4-101)$$

Графики зависимостей $\omega = f(f_\alpha)$ для различных типов транзисторов приведены на рис. 4-10 и 4-11.

Комбинируя (4-95a) и (4-91), можно получить выражение для f_α , которое дает связь между граничной частотой, током эмиттера и диффузионной емкостью эмиттера:

$$f_\alpha \approx f_T = \frac{qI_0}{2\pi kTC_{\text{к.э}}}. \quad (4-102)$$

Фаза коэффициента переноса β на граничной частоте может быть найдена из разложения (4-92); она равна

$$\operatorname{tg} \varphi \approx \frac{1,22 \frac{\omega}{\omega_{\alpha}}}{1 - \frac{1}{6} \left(1,22 \frac{\omega}{\omega_{\alpha}}\right)^2}. \quad (4-103)$$

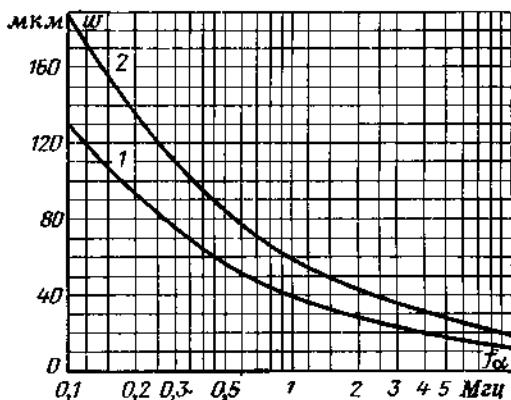


Рис. 4-10. Зависимость $\omega = \varphi(f_{\omega})$ для германиевого транзистора.

1 — p-n-p типа; 2 — n-p-n типа

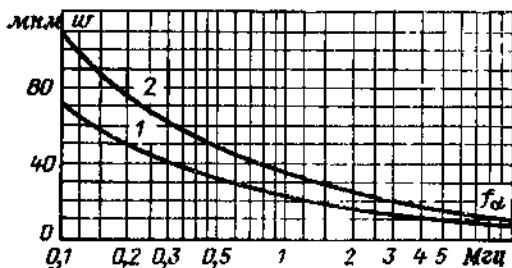


Рис. 4-11. Зависимость $\omega = \varphi(f_{\omega})$ для кремниевого транзистора.

1 — p-n-p типа; 2 — n-p-n типа

График зависимости модуля и фазы коэффициента переноса β от частоты представлен на рис. 4-12.

Для некоторых видов высокочастотных транзисторов f_a определяется не только зависимостью β от частоты, но и частотной зависимостью γ . Эффективность эмиттера представляет собой отношение дырочного тока эмиттера ко всему току. Эти токи диффузионные и находятся из решения уравнений непрерывности. При выводе значения γ в (4-7а) не учитывались переменные составляющие этих токов. С учетом этих составляющих выражение для γ имеет вид

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_6}{\sigma_a} \cdot \frac{L_6}{L_a} \cdot \frac{S_6}{S_a} \operatorname{th} \frac{S_6 \omega}{L_6}}, \quad (4-104)$$

где $S_6^2 = 1 + j\omega\tau_6$, а $S_a^2 = 1 + j\omega\tau_a$.

На высокой частоте S_6 и $S_a \rightarrow \infty$. При этом

$$\frac{S_6 \omega}{L_6} \rightarrow \infty; \operatorname{th} \frac{S_6 \omega}{L_6} \rightarrow 1$$

и

$$\frac{S_6}{S_a} \rightarrow \sqrt{\frac{\tau_a}{\tau_6}}.$$

Поэтому

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_6}{\sigma_a} \sqrt{\frac{D_6}{D_a}}}. \quad (4-104a)$$

Таким образом, отношение проводимостей базы и эмиттера играет основную роль не только на низкой, но и на высокой частоте. Выражение (4-104) не учитывает влияния реактивной составляющей тока эмиттера на эффективность эмиттера. Выражение, учитывающее также и это явление, получено в работе [Л. 117]:

$$\gamma = \left\{ 1 + [A(1 + j\omega\tau_a)^{1/2} + (j\omega C_3 r_a' / \gamma_0)] \left[\frac{\operatorname{tg} (j\omega\tau_a)^{1/2}}{(j\omega\tau_a)^{1/2}} \right] \right\}^{-1}, \quad (4-105)$$

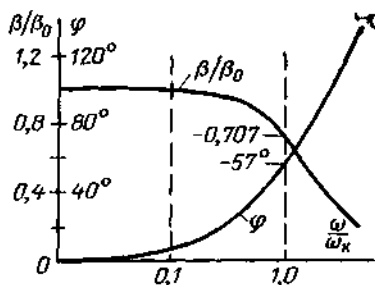


Рис 4-12. Зависимость модуля β/β_0 и фазы φ коэффициента переноса от частоты.

где

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

Второй член в первых квадратных скобках показывает влияние реактивного тока эмиттера. Эта часть тока возрастает с частотой, не приводя к увеличению коллекторного тока. Поэтому эта часть потерь в γ приводит к обратной пропорциональной зависимости ее от частоты. Так как r'_e обратно пропорционально току эмиттера, то эта часть потерь особенно сильно сказывается при малых токах, и поэтому при малом уровне сигнала α оказывается обратно пропорциональной частоте.

Чтобы уменьшить влияние реактивной составляющей тока эмиттера, можно уменьшать C_e путем уменьшения площади эмиттера. Однако при этом возрастает плотность тока и будет сильнее сказываться фактор поля z (уменьшающий γ). Поэтому необходимо иметь запас по σ_b/σ_a . Кроме того, следует учитывать возрастание роли $sA_e\omega/A_eD_b$ с уменьшением A_e и выбрать оптимальное значение ω .

По аналогии с выражением (4-96) может быть определена граничная частота коэффициента передачи по току транзистора в схеме с общим эмиттером $f_{\omega\omega}$.

Так как

$$\alpha_{к.б} = \frac{\alpha}{1 - \alpha},$$

то в соответствии с (4-96)

$$\alpha_{к.б} = \frac{\frac{\alpha_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega_T}}}{1 - \frac{\alpha_0}{1 + j \frac{j\omega}{\omega_f}}} = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0 + j \frac{\omega}{\omega_T}} = \frac{\frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0}}{1 + \frac{j\omega}{(1 - \alpha_0)\omega_T}}. \quad (4-106)$$

Введем обозначения

$$\alpha_{к.б0} = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \text{ и } \omega_{\alpha_0} = (1 - \alpha_0)\omega_T. \quad (4-107)$$

Тогда

$$\alpha_{к.б} = \frac{\alpha_{к.б0}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_{\alpha 3}}}, \quad (4-107a)$$

где $\omega_{\alpha 3}$ — предельная частота транзистора в схеме с общим эмиттером.

Из (4-106) и (4-107a) следует, что при $\omega/\omega_T \gg 1 - \alpha$ можно считать

$$|\alpha_{к.б}| = \frac{\omega_T}{\omega} \quad \text{или} \quad |\alpha_{к.б}| \omega = \omega_T,$$

откуда видно, что на высоких частотах модуль коэффициента передачи тока в схеме с общим эмиттером изменяется обратно пропорционально частоте. Становится также ясным смысл ранее введенных [см. (4-94)] параметров ω_T (f_T): при $\omega \rightarrow \omega_T$ аппроксимация модуля коэффициента передачи тока (4-106б) стремится к единице, а сама частота f_T равна произведению модуля коэффициента передачи тока на частоту, на которой определяется модуль $\alpha_{к.б}$.

Граничная частота f_T легко определяется из измерений, так как измерения сводятся к определению модуля $\alpha_{к.б}$ на некоторой фиксированной частоте. Связь между f_{α} и f_T определена выше [см. (4-95)] и может быть записана в общем виде как

$$f_T = \alpha_0 K f_{\alpha}, \quad (4-108)$$

где K — величина, обратная углу пролета на граничной частоте; для бездрейфовых транзисторов обычно принимают $K=0,82$. Принимая во внимание, что

$$1 - \alpha_0 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega^2}{L_{б.эфф}^2},$$

где $L_{б.эфф}$ учитывает все виды потерь в базе, и

$$\omega_T = 2\pi f_T = \frac{2D_b}{\omega^2} = \frac{1}{\tau_k},$$

получим:

$$f_{\alpha} = \frac{(1 - \alpha) \omega_T}{2\pi} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\omega^2}{L_{б.эфф}^2} \cdot \frac{2D_b}{\omega^2} = \frac{D_b}{2\pi L_{б.эфф}^2} = \frac{1}{2\pi \tau_{б.эфф}}. \quad (4-109)$$

В выражении (4-109) $\tau_{б.эфф}$ — эффективное значение времени жизни носителей в базе, учитывающее влияние как объемной, так и поверхностной рекомбинации:

$$\tau_{б.эфф} = \frac{\tau_b \tau_s}{\tau_b + \tau_s}$$

Важным высокочастотным параметром транзистора является максимальная частота генерации f_{\max} , при которой коэффициент усиления по мощности становится равным единице. Этот параметр имеет ясный физический смысл и сравнительно легко измеряется.

Для определения f_{\max} воспользуемся понятием U -функции. U — максимальный коэффициент усиления по мощности четырехполюсника, нейтрализованного при помощи внешней электрической цепи, не имеющей потерь, таким образом, что отсутствует связь между входом и выходом. В [Л. 118] доказывается, что

$$U = \frac{|z_{21} - z_{12}|^2}{4(r_{11}r_{22} - r_{12}r_{21})} \quad (4-110)$$

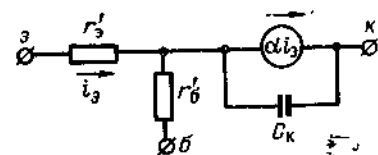


Рис. 4-13. Эквивалентная схема транзистора, используемая при расчете f_{\max} .

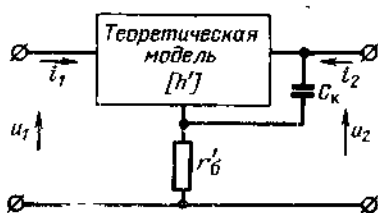


Рис. 4-14. Эквивалентная схема транзистора, позволяющая учесть влияние r_b .

Можно определить величину U для транзистора на высокой частоте, исходя из эквивалентной схемы на рис. 4-13:

$$z_{11} = r'_{э} + r'_{б}; \quad z_{21} = r'_{б} + \frac{\alpha}{j\omega C_k};$$

$$z_{12} = r'_{б}; \quad z_{22} = r'_{б} + \frac{1}{j\omega C_k}.$$

Отсюда

$$U \approx \frac{\alpha_0}{8\pi f C_k r'_{б} \frac{f}{f_a}} \quad (4-111)$$

при $U = 1$, что соответствует $f = f_{\max}$:

$$f_{\max} = \sqrt{\frac{\alpha_0 f_a}{8\pi r'_{б} C_k}} \quad (4-112)$$

Более строгий вывод дает выражение

$$f_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{\alpha_0 f_{\alpha}}{30 r'_{\sigma} C_{\kappa}}}$$

Из (4-111) и (4-112) можно получить

$$U = \frac{f_{\text{макс}}^2}{f^2} \quad (4-113)$$

При анализе частотной зависимости h -параметров в эквивалентной схеме принято выделять так называемую теоретическую модель и пассивные элементы [Л. 208] (рис. 4-14). Параметры теоретической модели получаются из решения уравнения (4-14а). Для эквивалентной схемы на рис. 4-14 h -параметры запишутся в виде:

$$\left. \begin{aligned} h_{11} &= h'_{11} + [r'_{\sigma}(1 - \alpha')(1 - h'_{12} - \alpha'(1 + r'_{\sigma} h''_{22}))]; \\ h_{12} &= (h'_{12} + r'_{\sigma} h''_{22}) / (1 + r'_{\sigma} h''_{22}); \\ -h_{21} &= \alpha = (\alpha' + r'_{\sigma} h''_{22}) / (1 + r'_{\sigma} h''_{22}); \\ h_{22} &= h'_{22} / (1 + r'_{\sigma} h''_{22}), \end{aligned} \right\} \quad (4-114)$$

где $h_{1\kappa}$ — параметры полного четырехполюсника; $h_{1\kappa}$ — параметры теоретической модели; $h''_{22} = h'_{22} + j\omega C_{\kappa}$.

Параметры теоретической модели, входящие в выражения (4-114), в свою очередь находятся по следующим формулам:

$$h'_{11} = \left\{ \frac{\alpha_0}{r'_{\sigma}} [(2j\omega\tau_{\kappa})^{1/2} \operatorname{cth}(2j\omega\tau_{\kappa})^{1/2}] + j\omega C'_{\sigma} \right\}^{-1}; \quad (4-115)$$

$$h'_{12} = h'_{120} \frac{\alpha'}{\alpha_0}, \quad (4-116)$$

где h'_{120} — значение h_{12} для теоретической модели на низкой частоте;

$$-h'_{21} = \alpha = \gamma\beta, \quad (4-117)$$

где γ может быть определена из (4-106), а β — из (4-92);

$$h'_{22} = \frac{I_0}{\omega} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial U_{\kappa}} (2j\omega\tau_{\kappa})^{1/2} \operatorname{th}(2j\omega\tau_{\kappa})^{1/2} + g_{\kappa}. \quad (4-118)$$

4-6. СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРНОГО КЛЮЧА

Общие выражения для токов эмиттера и коллектора транзистора можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} I_0 &= a_{11} (e^{qU_0/kT} - 1) + a_{12} (e^{qU_{\kappa}/kT} - 1); \\ I_{\kappa} &= a_{21} (e^{qU_0/kT} - 1) + a_{22} (e^{qU_{\kappa}/kT} - 1). \end{aligned} \right\} \quad (4-119)$$

В целях упрощения решения в [Л. 126] принимается, что площади эмиттерного и коллекторного переходов транзисторной структуры равны. В этой работе показано, что

$$\left. \begin{aligned} a_{11} &= -\frac{I_{\text{во}}}{1 - \alpha_N \alpha_I}; & a_{22} &= -\frac{I_{\text{ко}}}{1 - \alpha_N \alpha_I}; \\ a_{12} &= \frac{\alpha_I I_{\text{ко}}}{1 - \alpha_N \alpha_I}; & a_{21} &= \frac{\alpha_N I_{\text{во}}}{1 - \alpha_N \alpha_I}; \\ a_{12} &= a_{21} \text{ и } \alpha_I I_{\text{ко}} = \alpha_N I_{\text{во}}, \end{aligned} \right\} (4-119a)$$

где α_N — коэффициент усиления по току при нормальном включении, а α_I — при обратном включении.

На семействе характеристик транзистора выделяют три основные области (рис. 4-15):

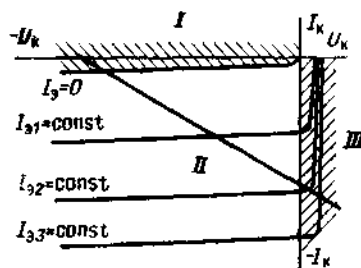


Рис. 4-15. Три области на семействе вольт-амперных характеристик транзистора.

область I — область отсечки тока, эмиттерный и коллекторный переходы смещены отрицательно;
область II — активная область; эмиттерный переход смещен положительно, коллекторный — отрицательно;
область III — область насыщения тока; оба перехода смещены положительно; в этой области сопротивления переходов обычно настолько малы, что I_K определяется внешним напряжением и внешним сопротивлением; изменение I_B практически не изменяет I_K ; отсюда термин — насыщение.

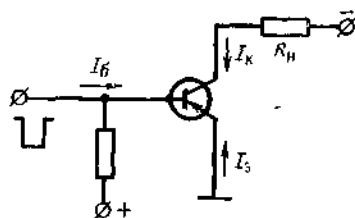


Рис. 4-16. Схема ключа.

В ряде схем применения транзистор работает в области *II*, но иногда он работает и в областях *I* и *III*. Примером служит ключ (рис. 4-16), в котором транзистор работает во всех трех областях.

В промежутке между импульсами транзистор находится в области *I*, в момент коммутации — в области *II* и в момент прохождения импульса — в области *III*.

В области *I* величину тока можно найти из уравнений (4-119а), положив в них U_K и U_E отрицательными и достаточно большими. Тогда

$$I_K = -(a_{21} + a_{22}),$$

или

$$I_K = \frac{I_{K0}(1 - \alpha_I)}{1 - \alpha_N \alpha_I}.$$

Отсюда видно, что в этом случае I_K того же порядка, что и I_{K0} .

Обратные токи коллекторного и эмиттерного переходов могут быть получены из соответствующих выражений гл. 2.

Обратный ток коллектора без учета поверхностной рекомбинации выразится как

$$I_{K00} = \frac{kTb\sigma_i^2}{q(1+b)^2} \left[\frac{(A_K - A_0)\omega_2}{\sigma_6 L_6^2} + \frac{A_0\omega_1}{\sigma_6 L_6^2} + \frac{A_K}{\sigma_K L_K} \right]. \quad (4-120)$$

Составляющая обратного тока коллектора, обусловленная поверхностной рекомбинацией, выразится следующим образом:

$$I_{K02} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{\sigma_i^2}{\sigma_6} \cdot \frac{b}{(1+b)^2} \pi\omega_3 \left[1 + \frac{d_K}{L_{6\text{эфф}}} + \frac{1}{2} \cdot \frac{R_K^2 - R_9^2}{L_{6\text{эфф}}^2} \right]. \quad (4-121)$$

При работе транзистора в области *III* наиболее важным параметром является падение напряжения U_{K0} , которое желательно иметь минимальным. Это особенно необходимо для транзисторов, работающих в силовых преобразователях постоянного тока в переменный при низких напряжениях источников постоянного тока, так как в этом случае U_{K0} определяет к. п. д. устройства.

Для определения U_{K0} подставляем значения a_{11} , a_{12} , a_{21} и a_{22} в выражения (4-119). Совместное решение уравнений дает:

$$\left. \begin{aligned} -I_{30}(e^{qU_{K0}/kT} - 1) &= I_3 + \alpha_I I_K; \\ -I_{30}(e^{qU_{K0}/kT} - 1) &= \alpha_N I_3 + I_K. \end{aligned} \right\} \quad (4-122)$$

Отсюда находим:

$$\left. \begin{aligned} U_3 &= \frac{kT}{q} \ln \left(-\frac{I_3 + \alpha_I I_K}{I_{30}} + 1 \right); \\ U_K &= \frac{kT}{q} \ln \left(-\frac{I_K + \alpha_N I_3}{I_{K0}} + 1 \right). \end{aligned} \right\} \quad (4-123)$$

Единицей в этих выражениях практически всегда можно пренебречь, поэтому

$$\left. \begin{aligned} U_3 &= \frac{kT}{q} \ln \left(-\frac{I_3 + \alpha_I I_K}{I_{30}} \right); \\ U_K &= \frac{kT}{q} \ln \left(-\frac{I_K + \alpha_N I_3}{I_{K0}} \right), \end{aligned} \right\} \quad (4-124)$$

откуда с учетом того, что $I_K + I_3 + I_6 = 0$ и $\frac{I_{K0}}{I_{30}} = \frac{\alpha_N}{\alpha_I}$, получим:

$$U_{K,3} = (\pm)(U_K - U_3) = (\pm) \frac{kT}{q} \ln \frac{\alpha_I \left(1 - \frac{I_K}{I_3} \cdot \frac{1 - \alpha_N}{\alpha_N} \right)}{1 + \frac{I_K}{I_6} (1 - \alpha_I)}. \quad (4-125)$$

Здесь «+» следует использовать для p - n - p транзисторов и «-» для n - p - n транзисторов. Следует заметить, что $U_3 > U_K$. Чем больше U_K , тем в большей мере компенсировано U_3 и падение $U_{K,3}$ будет меньше.

Ток коллектора в области III меньше (как это видно из рис. 4-15), чем в области II, где он подчиняется закону

$$I_K = I_6 \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N}.$$

Если увеличить I_K до значений, соответствующих этому выражению, транзистор выйдет из насыщения и падение напряжения $U_{K,3}$ будет резко возрастать. Это обстоятельство следует учитывать при использовании транзисторов.

Анализ выражения (4-125) показывает, что для получения малых $U_{кэ}$ целесообразно иметь максимальные значения α_N и ω_T . Этому условию могут удовлетворять симметричные транзисторы.

Распределение неосновных носителей заряда в базе транзистора при работе его в разных областях различно и иллюстрируется рис. 4-17.

При работе транзистора в области III к коллектору подходит поток неосновных носителей, который соответствует току, превышающему величину, заданную внешней цепью. В этом случае условие $x = w$, при котором имеет место равенство $p = 0$, не выполняется. Это равносильно тому, что часть дырок выходит из коллектора и идет обратно к эмиттеру, что может быть пояснено рис. 4-18. Прямая *a* на рис. 4-18 соответствует градиенту концентрации, определяющему общий ток через транзистор в области III; прямая *б* соответствует концентрации, определяющей ток дырок от эмиттера к коллектору, а *в* — от коллектора к эмиттеру.

При подаче прямоугольного импульса тока в цепь базы усилителя импульсов (см. рис. 4-16) токи в транзисторе приобретают характерную форму, показанную на рис. 4-19. На этом рисунке t_0 — время нарастания (время, за которое ток коллектора возрастает до 0,9 своего установившегося значения с момента подачи пря-

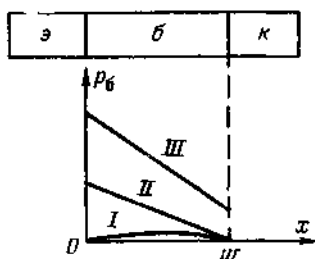


Рис. 4-17. Распределение неосновных носителей заряда в базе транзистора для трех областей работы.

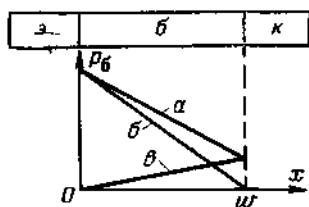


Рис. 4-18. Распределение концентрации дырок в рабочей области III.

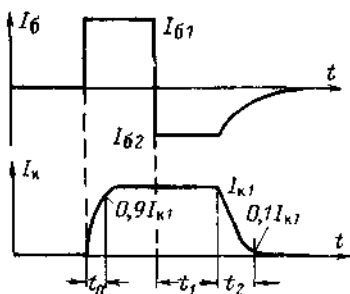


Рис. 4-19. Форма импульсов токов базы и коллектора в схеме усилителя, представленной на рис. 4-16.

моугольного импульса тока в базу). Это время обусловлено перестройкой зарядов при переходе транзистора из режима области *I* в режим области *III*.

t_0 для схемы с общей базой может быть найдено из выражения

$$t_0 = \frac{l}{\omega_N} \ln \frac{I_0}{I_0 - \frac{0,9I_n}{\alpha_N}}, \quad (4-126)$$

где ω_N соответствует ω_a при нормальном включении.

Аналогичное время для схем включения с общим эмиттером и общим коллектором определяется соответственно следующими формулами:

$$t_0 = \frac{l}{(1 - \alpha_N) \omega_N} \ln \frac{I_0}{I_0 - 0,9 \frac{(1 - \alpha_N) I_n}{\alpha_N}}; \quad (4-127)$$

$$t_0 = \frac{l}{(1 - \alpha_N) \omega_N} \ln \frac{\alpha_N I_0}{I_0 - 0,9(1 - \alpha_N) I_n}. \quad (4-128)$$

t_1 — время рассасывания (время с момента окончания импульса тока и изменения направления тока в базе до снижения концентрации неосновных носителей у коллектора до нуля, т. е. время перехода режима работы транзистора из области *III* в область *II*).

Для схемы с общей базой

$$t_1 = \frac{\omega_N + \omega_I}{\omega_N \omega_I (1 - \alpha_N \alpha_I)} \ln \frac{I_{02} - I_{01}}{\frac{I_{n1}}{\alpha_N} + I_{02}}, \quad (4-129)$$

где ω_I соответствует ω_a при обратном включении.

Аналогично для схемы с общим эмиттером

$$t_1 = \frac{\omega_N + \omega_I}{\omega_N \omega_I (1 - \alpha_N \alpha_I)} \ln \frac{I_{01} - I_{02}}{\frac{I_{n1} (1 - \alpha_N)}{\alpha_N} - I_{02}} \quad (4-130)$$

и для схемы с общим коллектором

$$t_1 = \frac{\omega_N + \omega_I}{\omega_N \omega_I (1 - \alpha_N \alpha_I)} \ln \frac{I_{02} - I_{01}}{I_{02} + I_{01} (1 - \alpha_N)}. \quad (4-131)$$

t_2 — время спада (время с момента перехода в область *II* до момента снижения тока коллектора до 0,1 своего установившегося значения).

Для схемы с общей базой

$$t_2 = \frac{1}{\omega_N} \ln \frac{I_{\kappa 1} + \alpha_N I_{\sigma 2}}{0,1 I_{\kappa 1} + \alpha_N I_{\sigma 2}}. \quad (4-132)$$

Аналогично для схемы с общим эмиттером

$$t_2 = \frac{1}{(1 - \alpha_N) \omega_N} \ln \frac{I_{\kappa 1} - \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} I_{\sigma 2}}{0,1 I_{\kappa 1} - \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} I_{\sigma 2}} \quad (4-133)$$

и для схемы с общим коллектором

$$t_2 = \frac{1}{(1 - \alpha_N) \omega_N} \ln \frac{I_{\sigma 1} - \frac{I_{\sigma 2}}{1 - \alpha_N}}{0,1 I_{\sigma 1} - \frac{I_{\sigma 2}}{1 - \alpha_N}}. \quad (4-134)$$

4-7. ПРОБОЙ ТРАНЗИСТОРА

Кроме пробоев *p-n* переходов транзистора, механизм которых описан в гл. 2, в транзисторе наблюдаются специфические формы пробоя. Главными из них являются «прокол» базы и возрастание коэффициента усиления по току α до единицы, вызывающее резкое увеличение нулевого тока коллектора и пробой.

При малых значениях ширины базы w и сравнительно больших напряжениях на коллекторе области объемных зарядов эмиттера и коллектора могут сомкнуться, что эквивалентно короткому замыканию между этими электродами. Это явление получило название «прокола» базы. Даже если в схеме имеются ограничивающие сопротивления, прокол может привести к гибели прибора, так как смыкание произойдет в одной точке, там, где ширина базы минимальна, вследствие чего весь ток сосредоточится в этом месте и на малой площади будет выделяться большая мощность.

Напряжение прокола может быть найдено при помощи выражения (2-20) или (2-30). Для транзистора с резким коллекторным переходом, где прокол наиболее вероятен,

$$U_{\text{прок}} = \frac{1}{2\epsilon \epsilon_0 \mu_0 \beta_0} \omega_{\text{мин}}^2, \quad (4-135)$$

где $\omega_{\text{мин}}$ — наименьшая ширина базы транзистора.

Для транзистора, у которого коллекторный переход плавный с $\alpha = \text{const}$, при проколе $\omega = d/2$, поэтому

$$U_{\text{прок}} = \frac{2}{3} \cdot \frac{qa}{\varepsilon \varepsilon_0} \omega_{\text{мин}}^2. \quad (4-136)$$

Следует иметь в виду, что значение $\omega_{\text{ср}}$, которое может быть определено из измерений предельной частоты усиления по току f_{α} , будет превышать $\omega_{\text{мин}}$. Величина этого превышения зависит в основном от метода изготовления структуры транзистора и качества технологии. Наибольшее отличие наблюдается у сплавных переходов большой площади ($\omega_{\text{ср}}/\omega_{\text{мин}} \approx 3 \div 6$). У маломощных сплавных транзисторов $\omega_{\text{ср}}/\omega_{\text{мин}} \approx 1,5 \div 3,5$.

Этот механизм пробоя транзистора определяет верхний предел удельного сопротивления исходного материала транзистора при заданном пробивном напряжении.

При включении транзисторов по схеме с общим эмиттером наблюдается явление пробоя, обусловленное возрастанием коэффициента усиления транзистора. Для пояснения этого явления рассмотрим *p-n-p* транзистор. Допустим, что к коллектору приложено напряжение $-U_{\text{к}}$. При $I_{\text{б}} = 0$ ток базы такого транзистора будет равен $I_{\text{к0}}$. Этот ток образован главным образом движением пар электрон—дырка, генерируемых в объеме и на поверхности базы и коллектора.

В нормально смещенном транзисторе дырки идут к коллектору, а электроны — к базовому выводу. По всей видимости, эта часть базового тока не зависит от величины $I_{\text{б}}$. Определить $I_{\text{к0}}$ в схеме с общим эмиттером ($I_{\text{к0э}}$) означает определить ток коллектора при условии, когда $I_{\text{б}} = 0$. Так как $I_{\text{к0}}$ остается неизменным, то для выполнения условия $I_{\text{б}} = 0$ необходимо наличие тока, входящего в базу и равного $I_{\text{к0}}$. Так как это ток базы в схеме с общим эмиттером, то он будет усиливаться в $\alpha/1 - \alpha$ раз и будет равен

$$I_{\text{к0э}} = I_{\text{к0}} \frac{\alpha}{1 - \alpha} + I_{\text{к0}} = I_{\text{к0}} \left(\frac{\alpha}{1 - \alpha} + 1 \right) = \frac{I_{\text{к0}}}{1 - \alpha}. \quad (4-137)$$

Таким образом, ток коллектора в схеме с общим эмиттером при отключенной базе¹ значительно больше тока в схеме с общей базой и резко растет с ростом α .

¹ Транзисторы с отключенной базой применять нельзя.

Дополнительный ток в базе возникает за счет инжекции носителей заряда из эмиттера в результате нарушения равновесия в базе. Из генерируемых электронно-дырочных пар только дырки покидают базу, а электроны остаются, так как потенциальные барьеры эмиттера и коллектора затрудняют их прохождение, а цепь базы практически разомкнута. При этом квазиуровень Ферми повысится, возрастет U_0 и дырочный ток эмиттера также возрастет. Дырок должно инжектироваться столько, чтобы компенсировался объемный заряд электронов. Для этого необходимо иметь значительно больше дырок, чем электронов, так как основная их часть проходит к коллектору и только часть, составляющая $(1-\alpha)$, рекомбинирует с электронами.

Выражение для коэффициента усиления по току транзистора, отражающее его зависимость от напряжения, может быть записано следующим образом:

$$\alpha = \alpha_n M, \quad (4-138)$$

где α_n — значение коэффициента усиления при малых напряжениях; M — коэффициент умножения носителей:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{проб}}\right)^n}. \quad (4-139)$$

Неограниченное возрастание тока в соответствии с выражением (4-137) наступает при $\alpha = 1$ и напряжении $U = U_\alpha$. Тогда из (4-138) и (4-139)

$$U_\alpha = U_{проб} \sqrt[n]{1 - \alpha_n}. \quad (4-140)$$

В приведенном расчете не учитывалось изменение ширины базы в зависимости от напряжения коллектора.

Значения n указаны в § 2-5.

Условие $\alpha < 1$ из (4-140) при заданном пробивном напряжении определяет нижнюю границу для удельного сопротивления материала базы. Коэффициент усиления по току α может стать больше единицы также за счет инжекции носителей заряда (являющихся неосновными по отношению к коллекторной области) несовершенным омическим контактом коллектора. Этот эффект не поддается расчету и здесь не рассматривается.

4-8. ШУМЫ ТРАНЗИСТОРА

Фактор шума транзистора принято определять как отношение общей мощности шумов на выходе транзистора к мощности шумов на выходе транзистора, возникающей из-за термического шума сопротивления цепи, подключенной ко входу транзистора.

Фактор шума транзистора может быть определен из выражения

$$F_{ш} = 1 + \frac{r'_6}{R_r} + \frac{r_9}{2R_r} + \frac{(1 - \alpha_0) \left[1 + \left(\frac{f}{\sqrt{1 - \alpha_0} f_\alpha} \right)^2 \right] (R_r + r'_6)^2}{2\alpha_0 r_9 R_r} \quad (4-141)$$

Когда все шумы транзистора малы по сравнению с тепловым шумом сопротивления генератора R_r (несушмящий транзистор), фактор шума равен единице.

Член r'_6/R_r обусловлен тепловым шумом сопротивления r'_6 . Член $r_9/2R_r$ обусловлен дробовым шумом эмиттерного тока. Оба эти источника шума имеют белый спектр шумов, т. е. их интенсивность не зависит от частоты.

Третий член выражения определяет шумы токораспределения. Он связан с тем, что в базе ток эмиттера разделяется на базовый и коллекторный токи. Из-за флуктуаций в этом распределении возникает шумовой ток. Шумы токораспределения велики тогда, когда ток базы велик, т. е. когда коэффициент усиления мал. Это имеет место при частотах, близких к f_α .

Первая часть этого члена преобладает при частотах $f < \sqrt{1 - \alpha_0} f_\alpha$. В этом случае шум токораспределения почти не зависит от частоты и пропорционален $(1 - \alpha_0)$. Шум мал при α_0 , близком к единице, и когда r'_6 и r_9 много меньше, чем R_r . При частотах $f > \sqrt{1 - \alpha_0} f_\alpha$ преобладает составляющая шума токораспределения, пропорциональная $(f/f_\alpha)^2$. Поэтому на высоких частотах фактор шума возрастает на 6 дБ на каждую октаву.

Например, при значении $\sqrt{1-\alpha_0}=0,1$, чтобы иметь малые шумы на высоких частотах, желательно работать при $f < t_a/10$.

На частотах ниже десятков килогерц фактор шума обычно резко возрастает с убыванием частоты по закону, близкому к $1/f$. Эти шумы по аналогии с низкочастотными ламповыми шумами называют шумами фликер-эффекта. Они обусловлены в основном процессами в приповерхностном слое полупроводника и не поддаются точному расчету.

Типичная зависимость фактора шума транзистора от частоты имеет характер, показанный на рис. 4-20. Здесь: область I — низкочастотные шумы, пропорциональные $1/f$;

область II — область «белых» шумов;

область III — область шумов токораспределения.

ГЛАВА ПЯТАЯ

РАСЧЕТ ДРЕЙФОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

5-1. СТРУКТУРА ТРАНЗИСТОРОВ

Геометрические структуры наиболее распространенных видов дрейфовых транзисторов изображены на рис. 5-1 — меза-структура с двумя параллельными эмит-

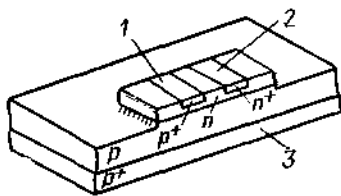


Рис 5-1. Структура меза-транзистора.

1 — эмиттер; 2 — база; 3 — коллектор

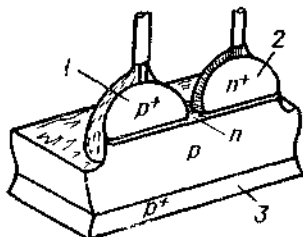


Рис. 5-2 Структура сплавно-диффузионного транзистора.

1 — эмиттер; 2 — база, 3 — коллектор

терным и базовым полосковыми электродами, рис. 5-2 — структура сплавно-диффузионного транзистора и рис. 5-3 — структура планарного транзистора.

5-2. ОБРАЗОВАНИЕ ПЕРЕХОДОВ МЕТОДОМ ДИФФУЗИИ

Диффузия примесей в полупроводнике описывается законами диффузии Фика.

В соответствии с первым законом Фика поток вещества dm/dt , диффундирующего за время dt через площадку A , расположенную нормально направлению потока, прямо пропорционален градиенту концентрации вещества dN/dx :

$$\frac{dm}{dt} = -DA \frac{dN}{dx}, \quad (5-1)$$

где коэффициент пропорциональности D называется коэффициентом диффузии.

Второй закон Фика определяет распределение диффундирующего вещества в полупроводнике в зависимости от координаты расстояния и времени. Он может быть получен из первого закона Фика и уравнения непрерывности:

$$\frac{dN}{dt} = D \frac{d^2N}{dx^2}. \quad (5-2)$$

Решение этого уравнения дает $N(x)$ и зависит от граничных условий.

Наибольший практический интерес для полупроводников имеют два случая диффузии.

Диффузия из неисчерпаемого поверхностного источника

Рис 5-3. Структура планарного транзистора.

1 — база; 2 — эмиттер; 3 — коллектор;
4 — защитный оксидный слой; 5 — металлизация

в глубь полупроводника. При этом концентрация N равна $N_0 = \text{const}$ при $x=0$ для любого момента времени t . Это условие выполняется при диффузии из газовой фазы или расплава, т. е. в большинстве случаев. Предполагается также, что концентрация диффузанта в глубине материала равна нулю, т. е. $N=0$ при $x=\infty$. При этом получаем решение уравнения (5-2) в виде

$$N(x) = N_0 \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{2(Dt)^{1/2}} \right] = N_0 \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{l_m} \right], \quad (5-3)$$

где erfc — функция дополнения к интегралу ошибок Гаусса, а l_m — характеристическая длина диффузии соответствующей примеси.

Иначе (5-3) может быть записано как

$$N(x) = N_0 \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-z^2} dz \right),$$

где $z = \frac{x}{2\sqrt{Dt}} = \frac{x}{l_m}$. Обычно на практике встречаются малые значения z (порядка 2—3). При этом может быть применена достаточно точная и удобная приближенная формула

$$N(x) = N_0 e^{-(1.08z + 0.78z^2)},$$

где z , как и раньше, равно $\frac{x}{2\sqrt{Dt}} = \frac{x}{l_m}$.

При конструировании полупроводникового прибора одним из наиболее важных моментов является расчет глубины залегания границы p - n перехода, образующегося при диффузии в полупроводник примеси противоположного знака проводимости. Она может быть рассчитана следующим образом. Допустим, что основная примесь распределена в полупроводнике равномерно и имеет концентрацию N' . Тогда кривая $N(x)$ пересечет прямую $N=N'$ в некоторой точке x_0 , которая и определит глубину залегания перехода. В точке $x=x_0$ проводимость изменяет свой знак.

Для практически важного случая, когда $N' \ll N_0$, из уравнения (5-3) получаем:

$$x_0' = 2\sqrt{Dt} \sqrt{\ln \frac{N_0}{N'}} = l_m \sqrt{\ln \frac{N_0}{N'}}. \quad (5-4)$$

При типичных значениях $N' \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $N_0 \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ выражение (5-4) упрощается и принимает вид

$$x_0 \approx 8\sqrt{Dt} = 4l_m.$$

Диффузия из тонкого твердого слоя (например, из рекристаллизованного слоя). В этом случае концентрация диффузанта в источнике уменьшается с течением времени. Решение уравнения (5-2) приводит к гауссову распределению примесей:

$$N(x) = \frac{N_0 d}{2\sqrt{\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} = \frac{N_0 d}{2l_m \sqrt{\pi}} e^{-\frac{x^2}{l_m^2}}, \quad (5-5)$$

где d — толщина слоя, из которого идет диффузия; предполагается, что в этом случае $d \ll l_m = 2\sqrt{Dt}$.

В качестве приближения, значительно упрощающего расчеты, иногда полагают, что распределение примесей следует закону

$$N(x) = N_0 e^{-\alpha x}. \quad (5-6)$$

Распределение примесей для различных видов диффузии показано на рис. 5-4.

Коэффициент диффузии D определяется свойствами полупроводника и диффузанта и температурой:

$$D = A e^{-\frac{E}{kT}}. \quad (5-7)$$

Константу A можно определить из уравнения Лангмюра-Дэшмена

$$A = \frac{\alpha^2 E}{N_A h},$$

где α — постоянная решетки, см; E — экспериментальная энергия активации, эв; N_A — число Авогадро, равное $6,02 \cdot 10^{23}$; h — константа Планка.

Значения A и E для различных диффузанта в германии и кремнии можно определить из экспериментальных графиков, приведенных на рисунках гл. 8.

Однако практически во многих полупроводниках диффузия может идти по поверхности, по границам зерен и дислокациям, причем во всех этих случаях коэффициент диффузии будет больше. Таким образом, коэффициент диффузии зависит также от чистоты и степени совершенства структу-

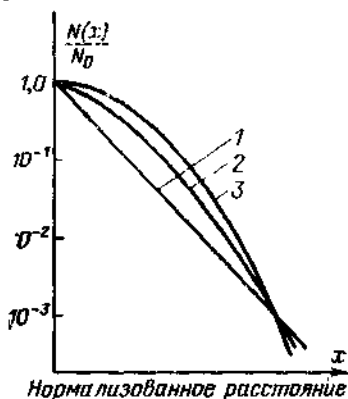


Рис. 5-4. Основные виды распределения примесей в полупроводнике при диффузии.

1 — экспоненциальное (5-6); 2 — по закону ерис (5-3); 3 — гауссово распределение (5-5).

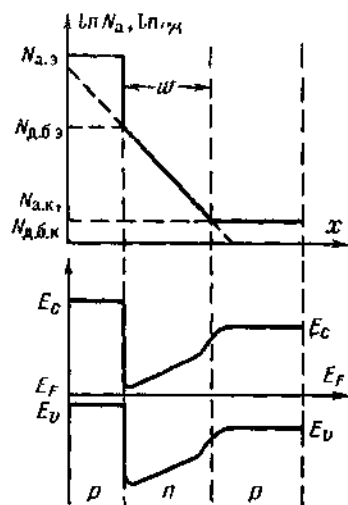


Рис. 5-5. Распределение концентраций донорных и акцепторных примесей и энергетическая диаграмма для дрейфового p-n-p транзистора.

ры кристалла; он будет тем меньше, чем совершеннее кристалл.

Пользуясь формулами для расчета концентраций диффузанта, следует учитывать, что вследствие существования предела растворимости диффузанта в основном веществе N_0 не может быть выше этой предельной растворимости. Величины предельных растворимостей приведены в гл. 8.

5.3. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

Приближенное распределение примесей в дрейфовом транзисторе, полученное в результате диффузии, показано на рис. 5-5. В базе с неравномерным распределением примесей возникает электрическое поле, напряженность которого может быть найдена следующим образом. Используя выражение (1-5), находим градиент концентрации электронов в базе, который пропорционален наклону краев зон:

$$\frac{dn_0}{dx} = -\frac{n_0}{kT} \cdot \frac{dE_0}{dx},$$

откуда

$$\frac{dE_0}{dx} = -\frac{kT}{n_0} \cdot \frac{dn_0}{dx}. \quad (5-8)$$

Если приближенно положить, что подвижность носителей зарядов не зависит от их концентрации и, следовательно, от x , то можно написать:

$$\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{d\rho_0}{dx} = -\frac{1}{n_0} \cdot \frac{dn_0}{dx}. \quad (5-9)$$

Подставив (5-9) в (5-8), получим:

$$\frac{dE_0}{dx} = \frac{kT}{\rho_0} \cdot \frac{d\rho_0}{dx}.$$

Напряженность электрического поля в базе будет равна

$$E_0(x) = \frac{1}{q} \cdot \frac{dE_0}{dx} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{d\rho_0}{dx}. \quad (5-10)$$

Иначе это может быть записано в форме

$$E_0(x) = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{d}{dx} (\ln N_0) = -\frac{kT}{qN_0} \cdot \frac{dN_0}{dx}. \quad (5-10a)$$

Можно показать, что в транзисторе $n-p-n$ типа

$$E_0(x) = \frac{kT}{q} \cdot \frac{d}{dx} (\ln N_0) = \frac{kT}{qN_0} \cdot \frac{dN_0}{dx}. \quad (5-10б)$$

Это поле ускоряет неосновные носители заряда, инжектированные эмиттером в базу, и в основном определяет время их прохождения (пролета) до коллектора. Время пролета, обусловленное действием поля, равно

$$\tau_{дЕ} = \int_0^w \frac{dx}{E_0(x) \mu_0} = \int_0^w \frac{q}{kT \mu_0} \times \\ \times \frac{1}{\frac{d\rho_0}{dx}} \rho_0(x) dx = \frac{1}{D_0} \int_0^w \frac{1}{\frac{d\rho_0}{dx}} \rho_0(x) dx. \quad (5-11)$$

Если известен вид функции $\rho_0(x)$, можно провести интегрирование и найти t_E .

Если распределение примесей в базе транзистора описывается выражением (5-3), то вычисление t_E может быть произведено графическим методом или с помощью электронных вычислительных машин. Используя же приближенное выражение (5-6), можно записать:

$$\rho_0(x) = \rho_{0,0} e^{ax}. \quad (5-12)$$

Отсюда время пролета носителей, подынтегральное выражение в (5-11), равно dx/a и

$$\tau_{дЕ} = \frac{w}{aD_0}. \quad (5-13)$$

Заметим, что в бездрейфовых транзисторах с той же шириной базы величина времени пролета равна

$$\tau_d = \frac{w^2}{2D_0}.$$

Из (5-12) удельное сопротивление материала базы вблизи коллектора равно

$$\rho_{0,к} = \rho_{0,0} e^{aw}, \quad (5-14)$$

откуда

$$aw = \ln \frac{\rho_{0,к}}{\rho_{0,0}}$$

и

$$\tau_{дЕ} = \frac{2\tau_d}{aw}, \quad \text{или} \quad \tau_{дЕ} = \frac{\tau_d}{\frac{1}{2} \ln \frac{\rho_{0,к}}{\rho_{0,0}}}. \quad (5-15)$$

Таким образом, время пролета неосновных носителей в дрейфовых транзисторах уменьшается в $\frac{1}{2} \ln \frac{\rho_{0,к}}{\rho_{0,0}}$ раз по срав-

нению со временем пролета в аналогичных бездрейфовых транзисторах и соответственно граничная частота во столько же раз увеличивается. На практике выигрыш по предельной частоте еще больше в результате возможности получения методом диффузии весьма малых расстояний между эмиттером и коллектором.

Из (5-10) и (5-12) вытекает, что

$$\alpha = \frac{q}{kT} E_0 \omega. \quad (5-16)$$

Падение напряжения в базе транзистора будет равно

$$\Delta U = E_0 \omega = \frac{kT}{q} \alpha \omega = \frac{kT}{q} \ln \frac{\rho_{0,к}}{\rho_{0,э}}. \quad (5-17)$$

Это выражение при заданной геометрии транзистора и известных удельных сопротивлениях материала позволяет найти напряженность поля в базе дрейфового транзистора.

5.4. ПАРАМЕТРЫ СПЛАВНО-ДИФFUЗИОННЫХ ДРЕЙФОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

При выводе выражений для расчета параметров бездрейфовых транзисторов предполагалось, что ток в транзисторе чисто диффузионный, т. е.

$$j_p = -qD_p \frac{dp}{dx} \text{ для } p\text{-}n\text{-}p \text{ транзистора.}$$

Для дрейфовых транзисторов следует использовать уже полное выражение для плотности тока в соответствии с (1-53). Подобный анализ был проведен Кремером [Л. 134], а также рядом других авторов [Л. 59, 61]. Ими были получены следующие выражения:

коэффициент усиления по току на низкой частоте

$$\alpha_0 = \gamma_0 \beta_0 = \gamma_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{L_0} \right)^2 \frac{2kT}{qE_0 \omega} \right] = \gamma_0 \left[1 - \frac{\omega}{\alpha L_0^2} \right]; \quad (5-18)$$

эффективность эмиттера γ_0 находится из общего выражения

$$\gamma_0 = \frac{1}{1 + \frac{\int_0^b (N_n - N_a) D_n dx}{\int_0^b (N_p - N_n) D_p dx}}. \quad (5-19)$$

Иначе выражение для γ_0 может быть записано в виде

$$\gamma_0 = 1 - \frac{R_{\text{пол.э}}}{R_{\text{пол.б}}}, \quad (5-20)$$

где $R_{\text{пол.б}}$ — поперечное сопротивление материала базы транзистора; $R_{\text{пол.э}}$ — поперечное сопротивление материала эмиттера.

Для упрощенных расчетов, когда принимается $D = \text{const}$ и задаются средними значениями концентраций примесей в базе и эмиттере, можно пользоваться выражением

$$\gamma_0 \approx 1 - \frac{D_{\text{б.ср}} N_{\text{б.ср}} w}{D_{\text{э.ср}} N_{\text{э.ср}} L_{\text{э}}}. \quad (5-21)$$

Для нахождения эффективных коэффициентов диффузии могут быть использованы выражения гл. 1.

$$\begin{aligned} \frac{1}{D_{\text{б}}} &= \frac{q}{kT} \cdot \frac{1}{\mu_{\text{б}}} = 1,32 \cdot 10^{-13} T^{1,3} + \\ &+ \frac{2N_{\text{б}}(x) \cdot 10^{-13}}{2,55 T^{5/2}} [10,2 + \ln T - 0,33 \ln N_{\text{б}}(x)]. \end{aligned} \quad (5-22)$$

Для случая распределения примесей по закону $N_{\text{б}}(x) = N_{\text{д.б.э}} e^{-ax}$ получим:

$$\begin{aligned} D_{\text{б.ср}} &= \frac{1}{A_1 + A_2 \frac{(1 - e^{aw})^2}{2(aw - 1 + e^{-aw})} +} \\ &+ A_3 \frac{3 - 4e^{-aw}(1 + aw) + e^{-2aw}(1 + 2aw)}{4(aw - 1 + e^{-aw})}, \end{aligned} \quad (5-23)$$

где $A_1 = 1,32 \cdot 10^{-13} T^{1/3}$;

$$A_2 = \frac{0,785 N_{\text{б.э}} \cdot 10^{-13}}{T^{5/2}} (10,2 + \ln T - 0,33 \ln N_{\text{б.э}});$$

$$A_3 = \frac{0,785 N_{\text{б.э}} \cdot 10^{-13}}{T^{5/2}} 0,33 = 0,26 \cdot 10^{-13} \frac{N_{\text{б.э}}}{T^{5/2}}.$$

Если принять, что акцепторы распределены по закону $N_{\text{а}} = N_{\text{д.а}} e^{-a_{\text{а}} x}$, а доноры — по закону $N_{\text{д}} = N_{\text{д.д}} e^{-a_{\text{д}} x}$, где a определяется режимом диффузии:

$$a_{\text{а.д}} = \frac{1}{2V D t};$$

D — коэффициент диффузии примеси при температуре диффузии; t — время ее проведения, то для γ получим:

$$\gamma = 1 - \frac{D_n N_{д2}}{D_p N_{a1} L_d^2 a_x a_x} \quad (5-24)$$

Здесь: D_n и D_p — коэффициенты диффузии для неосновных носителей: D_n — в области слева от сечения x_1 , D_p — в области справа от этого сечения; $N_{д2}$ — концентрация доноров в сечении x_2 ; N_{a1} — концентрация акцепторов в сечении x_1 ; L_d — диффузионная длина в области эмиттера.

Концентрации N_{a1} и $N_{д2}$ находим из следующих соображений:

в точке x_1 (рис. 5-6)

$$N_{a0} e^{-a_x x_1} = N_{a0} e^{-a_x x_1}; \quad (5-25)$$

в точке x_2 можно приравнять производные:

$$N_{a0} e^{-a_x x_2} a_x = N_{д0} e^{-a_x x_2} a_d; \quad (5-26)$$

отсюда

$$x_1 = \frac{1}{a_a - a_x} \ln \frac{N_{a0}}{N_{д0}};$$

$$x_2 = \frac{1}{a_a - a_x} \left(\ln \frac{N_{a0}}{N_{д0}} + \ln \frac{a_a}{a_x} \right).$$

Зная закон распределения $N = N_0 e^{-ax}$, окончательно находим нужные значения $N_{д2}$ и N_{a1} .

Для определения f_a пользуемся несколькими формулами, предложенными различными авторами, в частности, формулой

$$f_a = \frac{D_p}{\pi \omega^2} \left[\frac{qE\omega}{2kT} \right]^{3/2} = \frac{D_p}{\pi \omega^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{N_{к.б.в}}{N_{к.б.к}} \right)^{3/2}. \quad (5-27)$$

Широко пользуются и следующей аппроксимационной формулой:

$$\frac{f_a}{f_{a0}} = \left(\frac{N_{к.б.в}}{N_{к.б.к}} \right)^{0.3},$$

где f_{a0} — предельная частота бездрейфового транзистора с шириной базы ω , как у дрейфового.

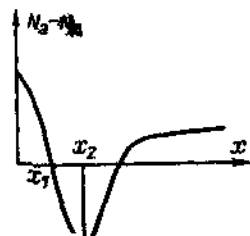


Рис. 5-6. Распределение разности концентраций примесей $N_a - N_d$ в дрейфовом транзисторе.

Однако обе последние формулы не учитывают изменений подвижности носителей внутри базы вследствие изменения концентрации примеси.

Формула, учитывающая эти изменения, имеет вид

$$f_{\alpha} = \frac{D_{\text{прр}}}{\pi \omega^2} \left[1 + 0,85 \left(\frac{qE\omega}{2kT} \right)^{3/2} \right], \quad (5-28)$$

где $D_{\text{прр}}$ рассчитывается по формуле (5-27); для кусочно-линейной аппроксимации закона распределения примесей

$$D_{\text{прр}} = \frac{\mu_{\text{прр}} kT}{q},$$

где

$$\mu_{\text{прр}} = \frac{8 \cdot 280 \Delta U}{b + 8 \cdot 280 \Delta U};$$

$$b = 1800 - 500 \lg \frac{N_{\pi \text{ в а}}}{10^{15}}.$$

Формула Конузлла — Вайскопфа зависимости подвижности от рассеяния на атомах решетки и примесных центрах дает возможность аналитически выразить f_{α} как функцию подвижности неосновных носителей:

$$f_{\alpha} = F [\mu(N, x)].$$

Расчет дает:

$$f_{\alpha} = \frac{0,6}{2\pi V \Phi}, \quad (5-29)$$

где

$$\Phi = \frac{1}{\sigma^2} \left\{ A_1^2 (a\omega - 2,5) + A_1 \frac{N_{\text{до}}}{2} (A_2 - A_3 \ln N_{\text{до}}) + \right. \\ \left. + \frac{N_{\text{до}}}{24} (A_2 - A_3 \ln N_{\text{до}})^2 \right\}$$

Здесь: $a = \frac{1}{2VDt}$ — фактор поля; $N_{\text{до}}$ — концентрация доноров у эмиттера; $A_1 = 1,32 \cdot 10^{-5} T^{1,3} = 22 \cdot 10^{-3}$ для комнатной температуры;

$$A_2 = \frac{4 \ln(3,4 \cdot 10^4 T)}{10^{1,4} T^{5/2}} = 0,39 \cdot 10^{-18};$$

$$A_3 = \frac{1,3}{10^{1,4} T^{5/2}} = 0,82 \cdot 10^{-20}.$$

Формула (5-29) справедлива для $a\omega > \beta$.

Применимость этих формул для расчета предельной частоты дрейфовых транзисторов доказана вполне удовлетворительным совпадением расчетных данных с результатами измерений. Изменение подвижности носителей при изменении концентрации объясняет тот факт, что в дрейфовых транзисторах получают меньший выигрыш по предельной частоте, чем можно было бы ожидать при расчете по формуле (5-27).

Максимальная частота генерации $f_{\text{макс}}$ может быть найдена из следующего выражения.

$$f_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{\alpha_0 f_{\alpha}}{30r_g C_k}} \approx \sqrt{\frac{f_T}{30r_g C_k}}. \quad (5-30)$$

Обычно значение f_T определяется из (4-108) при условии, что $K \approx 0,6$.

Для определения r_k дрейфовых транзисторов снова воспользуемся выражением (4-68):

$$\frac{1}{r_k} = h_{22} = -I_0 \frac{\partial \alpha}{\partial U_k} = -I_0 \frac{\partial \alpha}{\partial w} \frac{dw}{\partial U_k}.$$

Учитывая выражения (5-18) и (5-21), получим:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial w} = \frac{-1}{w} [(1 - \beta) + (1 - \gamma)],$$

откуда

$$\frac{1}{r_k} = \frac{I_0}{w} [(1 - \beta) + (1 - \gamma)] \frac{dw}{\partial U_k}.$$

Важное значение для расчета параметров дрейфовых транзисторов имеет поперечное сопротивление базы $R_{\text{поп.б}}$, которое в общем случае может быть вычислено по формуле

$$R_{\text{поп.б}} = \frac{1}{w \int_0^w q\mu(x) N(x) dx}. \quad (5-31)$$

Для случая экспоненциального распределения примесей в базе, т. е. при

$$N(x) = N_{\text{д.б.э}} e^{-ax}$$

и μ , не зависящем от x , выражение упрощается и принимает вид

$$R_{\text{поп.б}} = \frac{a}{q\mu N_{\text{д.б.э}}}. \quad (5-32)$$

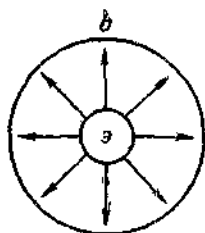


Рис. 5-7. Центральное расположение эмиттера по отношению к базе.

Зная $R_{\text{пол б}}$, можно вычислить $r'_{б}$ дрейфового транзистора, причем способы расчета аналогичны соответствующим способам расчетов для обычных транзисторов с равномерным распределением примесей в базе.

Различие может быть в расчете составляющей $r'_{б}$ под эмиттерной каплей, которую принято обозначать $r'_{бэ}$.

Для разных концентраций часть $r'_{б}$, обусловленная участком материала под каплей, будет различна.

Радиальное растекание базового тока (рис. 5-7):

$$r'_{бэ} = \frac{R_{\text{пол б}}}{8\pi}. \quad (5-33)$$

Параллельное расположение эмиттерного и базового контактов (рис. 5-8):

$$r'_{бэ} = \frac{R_{\text{пол б}}}{3} \cdot \frac{k}{b}. \quad (5-34)$$

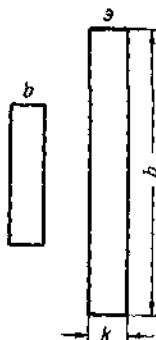


Рис. 5-8. Параллельное расположение эмиттера и базы при двухслойковой структуре.

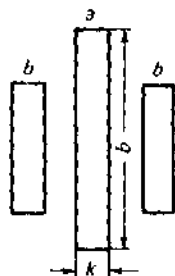


Рис. 5-9. Параллельное расположение эмиттера и базы при трехслойковой структуре.

Параллельное расположение контактов при сдвоенной базе (рис. 5-9):

$$r'_{бэ} = \frac{R_{\text{пол б}}}{12} \cdot \frac{k}{b}. \quad (5-35)$$

Среднее удельное сопротивление базы с учетом изменения подвижности в функции концентрации находится как

$$\bar{\rho} = \frac{1}{\bar{\sigma}}; \quad \bar{\sigma} = \frac{1}{w} \int_0^w \sigma dx = \frac{1}{w} \int_0^w q \mu_n N_{д.б.е} e^{-ax} dx. \quad (5.36)$$

Получающийся при вычислении $\bar{\sigma}$ интеграл

$$\int_0^w \frac{dx}{e^{ax} + A \left(\ln K + \frac{ax}{3} - \frac{1}{3} \ln N_{д.б.е} \right)}$$

не содержится в таблицах и может быть лишь оценен по теореме о среднем.

Тогда

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_{\text{мин}} &< \bar{\rho}_{\text{истин}} < \bar{\rho}_{\text{макс}}; \\ \bar{\rho}_{\text{мин}} &= \frac{\omega w A \left(\ln K - \frac{1}{3} \ln N_{д.б.е} \right)}{q N_{д.б.е} \left\{ \omega w - \ln \left[A \left(\ln K - \frac{1}{3} \ln N_{д.б.е} + \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left. + e^{\omega w} \right) \right] + \ln \left[A \left(\ln K - \frac{1}{3} \ln N_{д.б.е} \right) + 1 \right] \right\}}; \\ \bar{\rho}_{\text{макс}} &= \frac{\omega w A \left(\ln K + \frac{\omega w}{3} - \frac{1}{3} \ln N_{д.б.е} \right)}{q N_{д.б.е} \left\{ \omega w - \ln \left[A \left(\ln K + \frac{\omega w}{3} - \frac{1}{3} \ln N_{д.б.е} \right) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left. + e^{\omega w} \right] + \ln \left[A \left(\ln K + \frac{\omega w}{3} - \frac{1}{3} \ln N_{д.б.е} \right) + 1 \right] \right\}}. \end{aligned}$$

Здесь

$$A = \frac{\mu_n N_{д.б.е}}{307,5 \cdot 10^{12} T^{3/2}} = 2,5 \cdot 10^{-12} N_{д.б.е}$$

(для комнатной температуры);

$K = 3,4 \cdot 10^4$ $T = 10,2 \cdot 10^6$ (для комнатной температуры);

μ_L — подвижность основных носителей за счет рассеяния на атомах решетки;

$$\mu_{LP} = 9,1 \cdot 10^8 T^{-2,5};$$

$$\mu_{Ln} = 3,5 \cdot 10^7 T^{-1,6}.$$

Полное сопротивление $r'_б$ может быть рассчитано, исходя из величины базового сопротивления обычного транзистора той же конфигурации $r'_{б0}$:

$$r'_б = r'_{б0} \frac{\ln \frac{N_{д\delta\alpha}}{N_{д\delta\kappa}}}{1 + \frac{N_{д\delta\kappa}}{N_{д\delta\alpha}} \left(\ln \frac{N_{д\delta\alpha}}{N_{д\delta\kappa}} - 1 \right)} \quad (5-37)$$

Распределенное сопротивление коллектора рассчитывается при конфигурации коллектора, показанной на рис. 5-10, в двух случаях:

1) $h \ll 2R_{\kappa}$, при этом

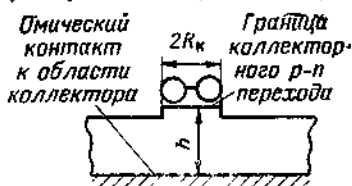
$$r'_{\kappa} = \rho_{\kappa} \frac{h}{\pi R_{\kappa}^2}; \quad (5-38)$$

2) $h \gg 2R_{\kappa}$ (наиболее часто встречающийся случай), при этом

$$r'_{\kappa} = \frac{\rho_{\kappa}}{4R_{\kappa}}. \quad (5-39)$$

Промежуточные случаи могут быть рассчитаны с помощью моделирования.

При расчете емкости эмиттерного перехода $C_{з\alpha}$ следует учитывать, что ширина слоя настолько мала, что



без заметной ошибки можно считать распределение примесей в нем равномерным и пользоваться той же формулой, что и в случае обычного сплавного транзистора, т. е. формулой

Рис. 5-10. Расположение коллекторного перехода транзистора по отношению к омическому контакту коллектора.

$$C_{з\alpha} = A \left[\frac{\epsilon\epsilon_0 q N_{д\alpha}}{2(\varphi_{\kappa} - U)} \right]^{1/2}.$$

Емкость коллекторного перехода $C_{з\kappa}$ может быть определена как емкость плавного перехода:

$$C_{з\kappa} = A_{\kappa} \left[\frac{q\epsilon\epsilon_0^2 a}{12(\varphi_{\kappa} - U_{\kappa})} \right]^{1/3}.$$

В заключение следует сделать несколько замечаний по другим свойствам дрейфовых транзисторов. Эффект Ирли в них выражен значительно слабее, чем в обычных транзисторах.

Так как удельное сопротивление области коллектора значительно выше удельного сопротивления базы, то запорный слой внедряется в основном в коллектор. Поэтому дрейфовые транзисторы, как правило, не боятся прокола.

Значительно меньше по величине в дрейфовых транзисторах диффузионные емкости. Это объясняется тем, что ток в этих транзисторах определяется не градиентом концентрации носителей, а полем. Поэтому при изменении тока заряды перестраиваются в значительно меньшей степени.

5-5. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ПЛАНАРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Упрощенные методы расчета параметров дрейфовых транзисторов, приведенные в § 5-4, дают удовлетворительные результаты в случае сплавно-диффузионных транзисторов.

При разработке полупроводниковых транзисторов, изготавливаемых по планарной технологии методом многократной диффузии примесей, возникает ряд новых задач, связанных с расчетом параметров приборов. Детальный анализ этих проблем показывает, что расчет соответствующих структур не может полностью основываться на прежних принципах, которые не учитывают всей специфики истинных примесных распределений. Одна из особенностей таких транзисторов, оказывающая влияние на их параметры, обусловлена существованием внутренних статических полей в эмиттерной и базовой областях. Внутри эмиттерной области это поле тормозит движение неосновных носителей, инжектируемых переходом эмиттер — база. В базовой области направление вектора напряженности внутреннего поля неодинаково, причем на участке, непосредственно прилегающем к эмиттерному переходу, оно является тормозящим, а вне этого участка ускоряющим.

Ранее исследовалось влияние на параметры транзистора только ускоряющего поля в базе. Однако это справедливо при условии, если базовая область формируется путем однократной диффузии примеси в однородно легированную заготовку, а переход эмиттер — база получается методом сплавления. В этом случае результирующая примесная концентрация в базе достигает своего максимального значения непосредственно на техно-

логической границе эмиттерного перехода и, следовательно, тормозящего поля на приэмиттерном участке не возникает.

Эффект торможения носителей на этом участке базы впервые был учтен в работах [Л. 135, 136]. В частности, в работе [Л. 135] результирующее примесное распределение аппроксимируется экспонентой, т. е. считается, что напряженность тормозящего и ускоряющего полей внутри базы является постоянной. Такой метод, по-видимому, нельзя признать удовлетворительным для случая планарного транзистора, так как он не отражает действительного характера распределения внутреннего поля. Кроме того, используемые в работе [Л. 135] показатели экспонент не связываются с технологическими параметрами диффузии. Метод, предложенный в работе [Л. 136], основывается на получении численных решений и позволяет графически установить необходимые соотношения между параметрами транзистора и параметрами диффузионного процесса. Однако результаты этой работы имеют ограниченные пределы применимости, так как они получены в предположении достаточно низких поверхностных концентраций диффузатов, не превышающих 10^{19} см^{-3} .

При современных методах производства планарных транзисторов поверхностные концентрации диффундирующих примесей выбираются близкими к пределу растворимости. Вследствие концентрационной зависимости коэффициента диффузии [Л. 138] примесный профиль при столь высоких концентрациях не может описываться простым законом дополнительной функции ошибок, как это было принято в работах [Л. 135, 136]. Поэтому для приближенного построения примесного профиля в зависимости от величины поверхностной концентрации приходится дополнительно вводить одну или две кривые, которые в различных интервалах изменений концентрации аппроксимируют действительное примесное распределение.

Таким образом, разработанные ранее методы расчета параметров дрейфовых транзисторов, использующие экспоненциальную аппроксимацию или численные решения, оказываются непригодными применительно к планарным транзисторам. Для расчета параметров таких транзисторов предлагается степенная аппроксимация примесного распределения, которая позволяет проинтег-

рировать уравнение непрерывности и получить сравнительно простые аналитические соотношения.

Способ расчета иллюстрируется на примере транзистора *n-p-n* типа, эмиттерная область которого формируется путем диффузии фосфора из неограниченного источника с высокой поверхностной концентрацией. Как отмечалось выше, при таких условиях сильное влияние на процесс диффузии оказывает концентрационная зависимость коэффициента диффузии. Анализ опубликованных ранее экспериментальных данных позволяет получить способ приближенного построения результирующего примесного профиля, параметры которого используются затем при расчете планарного транзистора.

5-6. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВНУТРЕННИХ СТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В БАЗОВОЙ И ЭМИТТЕРНОЙ ОБЛАСТЯХ ТРАНЗИСТОРА

Возникновение электрических полей в базовой и эмиттерной областях дрейфового транзистора, изготавливаемого по планарной технологии, обусловлено неоднородным распределением примесей. Поэтому для более детального исследования распределения внутренних электрических полей рассмотрим характер изменения результирующей примесной концентрации в базе и эмиттере.

Для определенности ограничимся одномерной задачей и будем предполагать, что структура дрейфового транзистора типа *n-p-n* образуется в результате трех последовательных диффузионных процессов (фосфор — бор — фосфор) в исходную заготовку кремния *p*-типа. Соответствующий этому случаю вид измене-

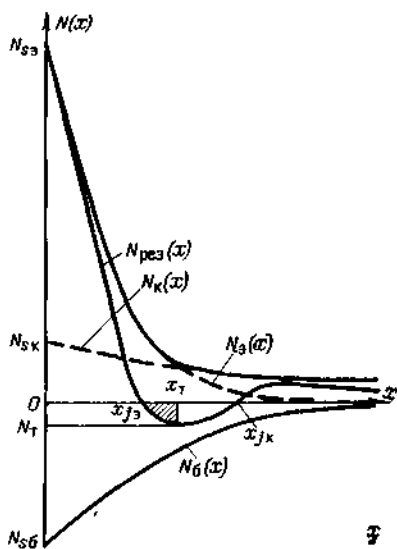


Рис 5-11. Распределение результирующей примесной концентрации и образование участка тормозящего электрического поля в приэмиттерной области базы дрейфового транзистора.

ния результирующей примесной концентрации внутри транзисторной структуры иллюстрируется рис. 5-11. Уравнение изображенной на рисунке кривой представляется как

$$N_{рез}(x) = N_D(x) - N_A(x), \quad (5-40)$$

где $N_D(x) = N_D(x) + N_K(x)$ — концентрация донорной примеси; $N_A(x) = N_B(x)$ — концентрация акцепторной примеси.

В используемых здесь обозначениях индексы э, б, к относятся соответственно к эмиттерной, базовой и коллекторной примесям. Эмиттерная область планарного транзистора обычно образуется при очень высокой (порядка 10^{21} см^{-3}) поверхностной концентрации диффузанта, при которой, как отмечалось ранее, весьма существенной становится концентрационная зависимость коэффициента диффузии. Поэтому при расчете глубины залегания эмиттерного перехода и вычисления вблизи него градиента распределения эмиттерной примеси будем пользоваться предложенной в работе [Л. 139] методикой, позволяющей путем введения некоторых фиктивных поверхностных концентраций приблизительно оценить действительное распределение примеси. В качестве примера на рис. 5-12 показан способ построения, предложенного в [Л. 139].

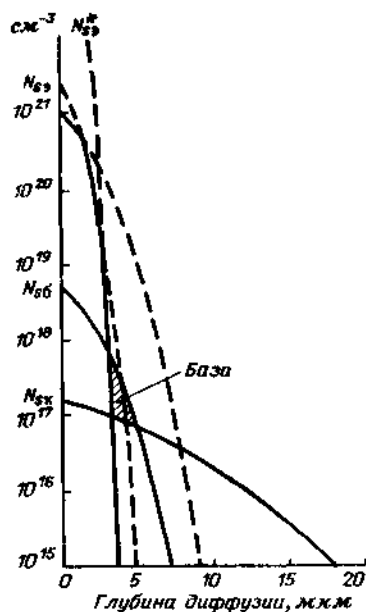


Рис 5-12 Построение распределения примесных концентраций с использованием фиктивных поверхностных концентраций в высоколегированной области.

Напряженность внутреннего статического поля в базе транзистора с проводимостью p -типа выражается соотношением (5-10б):

$$E(x) = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{N_{рез}} \cdot \frac{dN_{рез}}{dx}. \quad (5-41)$$

Из исследования зависимости $E = E(x)$ внутри базовой области транзистора нетрудно показать, что эта функция должна быть знакопеременной и, следовательно, вектор напряженности электрического поля должен иметь два взаимно противоположных направления. Действительно, на границах рассматриваемой области концентрация $N_{рез} = 0$, а всюду внутри нее значение этой концентрации существенно отличию от нуля. Но так как $N_{рез}(x)$ представляет собой сумму непрерывных и монотонных функций, то очевидно, что в некоторой точке она достигает экстремального значения (см. рис. 5-11).

В точке экстремума, которая в дальнейшем будет обозначаться x_T , градиент концентрации $dN_{рез}/dx$ обращается в нуль, т. е. напряженность внутреннего поля в этой точке также равняется нулю. Поскольку внутри базы градиент распределения результирующей концентрации отрицателен при $x < x_T$ и положителен при $x > x_T$, точка экстремального значения концентрации является вместе с тем точкой инверсии направления вектора напряженности внутреннего поля.

Если предположить, что концентрации всех примесей, формирующих структуру дрейфового транзистора, изменяются по закону дополнительной функции ошибок, то напряженность электрического поля в базе выразится как

$$E(x) = -\frac{2kT}{qV\pi} \left[\frac{\frac{N_{сэ}^*}{l_э} \exp\left(-\frac{x^2}{l_э^2}\right) - N_{сэ}^* \operatorname{erfc} \frac{x}{l_э}}{-\frac{N_{сб}}{l_б} \exp\left(-\frac{x^2}{l_б^2}\right) + \frac{N_{ск}}{l_к} \exp\left(-\frac{x^2}{l_к^2}\right) - N_{сб} \operatorname{erfc} \frac{x}{l_б} + N_{ск} \operatorname{erfc} \frac{x}{l_к}} \right], \quad (5-42)$$

где $l_э$, $l_б$, $l_к$ — характеристические длины диффузии для эмиттерной, базовой и коллекторной примесей соответственно; $N_{сэ}^*$ — фиктивная поверхностная концентрация (вывод см. [Л. 139]).

На рис. 5-13 представлено теоретически вычисленное распределение внутреннего электрического поля в базе

одного из типов дрейфовых транзисторов, изготавливаемых по планарной технологии. Как видно из этого рисунка, закон изменения напряженности поля $E(x)$ в базе оказывается близким к тангенциальному.

Аналогичный характер изменения напряженности внутреннего поля в базе наблюдается также в случаях,

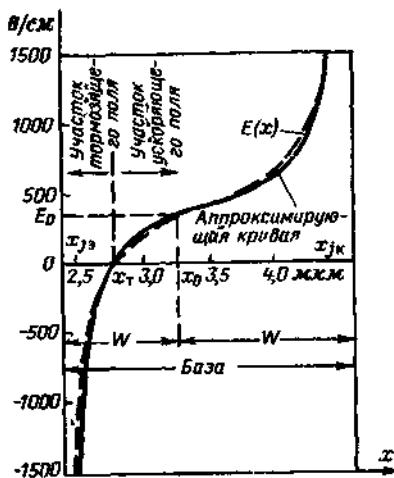


Рис 5-13 Пример распределения внутреннего электрического поля в базе дрейфового транзистора

когда концентрации диффундирующих примесей, формирующих структуру планарного транзистора, распределены по закону Гаусса и по дополнительной функции ошибок. Таким образом, можно констатировать, что независимо от конкретного закона изменения концентраций диффузантов в базе дрейфового транзистора, выполняемого методом многократной диффузии, имеет место инверсия направления вектора напряженности внутреннего электрического поля

Так как на участке базовой области $x_p \leq x \leq x_T$ направление вектора внутреннего поля совпадает с положительным направлением оси x , то для неосновных носителей, инжектируемых эмиттером, это поле является тормозящим. В отличие от этого на участке $x_T \leq x \leq x_{jk}$ направление вектора поля противоположно оси x и, следовательно, оно ускоряет инжектируемые в базу электроны.

Граница участка торможения внутри базы определяется из условия

$$\left. \frac{dN_{\text{рез}}(x)}{dx} \right|_{x=x_T} = 0. \quad (5-43)$$

Считая, что концентрации эмиттерной и базовой примесей изменяются по закону дополнительной функции ошибок, и учитывая относительную малость градиента коллекторной примеси в приэмиттерной области базы,

соотношение (5-43) можно представить в виде

$$-\frac{N_{e0}^*}{\sqrt{\pi D_0 t_0}} \exp\left(-\frac{x_T}{4D_0 t_0}\right) + \frac{N_{s0}}{\sqrt{\pi D_0 t_0}} \exp\left(-\frac{x_T}{4D_0 t_0}\right) = 0, \quad (5-44)$$

где через D и t с соответствующими индексами обозначаем коэффициенты диффузии и времена диффузионных процессов для эмиттерной и базовой примесей

Отсюда следует, что

$$x_T = 2 \sqrt{\frac{\ln \left[\frac{N_{e0}^*}{N_{s0}} \sqrt{\frac{D_0 t_0}{D_0 t_0}} \right]}{\frac{1}{D_0 t_0} - \frac{1}{D_0 t_0}}}. \quad (5-45)$$

Протяженность участка тормозящего электрического поля, измеренная от технологической границы эмиттерного перехода, равняется $\delta = x_T - x_{j0}$. Однако определенная таким образом длина участка торможения включает в себя также протяженность δ' области объемного заряда эмиттерного перехода, расширяющейся в базу, которая в некоторых случаях может быть довольно значительной. Иначе говоря, торможение инжектируемых эмиттером носителей происходит на длине $\delta_T = \delta - \delta'$, показанной на рис. 5-14.

Глубина залегания эмиттерного перехода x_{j0} для рассматриваемого здесь случая определяется из условия

$$N_{e0}^* \operatorname{erf} c \frac{x_{j0}}{2\sqrt{D_0 t_0}} = N_{s0} \operatorname{erfc} \frac{x_{j0}}{2\sqrt{D_0 t_0}}. \quad (5-46)$$

Поэтому, как следует из соотношений (5-45) и (5-46), величина протяженности участка торможения δ_T является сложной функцией режимов диффузионных процессов и поверхностных концентраций базовой и эмиттерной

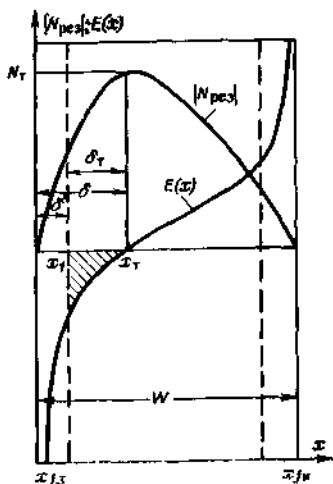


Рис 5-14 Влияние характера распределения результирующей примесной концентрации в базе на протяженность участка тормозящего поля.

примесей. Необходимо, однако, отметить, что технологические режимы производства планарного транзистора обычно подбираются так, что выполняются условия $N_{сз} \gg N_{сб}$ и $D_{бt_б} \gg D_{ат_з}$. Это обстоятельство существенно упрощает анализ зависимости величин участка торможения δ_T и напряженности внутреннего поля $E(x)$ от режимов изготовления транзистора, так как в первом приближении оно позволяет считать, что эти величины главным образом зависят от режима диффузии только эмиттерной примеси. Следовательно, можно считать, что изменение технологических условий формирования эмиттерной области не оказывает сколько-нибудь заметного воздействия на распределение базовой примеси, условия диффузии которой устанавливаются предварительно.

Теперь кратко рассмотрим характер изменения напряженности внутреннего статического поля в эмиттерной области транзистора. Так как внутри этой области результирующая концентрация примеси монотонно убывает от значения $N_{рез} \approx N_{сз}$ до значения $N_{рез} = 0$, то вектор напряженности электрического поля всюду в эмиттерной области сохраняет неизменное направление. Для транзистора *n-p-n* типа направление этого вектора совпадает с положительным направлением оси x , т. е. статическое поле внутри эмиттерной области тормозит движение неосновных дырок, инжектируемых из базы.

Как следует из изложенного выше, напряженность электрических полей внутри эмиттерной и базовой областей планарного транзистора является достаточно сложной функцией координаты x . Использование точных выражений для $E(x)$ в уравнениях непрерывности не позволяет свести их к интегрируемой форме и получить аналитические соотношения для основных параметров дрейфового транзистора. Поэтому при расчете этих параметров представляется целесообразным ввести некоторую аппроксимацию реального распределения результирующей примесной концентрации, которая существенно упростила бы решение уравнений непрерывности. По-видимому, наиболее удобной для этой цели является степенная аппроксимация, которая в самом общем виде может быть представлена как

$$N_{рез}(x) = AY^a(x), \quad (5-47)$$

где Y — некоторая преобразованная координата; A и a — постоянные параметры.

Однако из анализа действительного распределения результирующей примесной концентрации внутри базы нетрудно заключить, что использование приближения (5-47) не позволяет аппроксимировать кривую сразу во всей этой области. Поэтому приходится вводить аппроксимирующие функции в отдельности на двух участках базы, соответствующих тормозящему и ускоряющему электрическому полю. Если определить граничное условие в точке инверсии направления вектора напряженности внутреннего электрического поля, то решение уравнения непрерывности может быть получено для каждого из этих участков.

Поскольку образование участка тормозящего электрического поля является одной из наиболее характерных особенностей транзистора, изготовляемого по планарной технологии методом многократной диффузии, необходимо более подробно обсудить влияние на его параметры технологических условий формирования базы и эмиттера.

5-7. ВЛИЯНИЕ ГРАДИЕНТА КОНЦЕНТРАЦИИ ЭМИТТЕРНОЙ ПРИМЕСИ НА ПРОТЯЖЕННОСТЬ УЧАСТКА ТОРМОЖЕНИЯ ВНУТРИ БАЗЫ

Из предыдущего нетрудно заключить, что физический механизм изменения направления вектора напряженности внутреннего статического поля в базе дрейфового транзистора обусловлен изменением быстроты убывания концентрации эмиттерной примеси относительно концентрации базовой примеси. Действительно, в плоскости инверсии проводимости $N_3(x_{j0}) = N_6(x_{j0})$ и при всех $x_{j0} \leq x \leq x_{jk}$ (x_{jk} — граница коллекторного перехода) выполняется условие $N_6(x) > N_3(x)$. Однако градиент концентрации эмиттерной примеси превышает соответствующий градиент базовой примеси даже при некоторых значениях $x > x_{j0}$. Выравнивание этих градиентов происходит при $x = x_T$; затем при $x_T \leq x \leq x_{jk}$ преобладающим будет являться градиент концентрации базовой примеси. Следовательно, протяженность участка торможения в общем случае определяется соотношением градиентов концентраций эмиттерной и базовой примесей, причем основное влияние на эту величину оказывает распределение эмиттерной примеси.

Прежде чем перейти к установлению количественных соотношений, проанализируем характер зависимости градиента концентрации эмиттерной примеси от технологических условий, т. е. от поверхностной концентрации и длины диффузии, в некоторых специфических точках транзисторной структуры. Как видно из выражения для этого градиента

$$\frac{dN_s}{dx} = -\frac{N_{s0}}{\sqrt{\pi D_s t_s}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_s t_s}\right), \quad (5.48)$$

его абсолютная величина в точке $x=0$, соответствующей поверхности исходной заготовки, возрастает при возрастании поверхностной концентрации и характеристической длины диффузии эмиттерной примеси. Однако в плоскости инверсии типа проводимости, т. е. при $x=x_{j0}$, эта зависимость является более сложной и требует дополнительной качественной интерпретации.

Предположим, что режим диффузии эмиттерной примеси является фиксированным и изменение градиента достигается за счет изменения поверхностной концентрации N_{s0} . При относительно малых значениях этой концентрации эмиттерный переход образуется на малой глубине от поверхности, т. е. при большой величине градиента в плоскости инверсии проводимости. Заметим, что здесь и в дальнейшем под величиной градиента будем понимать его абсолютное значение dN_s/dx . При повышении поверхностной концентрации эмиттерной примеси глубина залегания перехода увеличивается и, следовательно, значение градиента в плоскости инверсии проводимости может уменьшиться по сравнению с его значением, соответствующим более низкой поверхностной концентрации, если режим диффузии сохраняется неизменным. С другой стороны, совершенно очевидно, что величина градиента концентрации эмиттерной примеси на поверхности исходной заготовки при увеличении концентрации N_{s0} должна увеличиваться.

Если фиксированной является поверхностная концентрация N_{s0} и производится изменение значений характеристической длины диффузии $l_s = 2\sqrt{D_s t_s}$, то направление изменения градиента концентрации в плоскости инверсии проводимости при $x=x_{j0}$ совпадает с направлением его изменения на поверхности при $x=0$. Таким образом, можно сделать следующие два вывода:

при постоянном значении характеристической длины диффузии и изменении значений поверхностной концентрации N_{s0} увеличение градиента концентрации эмиттерной примеси на поверхности исходной заготовки может сопровождаться уменьшением его в плоскости инверсии проводимости;

при постоянном значении поверхностной концентрации N_{s0} и изменении значений длины диффузии l_0 увеличению градиента концентрации эмиттерной примеси на поверхности заготовки соответствует увеличение его в плоскости инверсии проводимости.

Следовательно, при произвольном изменении режима диффузии и поверхностной концентрации эмиттерной примеси между величинами градиентов на поверхности заготовки и в плоскости инверсии типа проводимости не существует взаимно однозначной корреляционной зависимости. Поэтому необходимо исследовать в отдельности влияние величин N_{s0} (или соответствующей ей фиктивной поверхностной концентрации) и l_0 (или произведения $D_0 t_0$) на градиент концентрации эмиттерной примеси в точке $x = x_{j0}$.

Установим сначала количественную зависимость величины градиента $|dN_0/dx|$ в плоскости инверсии типа проводимости от поверхностной концентрации N_{s0} при неизменных режимах диффузии базовой и эмиттерной примесей. Так как при изменении концентрации N_{s0} изменяется также и глубина залегания эмиттерного перехода x_{j0} , то для установления такой зависимости следует проанализировать поведение функции

$$\varphi(N_{s0}, x_{j0}) = \left| \frac{dN_0}{dx} \right|_{x=x_{j0}} \quad (5-49)$$

при произвольном изменении переменных N_{s0} и x_{j0} . С учетом соотношений (5-46) и (5-48) выражение для этой функции нетрудно представить в форме, которая явным образом не зависит от поверхностной концентрации, т. е.

$$\varphi(x_{j0}) = \frac{N_{s0}}{\sqrt{\pi D_0 t_0}} \frac{\operatorname{erfc} \frac{x_{j0}}{2\sqrt{D_0 t_0}}}{\operatorname{erfc} \frac{x_{j0}}{2\sqrt{D_0 t_0}}} \exp\left(-\frac{x_{j0}^2}{4D_0 t_0}\right). \quad (5-50)$$

Взаимосвязь между величиной поверхностной концентрации и глубиной залегания плоскости инверсии

проводимости, на которой при выбранном режиме диффузии эмиттерной примеси градиент достигает экстремального значения или насыщения, проявляя весьма незначительную зависимость от этой концентрации, может быть найдена из совместного решения системы уравнений

$$\begin{cases} N_3(x_{j3}) = N_6(x_{j3}); \\ \frac{d\varphi}{dx_{j3}} = 0. \end{cases} \quad (5-51)$$

Дифференцируя соотношения (5-50) и выполняя необходимые преобразования, приводим второе уравнение системы (5-51) к следующему виду:

$$\frac{N_{*5}}{\sqrt{\pi D_6 t_6}} \exp\left(-\frac{x_{j3}^2}{4D_6 t_6}\right) + \frac{N_{*3}}{\sqrt{\pi D_3 t_3}} \exp\left(-\frac{x_{j3}^2}{4D_3 t_3}\right) - \frac{N_{*5} x_{j3}}{2D_6 t_6} \operatorname{erfc} \frac{x_{j3}}{2\sqrt{D_6 t_6}} = 0. \quad (5-52)$$

В полученном соотношении первые два члена представляют собой соответственно градиенты концентраций базовой и эмиттерной примесей в плоскости инверсии типа проводимости. Следовательно, можно записать:

$$\frac{N_{*5}}{\sqrt{\pi D_6 t_6}} \exp\left(-\frac{x_{j3}^2}{4D_6 t_6}\right) = \left| \frac{dN_6}{dx} \right|_{x=x_{j3}}; \quad (5-53)$$

$$\frac{N_{*3}}{\sqrt{\pi D_3 t_3}} \exp\left(-\frac{x_{j3}^2}{4D_3 t_3}\right) = \left| \frac{dN_3}{dx} \right|_{x=x_{j3}}. \quad (5-54)$$

Так как для структуры дрейфового транзистора, изготавливаемого методом многократной диффузии, обычно выполняется условие

$$\left| \frac{dN_3}{dx} \right|_{x=x_{j3}} \gg \left| \frac{dN_6}{dx} \right|_{x=x_{j3}}, \quad (5-55)$$

то уравнение (5-52) можно упростить:

$$\frac{N_{*3}}{\sqrt{\pi D_3 t_3}} \exp\left(-\frac{x_{j3}^2}{4D_3 t_3}\right) - \frac{x_{j3}}{2D_3 t_3} N_{*3} \operatorname{erfc} \left(\frac{x_{j3}}{2\sqrt{D_3 t_3}} \right) = 0. \quad (5-56)$$

Следовательно, второе уравнение окончательно записывается как

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{2\sqrt{D_3 t_3}}{x_{j3}} \right] \exp\left(-\frac{x_{j3}^2}{4D_3 t_3}\right) = \operatorname{erfc} \frac{x_{j3}}{2\sqrt{D_3 t_3}}. \quad (5-57)$$

Если ввести обозначение

$$z_j = \frac{x_{j0}}{2\sqrt{D_0 t_0}}, \quad (5-58)$$

то уравнение (5-57) преобразуется к форме

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{e^{-z_j^2}}{z_j} = \operatorname{erfc} z_j. \quad (5-59)$$

Из решения этого уравнения можно найти условие, при котором градиент концентрации эмиттерной примеси в плоскости инверсии типа проводимости перестает заметным образом зависеть от величины поверхностной концентрации N_s . Как видно из кривых, приведенных на рис. 5-15, уравнение (5-59) с точностью около 15% удовлетворяется при $z_j \approx 1.6$. При дальнейшем возрастании аргумента точность решения еще более повышается и при $z_j \approx 2$ значения функций, представленных в обеих частях уравнения (5-59), становятся практически неразличимыми. Иначе говоря, соотношение (5-59) удовлетворяет условиям аппроксимации дополнительной функции ошибок при больших значениях аргумента z_j .

Отсюда следует, что если при заданном распределении базовой примеси режим диффузии эмиттерной примеси подобран так, что выполняется условие

$$\frac{x_{j0}}{2\sqrt{D_0 t_0}} \geq 2, \quad (5-60)$$

то градиент концентрации этой примеси в плоскости инверсии типа проводимости перестает зависеть от поверхностной концентрации и будет определяться только параметрами технологического режима. Минимальное значение поверхностной концентрации эмиттерной примеси, начиная с которого ее градиент при $x=x_{j0}$ для выбранного режима диффузии остается неизменным, вы-

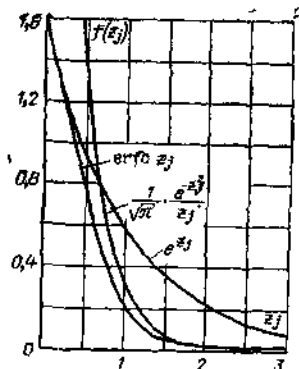


Рис 5-15. Аппроксимация функции дополнительной интеграла ошибок для малых и больших значений аргумента

числяется из первого уравнения системы (5-51) с учетом полученного выше условия (5-60), т. е.

$$N_{\text{э. мин}}^* = \frac{N_{\text{эб}}}{\operatorname{erfc} 2} \operatorname{erfc} \left(2 \sqrt{\frac{D_{\text{э}} t_{\text{э}}}{D_{\text{б}} t_{\text{б}}}} \right), \quad (5-61)$$

или

$$N_{\text{э. мин}}^* \approx 2,1 \cdot 10^2 N_{\text{эб}} \operatorname{erfc} \frac{2t_{\text{э}}}{t_{\text{б}}}. \quad (5-61a)$$

В соответствии с условием (5-60) максимально допустимая величина произведения $D_{\text{э}} t_{\text{э}}$ для заданной глубины залегания эмиттерного перехода, при которой еще не наблюдается зависимости градиента концентрации эмиттерной примеси от величины $N_{\text{эб}}$, равняется

$$(D_{\text{э}} t_{\text{э}})_{\text{макс}} = \frac{x_{\text{эб}}^2}{16}. \quad (5-62)$$

Рассмотрим в качестве примера дрейфовый транзистор, для которого $x_{\text{эб}} = 2,5 \cdot 10^{-4}$ см. В этом случае $(D_{\text{э}} t_{\text{э}})_{\text{макс}} \approx 3,9 \cdot 10^{-9}$ см². Отсюда можно определить приближенное численное значение второй фиктивной поверхностной концентрации $N_{\text{эб}}^*$, если предварительно задать некоторыми конкретными параметрами режима диффузии базовой примеси и величиной поверхностной концентрации. Предполагая, что базовая область транзистора формируется при $N_{\text{эб}} = 3 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и $D_{\text{б}} t_{\text{б}} = 1,67 \cdot 10^{-8}$ см², из соотношения (5-61a) получаем, что $N_{\text{эб}}^* \approx 10^{19}$ см⁻³.

Так как согласно данным работы [Л. 139] концентрационная зависимость коэффициента диффузии фосфора проявляется, начиная с критического значения, составляющего около 10^{19} см⁻³, то полученное в рассмотренном примере значение второй фиктивной концентрации примерно соответствует этой критической величине. Поэтому можно считать, что в этом примере концентрация $N_{\text{э. мин}}^*$ равняется истинной поверхностной концентрации эмиттерной примеси.

Следовательно, при заданной глубине залегания эмиттерного перехода и выбранных значениях поверхностной концентрации и характеристической длине диффузии базовой примеси режим диффузии всегда может быть подобран так, что градиент концентрации эмиттерной примеси при $x = x_{\text{эб}}$ не будет зависеть от $N_{\text{эб}}$. Из примера расчета предельных величин $N_{\text{эб}}$ и $D_{\text{э}} t_{\text{э}}$ видно, что это условие может удовлетворяться в большинстве практических случаев.

Резюмируя все сказанное выше, приходим к выводу, что если величина поверхностной концентрации эмиттерной примеси выбирается так, что удовлетворяется неравенство (5-60), то при любом изменении режима диффузии градиент концентрации в плоскости инверсии типа проводимости коррелирует с градиентом на поверхности заготовки. Если вычисленное значение минимальной поверхностной концентрации $N_{\text{эм}}^*$ оказывается недостаточным для получения необходимых величин параметров дрейфового транзистора, то требуемого результата достигают, уменьшив произведение $D_0 t_0$. Верхнее значение

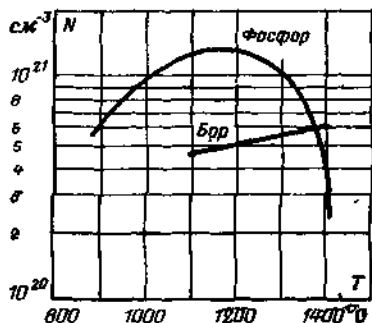


Рис. 5-16. Температурная зависимость предельной растворимости фосфора (кривая 1) и бора (кривая 2) в кремнии.

поверхностной концентрации эмиттерной примеси $N_{\text{эс}}$ ограничивается ее предельной растворимостью в используемом полупроводниковом материале, которая в свою очередь зависит от температуры диффузионного процесса. Кривые температурной зависимости предельной растворимости фосфора и бора в кремнии, найденные в работе [Л. 140], приводятся на рис. 5-16. В частности, из рисунка видно, что предельное значение поверхностной концентрации фосфора в кремнии может составлять около $1,3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Теперь установим зависимость протяженности участка тормозящего электрического поля от градиента концентрации эмиттерной примеси. Для этого рассмотрим два крайних случая, удовлетворяющих условиям двух предельных приближений, иллюстрируемых на рис. 5-15. Если для получения необходимой глубины залегания плоскости инверсии типа проводимости $x_{\text{э}}$ режимы диффузии и поверхностные концентрации базовой и эмиттерной примесей выбраны так, что удовлетворяются неравенства $\frac{x_{\text{э}}}{2\sqrt{D_0 t_0}} \leq 0,2$ и $\frac{x_{\text{б}}}{2\sqrt{D_0 t_0}} \leq 0,2$, то действительные распределения концентраций примесей по закону дополнительной функции ошибок можно аппроксими-

ровать экспоненциальным законом. Такие аппроксимирующие распределения для базовой и эмиттерной примесей записываются соответственно как

$$N_6(x) = N_{s6} \exp\left(-\frac{x}{2\sqrt{D_6 t_6}}\right); \quad (5-63)$$

$$N_3(x) = N_{s3} \exp\left(-\frac{x}{2\sqrt{D_3 t_3}}\right). \quad (5-64)$$

Вычисленные на основе этих соотношений координаты плоскостей инверсии типа проводимости и направления вектора напряженности внутреннего статического поля в базе оказываются равными

$$x_{j3} = 2\sqrt{D_3 t_3} \ln \frac{N_{s3}^*}{N_{s6}}; \quad (5-65)$$

$$x_{\tau} \approx 2\sqrt{D_3 t_3} \ln \left[\frac{N_{s3}^*}{N_{s6}} \sqrt{\frac{D_6 t_6}{D_3 t_3}} \right]. \quad (5-66)$$

(При вычислении координаты x_{τ} учитывалось неравенство $D_6 t_6 \gg D_3 t_3$, которое, как уже отмечалось, обычно выполняется.)

Протяженность участка торможения, измеренного от технологической границы эмиттерного перехода, в этом случае равняется

$$\delta = l_3 \ln \frac{l_6}{l_3}, \quad (5-67)$$

где через l_3 и l_6 обозначены характеристические длины диффузии эмиттерной и базовой примесей.

Чтобы найти область возрастания функции $\delta = \delta(l_3)$, рассмотрим ее производную

$$\frac{d\delta}{dl_3} = \ln \frac{l_6}{l_3} - 1. \quad (5-68)$$

Нетрудно видеть, что эта производная положительна при всех $l_6/l_3 > 2,72$, т. е. практически для всех технологических режимов диффузий, используемых при производстве дрейфового транзистора. Таким образом, протяженность участка тормозящего электрического поля в базе при экспоненциальной аппроксимации распределений эмиттерной и базовой примесей возрастает с увеличением характеристической длины диффузии l_3 . Это эквивалентно уменьшению градиента концентрации в плоскости инверсии типа проводимости. Наоборот, для уменьшения длины участка торможения следует стремиться к увеличению этого градиента.

Исследуем теперь второй случай, когда режимы диффузионных процессов и поверхностные концентрации базовой и эмиттерной примесей удовлетворяют условиям $\frac{x_{j0}}{2\sqrt{D_6 t_6}} \gg 1,6$; $\frac{x_{j0}}{2\sqrt{D_3 t_3}} \gg 1,6$. При этом, как видно из рис. 5-15,

распределение концентраций примесей можно аппроксимировать следующими выражениями:

$$N_6(x) = \frac{2N_{s6}}{x} \sqrt{\frac{D_6 t_6}{\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_6 t_6}\right); \quad (5-69)$$

$$N_3(x) = \frac{2N_{s3}^*}{x} \sqrt{\frac{D_3 t_3}{\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_3 t_3}\right). \quad (5-70)$$

Приравнявая значения концентраций N_3 и N_6 в плоскости инверсии типа проводимости при $x = x_{j0}$, находим:

$$x_{j0} = 2 \sqrt{\frac{\ln \frac{N_{s3}^* \sqrt{D_3 t_3}}{N_{s6} \sqrt{D_6 t_6}}}{\frac{1}{D_3 t_3} - \frac{1}{D_6 t_6}}}, \quad (5-71)$$

или, так как $D_6 t_6 \gg D_3 t_3$,

$$x_{j0} = 2 \sqrt{D_3 t_3 \ln \frac{N_{s3}^* \sqrt{D_3 t_3}}{N_{s6} \sqrt{D_6 t_6}}}. \quad (5-72)$$

Протяженность участка торможения в этом случае равняется

$$\delta = l_3 \sqrt{\ln \left[\frac{N_{s3}^* \cdot l_3}{N_{s6} \cdot l_6} \right]} - \sqrt{\ln \left[\frac{N_{s3}^* \cdot l_6}{N_{s6} \cdot l_3} \right]}. \quad (5-73)$$

Анализируя характер изменения производной функции $\delta = \delta(l_3)$, заключаем, что при возрастании характеристической длины диффузии эмиттерной примеси (т. е. при уменьшении градиента ее концентрации) протяженность участка тормозящего электрического поля в базе увеличивается при всех $l_6/l_3 > 1$. Поскольку это условие выполняется всегда, можно утверждать, что и в этом случае аппроксимации действительных распределений концентраций эмиттерной и базовой примесей уменьшение протяженности δ достигается за счет увеличения градиента $\left| \frac{dN_3}{dx} \right|$.

Если глубина залегания плоскости инверсии типа проводимости не удовлетворяет условиям рассмотренных

выше предельных приближений, то получить удобное для исследования выражение протяженности участка торможения не удастся. Однако поскольку функции, описывающие распределения концентраций примесей, и их первые производные являются непрерывными и монотонными, найденную зависимость δ от градиента для первого и второго предельных случаев можно распространить также и на промежуточные значения аргумента z , (см. рис. 5-15), изменяющиеся в интервале $0,2 \leq z \leq 1,6$.

Основываясь на полученных здесь результатах, приходим к следующему окончательному заключению. Если величина поверхностной концентрации эмиттерной примеси N_{s0} выбирается с соблюдением неравенства (5-60), в которое она входит в неявном виде, то направление изменения градиента этой концентрации при $x = x_{i0}$ коррелирует с соответствующим направлением при $x = 0$. При этом величина градиента в плоскости инверсии типа проводимости проявляет очень слабую зависимость от поверхностной концентрации и главным образом определяется условиями технологического режима. Кроме того, практически при любом сочетании поверхностных концентраций и режимов диффузии базовой и эмиттерной примесей, используемом в процессе производства, тормозящее поле в базе уменьшается при увеличении градиента концентрации эмиттерной примеси.

5-8. ЗАВИСИМОСТЬ НАПРЯЖЕННОСТИ ТОРМОЗЯЩЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ОТ ГРАДИЕНТА КОНЦЕНТРАЦИИ ЭМИТТЕРНОЙ ПРИМЕСИ

Усилительные и частотные свойства дрейфового транзистора с участком тормозящего поля в базовой области должны зависеть не только от величины этого участка, но также и от напряженности внутреннего поля. Поэтому в общем случае при выборе оптимальных значений поверхностных концентраций и режимов диффузии базовой и эмиттерной примесей представляет интерес зависимость напряженности тормозящего поля от различных технологических факторов.

Из выражения (5-41) следует, что напряженность внутреннего статического поля уменьшается при увеличении результирующей примесной концентрации $N_{рез}(x)$ и уменьшении градиента этой концентрации. Отсюда нетрудно заключить, что для уменьшения напряженно-

сти тормозящего поля достаточно увеличить результирующую примесную концентрацию в плоскости инверсии направления вектора напряженности внутреннего поля (при $x=x_T$) и уменьшить градиент в плоскости инверсии типа проводимости (при $x=x_{j0}$). Но так как величина напряженности внутреннего поля на длине участка торможения не является постоянной, то ее влияние на свойства транзистора удобнее учитывать некоторым интегральным параметром

$$U_T = - \int_{x_1}^{x_T} E(x) dx, \quad (5-74)$$

который можно рассматривать как тормозящую разность потенциалов.

Как видно из рис. 5-4, эта разность потенциалов численно равняется площади заштрихованной области, ограниченной ветвью кривой распределения внутреннего электрического поля. Заметим, что в соотношении (5-74) нижний предел интегрирования x_1 , являющийся границей области объемного заряда, определяется не только технологическими условиями изготовления транзистора, но также существенно зависит и от режима эксплуатации. Здесь рассматривается только режим нулевого смещения, однако даже в этом случае вычисление тормозящей разности потенциалов U_T связано со значительной трудностью, так как для этого необходимо определить длину области объемного заряда, расширяющегося в базу. Покажем, что разность потенциалов U_T пропорциональна площади S , ограниченной кривой распределения результирующей примесной концентрации в пределах от $x=x_{j0}$ до $x=x_T$.

Если согласно уравнению (5-47) на участке тормозящего поля ввести аппроксимацию результирующего примесного распределения в виде

$$N_{\text{рез}}(x) = A_1 x^{a_1}, \quad (5-75)$$

то соответствующие ей значения разности потенциалов и площади выразятся как

$$U_T = - \frac{a_1 k T}{q} \ln \frac{x_T}{x_1}; \quad (5-76)$$

$$S = \int_{x_{j0}}^{x_T} A_1 x^{a_1} dx = \frac{A_1}{1+a_1} [x_T^{1+a_1} - x_{j0}^{1+a_1}]. \quad (5-77)$$

Отсюда непосредственно следует, что для фиксированного режима смещения эмиттерного перехода

$$U_T = CS, \quad (5-78)$$

где

$$C = \frac{a_1}{1+a_1} \cdot \frac{kT}{q} \ln \frac{x_1}{x_T} \cdot \frac{x_T^{1+a_1} - x_{j_0}^{1+a_1}}{A_1}. \quad (5-79)$$

Величину площади S можно определить, не прибегая к аппроксимации распределения результирующей концентрации. Предполагая, что базовая и эмиттерная примеси распределены по закону дополнительной функции ошибок и что влияние коллекторной примеси на суммарное распределение в приэмиттерной области базы ничтожно мало, находим:

$$S = \int_{x_{j_0}}^{x_T} [N_0(x) - N_3(x)] dx = \int_{x_{j_0}}^{x_T} \left[N_{s_0} \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{D_0 t_0}} - N_{s_3}^* \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{D_3 t_3}} \right] dx. \quad (5-80)$$

Выполняя интегрирование соотношения (5-80), получаем:

$$S = (N_{s_0} - N_{s_3}^*) (x_T - x_{j_0}) + \left[x N_{s_3}^* \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{D_3 t_3}} - x N_{s_0} \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{D_0 t_0}} \right]_{x_{j_0}}^{x_T} + 2 \left[\sqrt{\frac{D_3 t_3}{\pi}} N_{s_3}^* \exp\left(-\frac{x^2}{4D_3 t_3}\right) - \sqrt{\frac{D_0 t_0}{\pi}} N_{s_0} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_0 t_0}\right) \right]_{x_{j_0}}^{x_T}. \quad (5-81)$$

После несложных преобразований это выражение принимает следующий вид:

$$S = [N_0(x_T) - N_3(x_T)] x_T + 4(D_0 t_0 - D_3 t_3) \frac{dN_0}{dx} \Big|_{x=x_T} - 2 \left(D_0 t_0 \frac{dN_0}{dx} \Big|_{x=x_{j_0}} - D_3 t_3 \frac{dN_3}{dx} \Big|_{x=x_{j_0}} \right). \quad (5-82)$$

Обычно в дрейфовых транзисторах, изготавливаемых по планарной технологии, градиент концентрации базовой примеси изменяется намного медленнее градиента концентрации эмиттерной примеси. Это позволяет считать, что значения градиента концентрации базовой примеси в плоскости инверсии типа проводимости и в плоскости инверсии направления вектора напряжен-

ности внутреннего статического поля примерно одинаковы, т. е.

$$\frac{dN_6}{dx} \Big|_{x=x_{j0}} \approx \frac{dN_6}{dx} \Big|_{x=x_T}. \text{ Учитывая, кроме того, что } D_6 t_6 \gg$$

$\gg D_3 t_3$, окончательно находим:

$$S = N_T x_T = -2D_3 t_3 \left. \frac{dN_6}{dx} \right|_{x=x_{j0}}, \quad (5-83)$$

где $N_T = N_6(x_T) - N_9(x_T)$.

Анализируя выражение (5-83), заключаем, что площадь S , а следовательно, и пропорциональная ей разность потенциалов U_T при увеличении градиента концентрации эмиттерной примеси уменьшаются. Необходимо подчеркнуть, что изменение этого градиента по-разному влияет на изменение длины участка торможения и напряженности тормозящего электрического поля. Действительно, ранее было показано, что возрастание градиента $\left. \frac{dN_9}{dx} \right|$ приводит к уменьшению $\delta = x_T - x_{j0}$,

но, с другой стороны, это вызывает увеличение напряженности тормозящего поля. Тем не менее при увеличении напряженности, обусловленном возрастанием градиента концентрации эмиттерной примеси, наблюдается уменьшение тормозящего потенциала U_T , что связано с преимущественным уменьшением длины тормозящего участка. Поэтому величину площади S можно выбрать в качестве одного из параметров, характеризующих влияющие эффекта торможения инжектируемых носителей в приэмиттерной области базы на свойства дрейфового транзистора.

5-9. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ НЕПРЕРЫВНОСТИ ДЛЯ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ, ИНЖЕКТИРУЕМЫХ В БАЗОВУЮ И ЭМИТТЕРНУЮ ОБЛАСТИ ДРЕЙФОВОГО ТРАНЗИСТОРА

Ранее уже отмечалось, что при использовании приближения в виде степенной функции (5-47) уравнение непрерывности, учитывающее одновременно диффузионную и дрейфовую составляющие плотности тока, удается свести к интегрируемой форме. Основная трудность при решении этого уравнения для носителей, инжектируемых в базу, заключается в том, что с помощью введенной степенной функции не удается аппроксимиро-

вать распределение результирующей примесной концентрации внутри всей базовой области. Поэтому приходится пользоваться различными аппроксимирующими кривыми на участках тормозящего и ускоряющего электрических полей.

Для получения однозначного решения уравнений на каждом из участков базы в этом случае необходимо дополнительно определить граничное условие в плоскости инверсии направления вектора напряженности внутреннего поля. По-видимому, это нетрудно сделать, если учесть, что величины плотности тока инжектируемых носителей, вычисленные соответственно на участках тормозящего и ускоряющего полей, должны быть одинаковы при $x = x_T$.

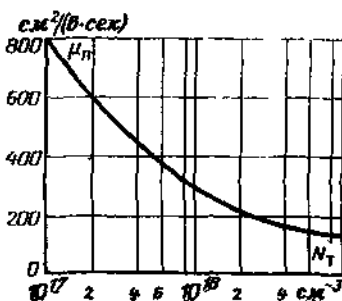


Рис. 5-17. Концентрационная зависимость подвижности электронов в интервале изменений, характерном для базовых областей n - p - n транзисторов.

Однако прежде чем перейти к исследованию решений уравнений непрерывности, необходимо сделать некоторые вводные замечания относительно особенностей структуры базовой области дрейфового транзистора. Обычно внутри базы концентрация примесных центров изменяется приблизительно в пределах 1—2 порядков. Но поскольку эмиттерный переход формируется при достаточно высоких концентрациях примесей, внутри базовой области должно наблюдаться изменение подвижности инжектируемых носителей. Если воспользоваться эмпирической зависимостью подвижности от концентрации рассеивающих центров, то решение уравнений непрерывности очень усложняется и может быть найдено только численными методами.

Пределы изменений примесной концентрации в базе, как правило, соответствуют изменению подвижности инжектируемых носителей не более чем в 2—3 раза. Поэтому при решении уравнения непрерывности будем пользоваться некоторым постоянным значением подвижности электронов $\tilde{\mu}_n$, усредненной по концентрации центров рассеяния в пределах ее изменений от эмиттерного до коллекторного перехода. Следовательно, эта

160

величина определяется как

$$\tilde{\mu}_n = \frac{\int_{N_{Ik}}^{N_{Iz}} \mu_n(N_I) dN_I}{N_{Ik} - N_{Iz}}, \quad (5-84)$$

где N_{Iz} и N_{Ik} — концентрации рассеивающих центров на границах эмиттерного и коллекторного переходов соответственно. Эти концентрации, по-видимому, можно положить равными суммарным концентрациям донорных и акцепторных примесей при $x = x_{jz}$ и $x = x_{jk}$.

На рис. 5-17 приводится кривая зависимости $\mu_n = \mu_n(N_I)$, вычисленная по результатам работ [Л. 138, 141, 142]. В пределах изменений концентрации N_I от 10^{19} до 10^{17} см⁻³ эта зависимость с высокой точностью аппроксимируется кривой

$$\mu_n(N_I) = 1,24 \cdot 10^{10} N_I^{-0,422}, \quad (5-85)$$

которая может использоваться при вычислении среднего значения подвижности электронов.

При решении уравнения непрерывности на участке тормозящего электрического поля в базе будем пользоваться следующей аппроксимацией результирующего распределения примесной концентрации:

$$N_{\text{pez}}^I(\chi) = A_1 \chi^{\alpha_1}, \quad (5-86)$$

где $\chi = x/L_n$ — безразмерная координата (L_n — диффузионная длина электронов в базе).

В этой системе координат уравнение непрерывности записывается следующим образом:

$$\frac{1}{qL_n} \cdot \frac{dj_n}{d\chi} - \frac{n}{\tau_n} = 0, \quad (5-87)$$

где n — концентрация избыточных электронов; τ_n — время жизни электронов в базе.

В соотношении (5-87) j_n представляет собой плотность тока инжектируемых электронов, включающую в себя дрейфовую и диффузионную составляющие, т. е.

$$j_n = qn\tilde{\mu}_n E(\chi) + \frac{q\tilde{D}_n}{L_n} \cdot \frac{dn}{d\chi}, \quad (5-88)$$

где

$$E(\chi) = \frac{kT}{qL_n} \frac{1}{N_{\text{pez}}} \cdot \frac{dN_{\text{pez}}}{d\chi}. \quad (5-89)$$

После дифференцирования соотношения (5-88) и подстановки полученного результата в уравнение (5-89) последнее преобразуется к виду

$$\frac{d^2 n}{d\chi^2} + \frac{\tilde{\mu}_n L_n E}{\tilde{D}_n} \cdot \frac{dn}{d\chi} + \frac{\tilde{\mu}_n L_n n}{\tilde{D}_n} \cdot \frac{dE}{d\chi} - n = 0. \quad (5-90)$$

Это уравнение значительно упрощается, если ввести обозначение

$$\eta = \frac{\tilde{\mu}_n E L_n}{2\tilde{D}_n} = \frac{qEL_n}{2kT}, \quad (5-91)$$

где η — некоторая функция безразмерной координаты χ .

С учетом этого обозначения выражение для градиента напряженности электрического поля запишется как

$$\frac{dE}{d\chi} = \frac{2kT}{qL_n} \cdot \frac{d\eta}{d\chi}. \quad (5-92)$$

Таким образом, третье слагаемое уравнения (5-90) оказывается равным

$$\frac{\tilde{\mu}_n n L_n}{\tilde{D}_n} \cdot \frac{dE}{d\chi} = 2n \frac{d\eta}{d\chi}. \quad (5-93)$$

В результате проделанных преобразований уравнение непрерывности принимает следующий вид:

$$\frac{d^2 n}{d\chi^2} + 2\eta \frac{dn}{d\chi} + 2n \frac{d\eta}{d\chi} - n = 0. \quad (5-94)$$

Однако это уравнение можно еще более упростить, если функцию η выразить через результирующую примесную концентрацию $N_{\text{рез}}$. Из соотношений (5-89) и (5-91) непосредственно следует, что

$$\eta = \frac{1}{2N_{\text{рез}}} \cdot \frac{dN_{\text{рез}}}{d\chi}, \quad (5-95)$$

т. е. по физическому смыслу эта величина представляет собой фактор тормозящего электрического поля [Л. 135]. С учетом аппроксимации (5-86) последнее выражение можно записать как

$$\eta(\chi) = \frac{a_1}{2\chi}. \quad (5-96)$$

Подставляя величину $\eta(\chi)$ и производную от нее в уравнение непрерывности (5-94), приходим к следующей окончательной форме этого уравнения:

$$\frac{d^2 n}{d\chi^2} + \frac{a_1}{\chi} \cdot \frac{dn}{d\chi} - n(1 + a_1/\chi^2) = 0. \quad (5-97)$$

Полученное уравнение является родственным бesselеву, и решение его в соответствии, например, с работой [Л. 143] записывается следующим образом:

$$n(\chi) = \chi^{\frac{1-a_1}{2}} [C_1 J_\nu(-i\chi) + C_2 J_{-\nu}(-i\chi)]. \quad (5-98)$$

Здесь через J_ν и $J_{-\nu}$ обозначены бesselевы функции первого рода от мнимого аргумента для $\nu = \frac{1+a_1}{2} \neq n$ (где n — целое число), соответственно равные:

$$J_\nu = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \left(-\frac{i\chi}{2}\right)^{2n + \frac{1+a_1}{2}}}{n! \Gamma\left(n + \frac{a_1+3}{2}\right)}; \quad (5-99)$$

$$J_{-\nu} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \left(-\frac{i\chi}{2}\right)^{2n - \frac{1+a_1}{2}}}{n! \Gamma\left(n + \frac{1+a_1}{2}\right)}. \quad (5-100)$$

Следовательно, концентрация электронов, инжектируемых эмиттером, на участке тормозящего поля z в базе изменяется по закону

$$n(\chi) = \chi^{\frac{1-a_1}{2}} \left\{ \frac{C_1 (i\chi)^{\frac{1+a_1}{2}}}{2^{\frac{1+a_1}{2}} \Gamma\left(\frac{3+a_1}{2}\right)} \left[1 - \frac{\left(\frac{i\chi}{2}\right)^2}{1! \left(\frac{3+a_1}{2}\right)} + \dots \right] + \frac{C_2 (i\chi)^{-\frac{1+a_1}{2}}}{2^{-\frac{1+a_1}{2}} \Gamma\left(\frac{1+a_1}{2}\right)} \left[1 - \frac{\left(\frac{i\chi}{2}\right)^2}{1! \left(\frac{1-a_1}{2}\right)} + \dots \right] + \frac{\left(\frac{i\chi}{2}\right)^4}{2! \left(\frac{1-a_1}{2}\right) \left(\frac{3-a_1}{2}\right)} \dots \right\}. \quad (5-101)$$

Полученное выражение можно существенно упростить. Действительно, переменная χ изменяется в интервале $\chi_{j\beta} \ll 11^*$

$\leq x \leq x_\tau$, откуда следует, что внутри этого интервала $\chi = \frac{x}{L_n} \leq 1$, так как $x \leq x_\tau \leq \omega$ и $\omega \leq L_n$. Поэтому при $a_1 < 1$ в решении (5-101) можно ограничиться только первыми членами разложений. Переходя к (размерной) координате x , примененной ранее, окончательно получаем:

$$n(x) = C_1 x + C_2 x^{-a_1}. \quad (5-102)$$

Постоянные интегрирования C_1 и C_2 определяются из следующих граничных условий:

$$n = n_1 \text{ при } x = \delta'; \quad (5-103)$$

$$n = n_\tau \text{ при } x = \delta.$$

Нетрудно найти, что

$$C_1 = \frac{n_\tau - n_1 (\delta'/\delta)^{a_1}}{x_\tau [1 - (\delta'/\delta)^{1+a_1}]}; \quad (5-104)$$

$$C_2 = - \frac{n_\tau (\delta'/\delta) - n_1}{x_1^{-a_1} [1 - (\delta'/\delta)^{1+a_1}]} \quad (5-105)$$

В соотношениях (5-104) и (5-105) величина n_τ представляет собой концентрацию инжектируемых электронов в плоскости инверсии направления вектора напряженности внутреннего статического поля. Напомним, что концентрация n_τ пока является неизвестной и определить ее можно из условия равенства плотностей тока, вычисленных для участков тормозящего и ускоряющего полей, в точке $x = \delta$.

Из равенств (5-88) и (5-91) следует, что плотность тока инжектируемых носителей на участке тормозящего поля представляется в виде

$$j_n = \frac{q\tilde{D}_n}{L_n} \left[2n\eta + L_n \frac{dn}{dx} \right], \quad (5-106)$$

где $x = L_n(\gamma)$.

Подставляя в это выражение полученную выше концентрацию инжектируемых электронов, а также ее градиент, находим, что

$$j_n = q\tilde{D}_n C_1 (1 + a_1), \quad (5-107)$$

или

$$j_n = q\tilde{D}_n \frac{n_\tau - n_1 (\delta'/\delta)^{a_1}}{x_\tau [1 - (\delta'/\delta)^{1+a_1}]} (1 + a_1). \quad (5-108)$$

Если $\delta'/\delta \ll 1$, то соотношение для плотности тока упрощается и принимает вид

$$j_n = \frac{qD_n(1+a_1)}{\delta} [n_T - n_1 (\delta'/\delta)^{a_1}]. \quad (5-109)$$

Вычислим теперь плотность тока электронов на участке ускоряющего электрического поля в базе, т. е. в области $\delta \leq x \leq \omega$. Для этого удобно ввести новую независимую переменную, положив $\theta = \frac{\omega - x}{L_n}$. В этой системе координат выражения для уравнения непрерывности, плотности электронной составляющей тока и напряженности внутреннего статического поля соответственно представляются как

$$\frac{1}{qh_n} \cdot \frac{dj_n}{d\theta} + \frac{n}{\tau_n} = 0; \quad (5-110)$$

$$j_n = qn\tilde{\mu}_n E - \frac{qD_n}{L_n} \frac{dn}{d\theta}; \quad (5-111)$$

$$E(\theta) = -\frac{kT}{qL_n} \cdot \frac{1}{N_{рсз}} \cdot \frac{dN_{рсз}}{d\theta}. \quad (5-112)$$

Используя степенную аппроксимацию

$$N_{рсз} = A_2 \theta^{a_2} \quad (5-113)$$

кривой распределения результирующей примесной концентрации на участке ускорения, получаем следующее выражение для фактора внутреннего электрического поля:

$$\eta(\theta) = -\frac{a_2}{2(\theta)}. \quad (5-114)$$

Преобразования уравнения непрерывности, аналогичные рассмотренному выше случаю, позволяют получить следующую окончательную форму:

$$\frac{d^2 n}{d\theta^2} - \frac{a^2}{\theta} \frac{dn}{d\theta} - n \left(1 + \frac{a^2}{\theta^2} \right) = 0. \quad (5-115)$$

Решение этого уравнения записывается в виде выражения (5-98). Поскольку $h_n \gg \omega$, всюду внутри участка ускоряющего поля $\theta \ll 1$. Поэтому в бесселевых функциях [см. соотношения (5-99) и (5-100)] можно ограничиться только двумя первыми членами разложения. Замечая, кроме того, что для гамма-функций спра-

ведливо равенство $\Gamma(z+1) = z\Gamma(z)$, и выполняя несложные преобразования, находим, что

$$n(\theta) = C_1 \left[\theta + \frac{\theta^2}{2(a_2 + 3)} \right] + C_2 \left[\theta^{-a_2} + \frac{\theta^{2-a_2}}{2(1-a_2)} \right]. \quad (5-116)$$

Постоянные интегрирования C_1 и C_2 определяются из следующих граничных условий:

$$\left. \begin{aligned} n &= 0 \text{ при } \theta = 0; \\ n &= n_T \text{ при } \theta = \theta_T = \frac{w - x_T}{L_n} = \frac{w - \delta}{L_n}. \end{aligned} \right\} \quad (5-117)$$

Следует также отметить, что постоянные интегрирования можно вычислить и для более общего случая ненулевого условия на коллекторе, который исследовался в работе [Л. 144]. Однако здесь такой случай специально рассматриваться не будет.

При малых значениях переменной θ концентрация инжектируемых электронов не может неограниченно возрастать. Поэтому необходимо положить $C_2 = 0$. Кроме того, поскольку $\theta \ll 1$, в первом слагаемом соотношения (5-115) выполняется неравенство $\theta \gg \frac{\theta^2}{2(3+a_2)}$

Отсюда следует, что $C_1 = n_T \theta_T$, и выражение для концентрации инжектируемых электронов записывается как

$$n(\theta) = \frac{n_T}{\theta_T} \theta, \quad (5-118)$$

или

$$n(x) = \frac{1 - x/w}{1 - \delta/w} n_T. \quad (5-119)$$

Плотность электронной составляющей тока на участке ускоряющего поля в базе находится из соотношения

$$j_n = -\frac{qD_n}{L} \left[\frac{a_2 n}{x} + \frac{dn}{dx} \right]. \quad (5-120)$$

Подставляя сюда выражение (5-118) и вычисленный из него градиент концентрации электронов, получаем, что

$$j_n = \frac{qD_n n_T}{w - \delta} (1 + a_2). \quad (5-121)$$

Так как плотность j_n оказывается не зависящей от координаты x на обоих характерных участках базовой области транзистора, то концентрацию n_T при $x = \delta$

можно определить из условия равенства выражений (5-108) и (5-121). Отсюда следует, что

$$n_T = \frac{(\delta'/\delta)^{a_1} n_1}{1 + \frac{1+a_2}{1+a_1} \cdot \frac{\delta}{w} \cdot \frac{1}{1-\delta/w} [1 - (\delta'/\delta)^{1+a_1}]} \quad (5-122)$$

В частном случае, когда $\delta'/\delta \ll 1$, соотношение (5-122) несколько упрощается и принимает вид

$$n_T = \frac{(\delta'/\delta)^{a_1} n_1}{1 + \frac{1+a_2}{1+a_1} \cdot \frac{\delta}{w} \cdot \frac{1}{1-\delta/w}} \quad (5-123)$$

Полученные выше результаты позволяют сделать заключение, что коэффициент переноса носителей через базу рассматриваемого типа транзистора равняется единице. Это следует из того, что в первом приближении плотность тока инжектируемых электронов не зависит от координаты x и сохраняется постоянной внутри всей базовой области.

5-10. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ИНЖЕКЦИИ

Для вычисления коэффициента инжекции носителей необходимо определить плотность дырочной составляющей тока эмиттера. Эту составляющую можно найти из решения уравнения непрерывности для дырок, инжектируемых из базовой области в эмиттерную, которое записывается как

$$\frac{1}{q} \cdot \frac{dj_p}{dx} + \frac{p}{\tau_p} = 0, \quad (5-124)$$

где p — концентрация неравновесных дырок; τ_p — время жизни дырок в эмиттерной области.

Если для этого случая ввести аппроксимацию кривой распределения результирующей примесной концентрации в эмиттерной области в виде

$$N_{рез} = A_3 \xi^{a_3}, \quad (5-125)$$

где $\xi = \frac{x_0 - x}{L_p}$, и считать, что на границе области объемного заряда $p = p_1$, а на эмиттерном контакте $p = 0$, то

решение соответствующего уравнения непрерывности запишется следующим образом:

$$\begin{aligned}
 p(\zeta) = & \zeta^{\frac{1-a_3}{2}} \left\{ \frac{C_1(i\zeta)^{\frac{1+a_3}{2}}}{2^{\frac{1+a_3}{2}} \Gamma\left(\frac{3+a_3}{2}\right)} \times \right. \\
 & \times \left[1 - \frac{1}{1! \left(\frac{3+a_3}{2}\right)} \left(\frac{i\zeta}{2}\right)^2 + \dots \right] + \\
 & \left. + \frac{C_2(i\zeta)^{\frac{-1+a_3}{2}}}{2^{\frac{-1+a_3}{2}} \Gamma\left(\frac{1+a_3}{2}\right)} \left[1 - \frac{1}{1! \left(\frac{1+a_3}{2}\right)} \left(\frac{i\zeta}{2}\right)^2 + \dots \right] \right\}.
 \end{aligned} \tag{5-126}$$

При упрощении решения (5-126) необходимо принять во внимание, что плотность дырочной составляющей вычисляется на границе области объемного заряда. Обычно расширение объемного заряда в область эмиттера при высоких уровнях легирования, применяемых в планарной технологии, по порядку величины составляет 10^{-5} см. Кроме того, согласно сообщению, сделанному в работе [Л. 145], коэффициент диффузии дырок в эмиттере для типичных образцов рассматриваемых транзисторов равняется примерно 2 см²/сек, а время жизни дырок менее 10 нсек. Эти значения соответствуют диффузионной длине, равной примерно $1,4 \cdot 10^{-4}$ см.

Следовательно, внутри области объемного заряда величина $\zeta = \frac{x_{j_0} - x}{L_p}$ обычно не превышает 10^{-1} . При таких допущениях решение (5-126) представляется как

$$p(\zeta) \approx C_1 \zeta + C_2 \left[\zeta^{-a_3} + \frac{\zeta^{2-a_3}}{2(1-a_3)} \right]. \tag{5-127}$$

Покажем, что при граничных условиях, соответствующих рассматриваемому здесь случаю, отношение $|C_1/C_2| \ll 1$, т. е. первым слагаемым в выражении (5-127) можно пренебречь. Решение уравнения типа (5-97), родственного бесселеву, выражается в точной аналитической форме, если коэффициент a_3 является целым четным числом.

Как известно, при $\frac{1+a_3}{2} = n + \frac{1}{2}$ ($n=0, 1, 2 \dots$) решение уравнения непрерывности записывается в виде

$$p(\zeta) = \zeta \left\{ \left(\frac{1}{\zeta} \frac{d}{d\zeta} \right)^n \left[\frac{1}{\zeta} (C_1 \sin i\zeta - C_2 \cos i\zeta) \right] \right\}, \quad (5-128)$$

или

$$p(\zeta) = \zeta \left\{ \left(\frac{1}{\zeta} \cdot \frac{d}{d\zeta} \right)^n \left[\frac{1}{\zeta} (C_1 e^{\zeta} - C_2 e^{-\zeta}) \right] \right\}. \quad (5-129)$$

Если скорость рекомбинации инжектируемых электронов на эмиттерном контакте является бесконечной, то из анализа решения (5-128) следует, что при $2 \leq a_3 \leq 4$ отношение $|C_1/C_2| \leq 1$. Поэтому решение (5-127) представляется как

$$p(\zeta) = C_2 \left[\zeta^{-a_3} + \frac{\zeta^{2-a_3}}{2(1-a_3)} \right]. \quad (5-130)$$

Постоянная интегрирования C_2 определяется из условия

$$p = p_1 \text{ при } \zeta = \zeta_1, \quad (5-131)$$

где ζ_1 — безразмерная граница области объемного заряда в эмиттере; p_1 — концентрация инжектируемых дырок на границе области объемного заряда.

Если показатель степени кривой, аппроксимирующей распределение результирующей примесной концентрации в эмиттере, $a_3 \geq 3$, то первое слагаемое в квадратных скобках выражения (5-130) намного превышает второе. Отсюда следует, что

$$C_2 \approx p_1 \zeta_1^{a_3}, \quad (5-132)$$

т. е. концентрация инжектируемых в эмиттер дырок равняется

$$p(\zeta) = p_1 \zeta_1^{a_3} \left[\zeta^{-a_3} + \frac{\zeta^{2-a_3}}{2(1-a_3)} \right]. \quad (5-133)$$

Плотность дырочной составляющей тока эмиттера вычисляется из соотношения

$$j_p = - \frac{qD_p}{L_p} \left[\frac{a_3 p}{\zeta} - \frac{dp}{d\zeta} \right]. \quad (5-134)$$

Используя равенство (5-133), находим, что

$$j_p = \frac{qD_p}{L_p} \frac{p_1 \zeta_1}{1 - a_1}, \quad (5-135)$$

или

$$j_p = - \frac{qD_p p_1}{q/kTE_1 L_p^2} \cdot \frac{1}{1 - 1/a_1}, \quad (5-136)$$

так как

$$\zeta_1 = - \frac{a_1}{2\eta(\zeta_1)} = - \frac{a_1 kT}{qE_1 L_p}. \quad (5-137)$$

В полученном выше соотношении (5-136) через E_1 обозначена напряженность внутреннего статического поля в эмиттере на границе области объемного заряда. Плотность дырочной составляющей тока эмиттера уменьшается с ростом напряженности внутреннего поля, которое для дырок, инжектируемых из базы в эмиттер, является тормозящим. Следовательно, под действием этого поля должно наблюдаться улучшение усилительных свойств транзистора.

Заметим, что при решении уравнения непрерывности, относящегося к дыркам, инжектируемым в эмиттерную область, можно не производить усреднения подвижности и коэффициента диффузии. Обычно область эмиттера формируется при очень высоких поверхностных концентрациях примеси, а переход эмиттер — база образуется при концентрациях не ниже 10^{18} см^{-3} . Как показано в работах [Л. 138, 146], при столь высоких концентрациях спад зависимости $\mu = \mu(N)$ становится весьма незначительным и на кривой отчетливо проявляется область плато. Поэтому будем считать, что в эмиттере дрейфового транзистора, изготовляемого методом многократной диффузии, значения подвижности и коэффициента диффузии неосновных неравновесных носителей являются постоянными.

Как было показано, коэффициент переноса можно считать близким к единице. В этом случае выполняется равенство

$$\alpha = \gamma = \frac{1}{1 + \{j_p/j_n\}}. \quad (5-138)$$

Для увеличения коэффициента инжекции следует стремиться к уменьшению отношения плотностей дырочной и электронной составляющих тока эмиттера. По-

сколькx плотность первой из них уменьшается при возрастании напряженности внутреннего поля в эмиттерной области, это означает, что в случае неоднородного распределения концентрации примеси внутри эмиттера наблюдается некоторое увеличение коэффициента инжекции по сравнению со случаем однородного распределения.

Отношение $[j_p/j_n]$ легко выражается через параметры полупроводникового материала эмиттерной и базовой областей транзистора, если в соотношения (5-120) и (5-136) подставить значения концентраций инжектируемых эмиттерным переходом электронов и дырок, т. е.

$$n_1 = \frac{n_i^2}{N_{1A}} \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right); \quad (5-139)$$

$$p_1 = \frac{n_i^2}{N_{1D}} \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right). \quad (5-140)$$

В выражениях (5-139) и (5-140) через N_{1D} и N_{1A} обозначены соответственно результирующие концентрации донорных и акцепторных примесей на границах области объемного заряда в базе и эмиттере. Так как $L_p^2 = D_p \tau_p$ и $\tilde{D}_n = \frac{kT}{q} \tilde{\mu}_n$, то отношение составляющих плотности тока эмиттера записывается как

$$\left| \frac{j_p}{j_n} \right| = \frac{N_{1A}}{N_{1D}} \cdot \frac{1}{\tilde{\mu}_n \tau_p E_1 (\delta'/\delta)^{a_1}} \times \left\{ \frac{\frac{w-\delta}{1+a_2} + \frac{\delta}{1+a_1} [1 - (\delta'/\delta)^{1+a_1}]}{1 - \frac{1}{a_2}} \right\}, \quad (5-141)$$

или если $\delta'/\delta \ll 1$, то

$$\left| \frac{j_p}{j_n} \right| \approx \frac{N_{1A}}{N_{1D}} \cdot \frac{1}{\tilde{\mu}_n \tau_p E_1 (\delta'/\delta)^{a_1}} \left[\frac{\frac{w-\delta}{1+a_2} + \frac{\delta}{1+a_1}}{1 - \frac{1}{a_2}} \right]. \quad (5-142)$$

Из исследования выражения (5-142) непосредственно определяется зависимость коэффициента инжекции γ от параметров структуры дрейфового транзистора. Действительно, отношение плотности дырочной составляющей

щей тока к электронной уменьшается при уменьшении протяженности участка торможения δ , которое может быть достигнуто за счет увеличения градиента распределения результирующей примесной концентрации. Кроме того, это отношение уменьшается при увеличении показателей степеней a_2 и a_3 кривых, аппроксимирующих распределение результирующей концентрации соответственно на участке ускорения в базе и внутри эмиттерной области.

Часто бывает более удобно пользоваться коэффициентом передачи по току для включения по схеме с общим эмиттером $\alpha_{к.б} = \frac{\alpha}{\alpha - 1}$. Выражая этот коэффициент через отношение составляющих плотностей токов, нетрудно найти, что

$$\alpha_{к.б} = \frac{j_n}{j_p} = \frac{N_{1D}}{N_{1A}} \tilde{\mu}_n \tau_p E_1 \left(\frac{\delta'}{\delta} \right)^{a_1} \times \left\{ \frac{1 - \frac{1}{a^2}}{\frac{\omega - \delta}{1 + a_2} + \frac{\delta}{1 + a_1} [1 - (\delta'/\delta)^{1+a_1}]} \right\}. \quad (5-143)$$

Полученное соотношение для коэффициента $\alpha_{к.б}$ транзистора с участком тормозящего электрического поля в базе интересно сравнить с аналогичным соотношением для коэффициента $\alpha_{к.б}^3$ транзистора, имеющего внутри базы только ускоряющее электрическое поле. В соответствии с данными работ [Л. 2, 3] выражение для плотности электронной составляющей тока эмиттера можно записать как

$$j_n^* = \frac{qD_n}{\omega N_{рез}^*} n_1^2 \exp\left(\frac{qU_{э}}{kT}\right), \quad (5-144)$$

где

$$\tilde{N}_{рез} = \frac{\int_0^w N_{рез}(x) dx}{\omega} \quad (5-145)$$

представляет собой результирующую примесную концентрацию, усредненную по ширине базовой области.

Так как плотность составляющей дырочного тока определяется только параметрами эмиттерной области и не зависит от распределения внутреннего статического поля в базе, то коэффициент передачи по току $\alpha_{кб}^*$ будет равняться

$$\alpha_{кб}^* = \frac{\tilde{I}_n E_1 \tau_p}{w} \cdot \frac{N_{1D}}{N_{рез}} (1 - 1/a_3). \quad (5-146)$$

Далее из выражений (5-143) и (5-146) находим, что отношение коэффициентов передачи соответственно для транзисторов без тормозящего и с тормозящим полем в базе и при одинаковой ширине базовой области записывается как

$$\frac{\alpha_{кб}^*}{\alpha_{кб}} = \frac{N_{1A}}{N_{рез}} \frac{\frac{w - \delta}{1 + a_2} + \frac{\delta}{1 + a_1} [1 - (\delta'/\delta)^{1+a_1}]}{w (\delta'/\delta)^{a_1}}. \quad (5-147)$$

Если выполняется условие $\delta'/\delta \ll 1$, то

$$\frac{\alpha_{кб}^*}{\alpha_{кб}} = \frac{N_{1A}}{N_{рез}} \left(\frac{\delta'}{\delta} \right)^{-a_1} \left[\frac{1 - \delta/w}{1 + a_2} + \frac{x_2}{1 + a_1} \right]. \quad (5-148)$$

Таким образом, изменение коэффициента $\alpha_{кб}$ относительно $\alpha_{кб}^*$ полностью определяется параметрами транзисторной структуры и совершенно не зависит от электрофизических параметров материалов эмиттерной, базовой и коллекторной областей. В частности, уменьшение коэффициента $\alpha_{кб}$ относительно коэффициента $\alpha_{кб}^*$ тем значительнее, чем больше протяженность участка торможения. Следует также отметить, что на коэффициент передачи $\alpha_{кб}$ (или на коэффициент инжекции эмиттера γ) дрейфового транзистора, изготовляемого путем многократной диффузии примесей, оказывает влияние эффект торможения носителей внутри эмиттерной области. Действительно, как видно из соотношения (5-143), при увеличении показателя степени a_3 , т. е. при увеличении градиента распределения примесной концентрации и напряженности тормозящего электрического поля величина коэффициента передачи возрастает. Этот эффект не наблюдается для транзисторов с диффузионной базой и сплавным эмиттером, так как в этом случае внутреннее статическое поле в эмиттерной области отсутствует.

§-11. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ СТЕПЕНЕЙ АППРОКСИМИРУЮЩИХ КРИВЫХ

Ранее при вычислении усилительных параметров дрейфового транзистора была использована степенная аппроксимация кривой результирующего примесного распределения. Было также показано, что такой вид аппроксимации позволяет получить удобные аналитические выражения для пролетного времени электронов через базу и предельной частоты усиления по постоянному току. Однако существенный недостаток рассматривавшегося до сих пор способа расчета параметров транзистора заключается в том, что использовавшиеся показатели степеней аппроксимирующих кривых не были связаны с технологическими и геометрическими параметрами транзисторной структуры, т. е. до некоторой степени они вводились произвольным образом.

Поскольку напряженность внутренних статических полей определяется характером распределения электрически активной примеси, то при нахождении показателей степеней a_1 , a_2 и a_3 , во-первых, необходимо знать действительный закон изменения концентрации продиффундировавших примесей и, во-вторых, долю ионизированных примесей в каждой точке профиля. Как уже отмечалось ранее, при достаточно малых концентрациях диффузанта можно считать, что практически вся примесь является ионизированной. В этом случае в зависимости от условий диффузии изменение концентрации примесных атомов подчиняется закону дополнительной функции ошибок или закону Гаусса. В серийных образцах дрейфовых транзисторов переход эмиттер — база обычно формируется при концентрациях ниже 10^{15} см^{-3} , при которых ионизированными являются практически все атомы диффузанта. Это позволяет получить приближенные выражения для показателей степеней a_1 и a_2 кривых, аппроксимирующих распределение результирующей примесной концентрации на участках тормозящего и ускоряющего полей внутри базы. Напомним, что при построении профиля распределения эмиттерной примеси внутри базовой области удобнее пользоваться некоторой фиктивной поверхностной концентрацией. Если переход эмиттер — база образуется при концентрации ниже 10^{19} см^{-3} , то профиль примесного распределения строится с использованием второй фиктивной по-

верхностной концентрации $N_{\text{св}}^*$, способ определения которой был предложен в предыдущем изложении.

Рассмотрим более подробно метод нахождения показателя степени кривой, аппроксимирующей результирующее примесное распределение на участке тормозящего электрического поля в базе. Для этого наложим требование, чтобы величины концентраций, определяемые кривой истинного примесного распределения и аппроксимирующей кривой, в точности совпадали в точках инверсии проводимости рассматриваемого интервала, а площади, ограничиваемые этими кривыми, были равны.

Если концентрации эмиттерной и базовой примесей изменяются по закону дополнительной функции ошибок, то площадь, ограниченная кривой истинного примесного распределения, будет определяться выражением (5-83). Таким образом, величина площади, ограниченной кривой истинного примесного распределения, определяется экстремальными параметрами (N_{τ} и $x_{\tau} = \delta$), длиной диффузии эмиттерной примеси и градиентом ее концентрации в плоскости эмиттерного перехода.

Вычислим теперь площадь, ограниченную в пределах участка тормозящего электрического поля аппроксимирующей кривой. Если за начало отсчета принять плоскость эмиттерного перехода, то уравнение аппроксимирующей кривой представится в виде

$$N_{\text{рез}} = A_1 y^{a_1}, \quad (5-149)$$

где $y = x - x_{\tau}$;

A_1 — некоторый постоянный коэффициент.

Следовательно, площадь, ограниченная этой кривой, равняется

$$S_{\text{ан}} = \int_0^{\delta} A_1 y^{a_1} dy = \frac{N_{\tau} \delta}{1 + a_1}, \quad (5-150)$$

так как при $y = \delta$ выполняется условие

$$N_{\tau} = A_1 \delta^{a_1}, \quad (5-151)$$

где

$$N_{\tau} = N_{\delta}(x_{\tau}) - N_0(x_{\tau}). \quad (5-152)$$

Приравняв соотношения (5-83) и (5-150), получим:

$$a_1 = \frac{\delta}{\delta_x - \frac{l_0^2}{2N_T} \left| \frac{dN_0}{dx} \right|_{x=x_{j0}}} - 1, \quad (5-153)$$

где

$$l_0 = 2\sqrt{D_0 t_0}.$$

Как видно из полученного соотношения, показатель степени a_1 оказывается полностью определенным координатами участка торможения, концентрацией результирующего примесного распределения в точке инверсии направления вектора напряженности внутреннего статического поля и условиями диффузии эмиттерной примеси. В частности, при увеличении концентрации N_T и уменьшении характеристической длины диффузии l_0 величина показателя степени a_1 уменьшается.

Аналогичным способом можно вычислить показатель степени кривой, аппроксимирующей распределение примесной концентрации на участке ускоряющего поля в базе. Для этого необходимо наложить требование, чтобы значения концентраций, задаваемые истинным и аппроксимирующим распределениями, были равны в граничных точках участка ускоряющего электрического поля. Если считать, что концентрация базовой и коллекторной примесей изменяются по закону дополнительной функции ошибок, а концентрация эмиттерной примеси на этом участке не оказывает заметного влияния на результирующее примесное распределение, то показатель степени a_2 будет определяться из соотношения

$$a_2 = \frac{\omega - \delta}{\delta_x - \frac{l_b^2}{2N_T} \left| \frac{dN_b}{dx} \right|_{x=x_{jk}}} - 1, \quad (5-154)$$

где

$$l_b = 2\sqrt{D_b t_b}.$$

Наибольшие трудности встречаются при определении показателя степени a_2 кривой, аппроксимирующей примесное распределение в эмиттерной области транзистора. Действительно, эмиттерная область формируется при очень высоких поверхностных концентрациях при-

меси, близких к пределу растворимости при температуре диффузии. В этом случае введенные примесные атомы находятся как в ионизированном, так и в нейтральном состоянии, причем тормозящий эффект обусловлен только распределением ионизированных атомов, являющихся электрически активными. Однако распределение концентрации таких атомов не удается выразить в удобной математической форме, так как для этого требуются введение двух фиктивных поверхностных концентраций (см. [Л 139]) и, кроме того, учет степени ионизации в каждой точке примесного профиля. Поэтому величина показателя степени α_3 гораздо проще определяется путем эмпирической аппроксимации реального распределения ионизированных примесных атомов, способ построения которого был предложен ранее.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

КОНСТРУКЦИИ КОРПУСОВ ТРАНЗИСТОРОВ

6-1. ОБЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИИ КОРПУСА

По своей конструкции транзисторы состоят из двух основных частей: кристалла с *p-n-p* или *n-p-n* структурой и корпуса.

Корпус транзистора предназначен:

для размещения и жесткого крепления кристалла и позволяет осуществить надежный электрический контакт с электродами активных областей на кристалле (эмиттером, базой и коллектором);

для отвода тепла от кристалла;

для защиты кристалла с переходом от различных механических и климатических воздействий;

для размещения и крепления транзистора в аппаратуре как основного назначения, так в измерительной и испытательной.

Как правило, все корпуса (кроме случаев герметизации пластмассой) представляют собой герметичный объем с металлическими стенками, в которых размещен кристалл и сквозь которые через изоляторы (стекло или керамику) проходят металлические выводы. По материалу изолятора корпуса разделяются на два основных типа: металлостеклянные и металлокерамические. Конструктивно корпус состоит из двух основных частей:

основания и баллона, которые после монтажа кристалла соединяются герметично с помощью электроконтактной сварки, холодной сварки или пайки.

Основание предназначено для размещения на нем кристалла и состоит, как правило, из следующих основных частей: фланца, изоляторов и выводов.

Баллон предназначен для окончательной герметизации корпуса и представляет собой, как правило, металлическую деталь в виде чашки с буртиком. Однако часто в корпусах мощных транзисторов с выводами, направленными вверх по отношению к плоскости теплоотвода, изоляторы и выводы располагаются в самом баллоне.

В металлостеклящих корпусах соединения металлических деталей с изолятором (стеклом) осуществляются с помощью металлостекляниого спая, основанного на адгезии стекла к металлу за счет растворения окисной пленки последнего в расплавленном стекле.

В металлокерамических корпусах соединения металлических деталей с изолятором (керамикой) осуществляются с помощью металлокерамического спая, основанного на пайке твердыми припоями керамики, металлизированной молибдено-марганцевой пастой.

Материалы, используемые для изготовления корпусов транзисторов, и их основные характеристики приведены в табл. 6-1.

Существуют следующие способы монтажа кристалла на основание корпуса:

непосредственная напайка кристалла на фланец или вывод основания;

монтаж кристалла с помощью держателя (при этом возможны предварительная напайка кристалла на держатель с последующей припайкой или приваркой последнего к фланцу или выводу основания и напайка кристалла на держатель, который предварительно приварен или припаян к фланцу основания).

Наличие держателя в корпусе определяется конструкцией транзистора и его параметрами.

6-2. ПЕРСПЕКТИВНЫЙ РЯД КОРПУСОВ ТРАНЗИСТОРОВ

В настоящее время существует много различных типов транзисторов и нецелесообразно для каждого типа иметь свой корпус. Конструкция корпуса транзистора

зависит в первую очередь от размеров кристалла (и не зависит, как правило, от геометрии структуры и конструкции самого кристалла), рассеиваемой мощности, рабочей частоты транзистора и максимальной величины коллекторного или эмиттерного тока. Поэтому в одном и том же корпусе можно выпускать ряд типов и групп транзисторов, что значительно удешевляет и упрощает их производство и применение. В связи с этим целесообразно ограничить число корпусов, свести их в один ряд, унифицировав его, и все новые разработки приборов строить на базе этого ряда.

В настоящее время разработано и выпускается большое число корпусов, многие из которых уже устарели и не полностью отвечают требованиям сегодняшнего дня. Поэтому только пять из них можно включить в число корпусов перспективного ряда. По мере дальнейшего развития состав перспективного ряда корпусов будет расти, но, естественно, значительно медленнее, чем число новых типов транзисторов. В нем будут появляться новые корпуса, вызванные дальнейшим совершенствованием транзисторов (ростом отдаваемой мощности, токов, напряжений, рабочей частоты и т. д.), а устаревающие типы корпусов будут покидать ряд и заменяться новыми.

Прежде чем перейти к описанию конструкции корпусов, вошедших в перспективный ряд из числа существующих, рассмотрим основные требования, которым должны отвечать корпуса перспективного ряда.

Надежность. Корпуса должны надежно защищать переход от всевозможных механических и климатических воздействий, которым подвергаются транзисторы во время испытаний и эксплуатации.

Простота и технологичность конструкции. Корпус должен быть прост по конструкции, удобен для герметизации, иметь минимальные габариты при максимальном внутреннем полезном объеме. Конструкция корпуса должна быть технологичной и удобной для массового производства.

Конструкция корпуса должна быть удобна для монтажа кристалла и позволять монтировать все существующие конструкции переходов (сплавные, сплавно-диффузионные, меза, планарные и т. д.) как на германии, так и на кремнии в определенных границах рассеиваемой мощности.

Тип материала	Название материала	Плотность, г/см ³	Коэффициент термического расширения $\alpha \cdot 10^7$ при 20—200° С	Теплопроводность λ при 20° С, ккал (см·с·ж·град)	Удельное электрическое сопротивление при 100° С, ом·см	Предел прочности при растяжении, кг/мм ²	Предел текучести, кг/мм ²	Предел прочности при статическом изгибе, кг/мм ²
Металлы	Медь	8,93	174	0,94	$1,7 \cdot 10^{-6}$	40—19	38	—
	Сплав 20 НК (ковар)	8,35	44—54	0,046	$49 \cdot 10^{-6}$	63	37	—
	Никель	8,9	144	0,108	$6,8 \cdot 10^{-6}$	63—77	50—74	—
	Сталь (Ст. 10)	7,86	111	0,174	$9,6 \cdot 10^{-6}$	40—62	25	—
	Молибден	10,2	57	0,35	$5,17 \cdot 10^{-6}$	110	59	—
Диэлектрики	Стекло (Стекло С-49-2 и С-48-2)		49	0,02	$10^{12}—10^{16}$	3,5—8,5	—	10,5—27,2
	Керамика 22ХС (алюмооксидная)	3,75	61	0,032	10^{14}	—	—	38
	Керамика М7 (алюмооксидная)	3,65	60	0,024	10^{15}	—	—	35

Таблица 6-1

Относительное удлинение, %	Модуль упругости I рода, кг/мм ²	Температура плавления, °С	Температура обжига, °С	Диэлектрическая проницаемость при 20° С и $f=10^6$ гц	Тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta \cdot 10^4$ при $f=10^6$ гц	Электрическая прочность при 20° С, кВ/мм	Детали корпусов, для которых используется данный материал
6	$1,2 \cdot 10^4$	1 081	—	—	—	—	Фланцы корпусов мощных транзисторов. Баллоны (колпачки) корпусов, герметизированных холодной сваркой. Выводы корпусов мощных транзисторов
6	$1,4 \cdot 10^4$	1 450	—	—	—	—	Фланцы и выводы корпусов маломощных транзисторов и транзисторов средней мощности (до 56 Вт). Втулки, трубки, баллоны, а также все другие детали, предназначенные для металлостеклянных и металлокерамических сплав
2	$2,1 \cdot 10^4$	1 452	—	—	—	—	Корпусные выводы маломощных транзисторов. Баллоны. Выводы в виде трубок в металлокерамических слоях. Кольца, припаяваемые к медным фланцам оснований для герметичного соединения последних с баллонами электроконтактной сваркой
6—7,5	$2,1 \cdot 10^4$	1 555	—	—	—	—	Баллоны корпусов. Кольца, припаяваемые к медным фланцам оснований для герметичного соединения с баллонами электроконтактной сваркой
2	$30 \cdot 10^4$	2 630	—	—	—	—	Держатели кристаллов мощных транзисторов, выполняющие функции компенсирующих прокладок между кристаллом и медным фланцем корпуса
—	$0,48 \cdot 10^4$	595*	—	—	85	16—40	Изоляторы в металло-стеклянных корпусах
—	$(2,4 \div 2,1) \times 10^4$	—	1 600	9,4	8	54	Изоляторы в металло-керамических корпусах. Изолирующие держатели выводов оснований мощных транзисторов. Основание — подложки для маломощных бескорпусных транзисторов
—	$(2,4 \div 2,6) \times 10^4$	—	1 720	8,6	9	53	То же

Тип материала	Название материала	Плотность, г/см ³	Коэффициент температурного расширения $\alpha \cdot 10^7$ при 20–200° С	Теплопроводность λ при 20° С, ккал/см·сек·град	Удельное электрическое сопротивление при 100° С, ом·см	Предел прочности при растяжении, кг/мм ²	Предел текучести, кг/мм ²	Предел прочности при статическом изгибе, кг/мм ²
Диэлектрики	Керамика КВФ-4 (форестеритовая)	2,95	80	—	10 ¹⁴	—	—	17
	Керамика Брокерит 9 (бериллиевая)	2,85	53	0,4	10 ¹⁰	—	—	22

Примечание. Все механические характеристики даны для неотожженного
 * Для стекла указана температура размягчения.

Конструкция корпуса должна обеспечивать надежный и удобный монтаж транзистора в аппаратуру, хороший отвод тепла от кристалла; особенно это касается корпусов мощных транзисторов.

Конструкция корпуса с точки зрения его габаритно-присоединительных размеров должна отвечать рекомендациям МЭК и СЭВ.

С учетом этих требований из числа существующих корпусов в перспективный ряд были включены следующие корпуса:

- 1) КТ-21 для маломощных транзисторов;
- 2) КТ-22 для маломощных транзисторов;
- 3) КТ-23 для мощных и мощных СВЧ транзисторов с рассеиваемой мощностью до 45 Вт и токами до 1 А;
- 4) КТ-24 для мощных транзисторов с рассеиваемой мощностью до 200 Вт и токами до 30 А;

Относительное удлинение, %	Модуль упругости I рода, кг/мм ²	Температура плавления*, °C	Температура обжига, °C	Диэлектрическая проницаемость при 20° C и $f=10^{10}$ гц	Тангенс угла диэлектрического потерь tg δ при $f=10^{10}$ гц	Электрическая прочность при 20° C, кВ/мм	Детали корпусов, для которых используется данный материал
—	—	—	1310	6,6	10	45	Изоляторы в металло-керамических корпусах. Изолирующие держатели выводов оснований мощных транзисторов. Основание — подложки для маломощных бескорпусных транзисторов
—	2,4 · 10 ⁴	—	1750	6,8	3	—	Держатели кристаллов, являющиеся одновременно изолирующими теплопроводящими прокладками между кристаллом и фланцем. Изоляторы, когда они выполняют функцию фланцев у мощных СВЧ транзисторов. Основание — подложки для мощных бескорпусных СВЧ транзисторов

состояния.

5) КТ-19 для мощных транзисторов с рассеиваемой мощностью до 250 вт и токами до 30 а

Рассмотрим подробнее конструкцию каждого корпуса в отдельности.

6-3. КОРПУС КТ-21

Корпус КТ-21, габаритные размеры которого даны на рис. 6-1 (ТО-18 и ТО-72 — зарубежные обозначения), — металлостеклянный, герметизируемый электроконтактной сваркой. Фланец 1 основания представляет собой металлическую чашку 3, заполненную стеклом (изолятор), через которое проходят выводы 1 и 5, имеющую буртик для герметизации электроконтактной сваркой. Корпус имеет корпусной вывод 5, который приварен ко дну фланца. Баллон 2 корпуса представляет собой полый цилиндр с дном, который нацеивается на наружный диаметр чашки фланца. Такая конструкция полностью гарантирует отсутствие попадания выплесков при сварке внутрь рабочего объема корпуса. Данный корпус обладает высокой надежностью за счет удачной конструкции металлостеклянного изолятора, имеющего большую протяженность спаев, и относительно большого объема стекла, размещенного внутри полого металлического фланца.

Фланец корпуса и выводы изготавливаются, как правило, из сплава 291НК (ковар), стекла марки С48-2. Заготовка стекла представляет собой таблетку с отверстиями. Баллон изготавливается из стали (Ст.10) или никеля. Металлические детали корпуса в зависимости

от типов транзисторов, для которых может быть применен этот корпус, покрываются никелем или золотом, а наружные концы выводов облуживаются. Сам корпус после герметизации для защиты от внешних климатических воздействий может иметь гальваническое или лакокрасочное покрытие.

В настоящее время более перспективным является первый вид покрытия. В зависимости от типов переходов (сплавные, сплавно-диффузионные, планарный и т. д.) и способов их монтажа в корпус внутренняя часть основания корпуса может иметь различные конструктивные особенности, на которых мы остановимся далее, а сам корпус может иметь соответственно два или три изолированных вывода при сохранении габаритных и присоединительных размеров.

В этом корпусе как у нас, так и за рубежом выпускается много типов маломощных транзисторов с рабочими частотами до 1,5 Гц, предназначенных как для бытовой, так и для специальной аппаратуры.

Конструкция корпуса очень проста, технологична и удобна для массового производства. Фланец и баллон корпуса изготавливаются из ленты методами холодной штамповки на последовательном штампе с автоматической подачей материала, на котором за один ход прессы получается сразу готовая деталь. Выводы изготавливаются из проволоки на уни-

версальных гибочных автоматах. Как указывалось выше, стеклотаблетка корпуса изготавливается из стеклотаблетки, которая получается из порошкового стекла методом прессования или горячего литья с последующим выжиганием связи и спеканием металлостекляного спая ножки в металлографитовых кассетах в конвейерных печах.

Данный корпус удобен для монтажа на ножке кристаллов с различными типами и конструкциями переходов, так как монтажная площадка полностью открыта и над ней лишь выступают выводы основания, к которым должны присоединяться выводы, идущие от электродов кристалла. Последние выводы при необходимости могут присоединяться к выводам основания различными способами: электроконтактной сваркой, пайкой, термокомпрессией и т. п.

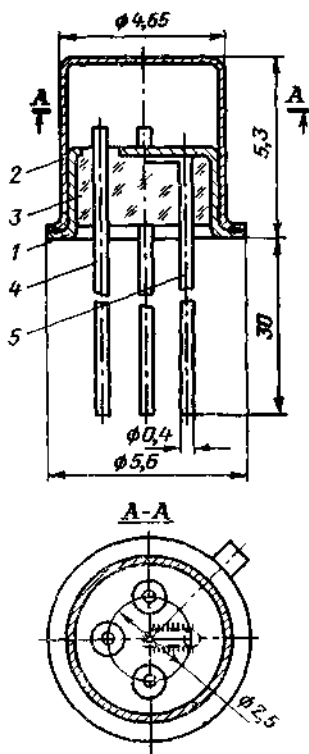


Рис. 6-1. Конструкция корпуса КТ-21.

Возможность монтажа в корпусе планарного или свлявно-диффузионного перехода показана на рис. 6-2, т. е. кристалл припаивается коллекторным выводом непосредственно к фланцу и корпус является коллекторным внешним выводом. При этом максимальные размеры кристалла могут быть $1,8 \times 1,8$ мм. Конструкция корпуса позволяет производить напайку кристалла как мягкими припоями,

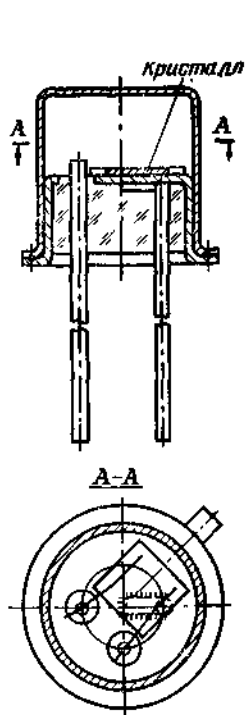


Рис. 6-2. Конструкция корпуса КТ-21. Вариант для монтажа кристалла непосредственно на фланец корпуса.

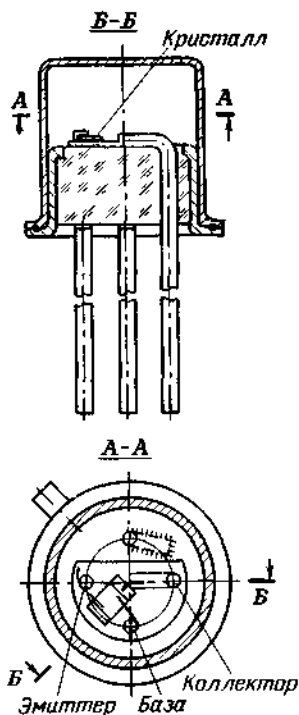


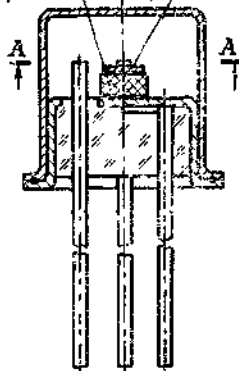
Рис. 6-3. Конструкция корпуса КТ-21. Вариант для монтажа кристалла на вывод корпуса.

так и эвтектическими припоями золото—кремний и золото—германий. Возможность монтажа кристалла, когда необходимо, чтобы он был электрически изолирован от корпуса или когда необходимо иметь малые значения емкости коллектор—база $S_{КБ}$, показана на рис. 6-3. В этом случае напайка кристалла производится непосредственно на один из изолированных выводов корпуса, конец которого расплюснен и лежит на стекле изолятора. Это позволяет иметь значение $S_{КБ}$ в корпусе около $0,3$ пф.

Для выполнения вышеуказанного требования возможен монтаж кристалла с помощью кристаллодержателя, на который напаяется

кристалл, а сам кристаллодержатель приваривается к одному из изолированных выводов корпуса. Такая конструкция имеет место у транзисторов ГТ-322. Это упрощает конструкцию корпуса (отсутствует фасонный вывод с расплюснутым концом), но зато делает невозможным использование термокомпрессии для монтажа выводов и несколько ухудшает условия отвода тепла от кристалла.

Держатель Кристалл



А-А

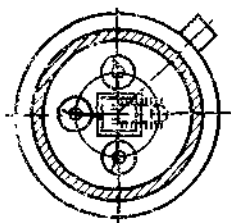
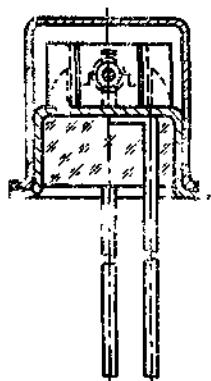
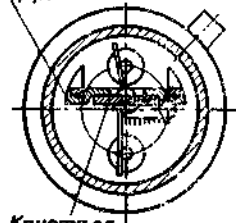


Рис. 6-4. Конструкция корпуса КТ-21. Вариант для монтажа кристалла на керамический держатель.



Держатель



Кристалл

Рис. 6-5. Конструкция корпуса КТ-21. Вариант для монтажа кристалла сплавных транзисторов.

В том случае, когда необходимо иметь кристалл, изолированный от корпуса, и хорошие условия отвода тепла от перехода, используется держатель из бериллиевой керамики, являющейся хорошим диэлектриком и хорошим проводником тепла ($\lambda=0,4 \text{ кал}/(\text{см} \cdot \text{сек} \times \text{град})$) (рис. 6-4). Здесь держатель напаяется на фланец основания серебряным припоем, а кристалл напаяется на держатель эвтектикой Au—Si или Au—Ge.

На рис. 6-5 показан вариант размещения в корпусе сплавного перехода, кристалл которого является базовым электродом, с помощью кристаллодержателя. На дне фланца основания вырублены два фасонных окна, материал из которых отогнут под углом 90°

в виде двух флажков, к которым электроконтактной сваркой приваривается кристаллодержатель, имеющий квадратное углубление, в которое впаив с помощью мягкого припоя (на основе олова) кристалл. Такая конструкция характерна для германевых сплавных малоомощных транзисторов, у которых коллекторный электрод имеет небольшие размеры по высоте (около 0,4 мм), что может вызвать в случае непосредственной напайки коллекторным электродом на фланец замыкание фланца на кристалл, являющийся базой.

Конструкция этого корпуса позволяет удобно монтировать транзистор в аппаратуре. Наличие гибких выводов и строгая цилиндрическая форма баллона позволяют монтировать транзистор непосредственно на печатную плату или фиксировать его в специальном гнезде. Кроме того, строгая цилиндрическая форма баллона позволяет надевать в случае необходимости специальный теплопровод, улучшая тем самым отвод тепла от прибора и увеличивая рассеиваемую мощность транзистора.

6-4. КОРПУС КТ-22

Корпус КТ-22, габаритные размеры которого даны на рис. 6-6 (ТО-5 — зарубежное обозначение), металлостеклянный, герметизируемый электроконтактной сваркой, аналогичен по своей конструк-

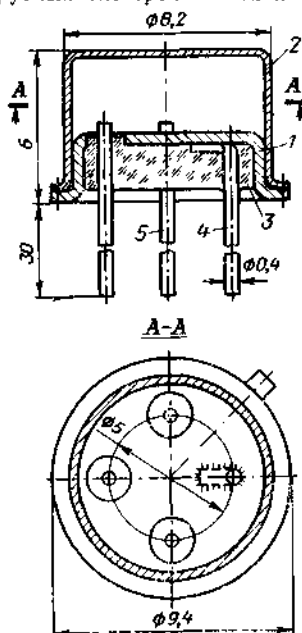


Рис. 6-6. Конструкция корпуса КТ-22.

1 — фланец; 2 — баллон; 3 — изолятор; 4, 5 — выводы.

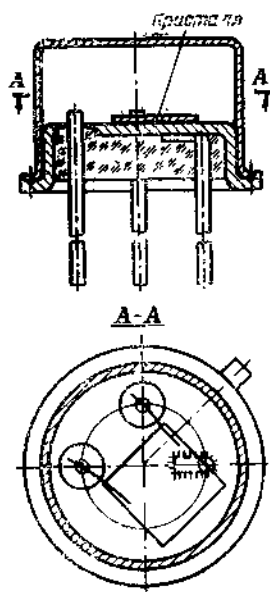


Рис. 6-7. Конструкция корпуса КТ-22. Вариант для монтажа кристалла непосредственно на фланец корпуса.

ния корпусу КТ-21 и имеет только несколько большие размеры. Его конструкция обладает такой же надежностью, отличается такой же простотой и технологичностью конструкции, как и корпуса КТ-21. В этом корпусе можно монтировать все существующие типы переходов маломощных транзисторов, а также кремниевые транзисторы средней мощности (до 5 вт) при условии использования дополнительного теплоотвода.

Возможность монтажа в корпусе планарной или сплавно-диффузионной структуры показана на рис. 6-7, когда кристалл своим

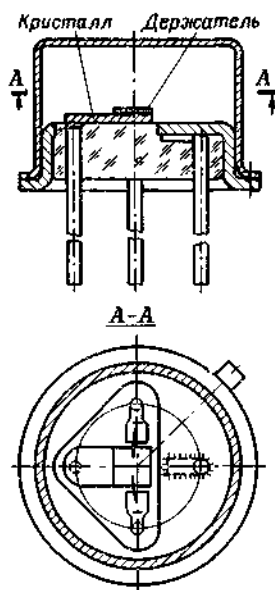


Рис. 6-8. Конструкция корпуса КТ-22. Вариант для монтажа кристалла на вывод корпуса.

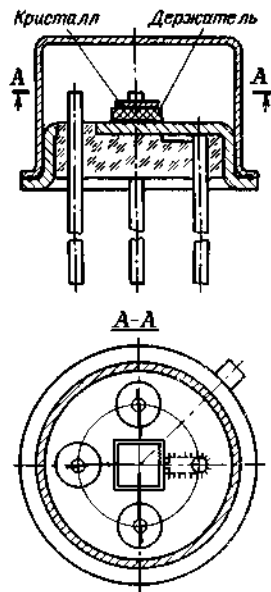


Рис. 6-9. Конструкция корпуса КТ-22. Вариант для монтажа кристалла на керамический держатель.

коллекторным электродом напаяется непосредственно на фланец основания. При этом кристалл может иметь максимальные размеры $3,5 \times 3,5$ мм.

Возможность монтажа в корпусе планарной или сплавно-диффузионной структуры, когда ее необходимо электрически изолировать от корпуса, показана на рис. 6-8. В этом случае кристалл напаяется на один из изолированных выводов, конец которого расплющен

Монтаж такой же структуры в корпусе с использованием кристаллодержателей из бериллиевой керамики, когда требуется улучшить условия отвода тепла от кристалла, показан на рис. 6-9.

Вариант монтажа в этом корпусе сплавного перехода с кристаллом размером $2,6 \times 2,6$ мм с помощью кристаллодержателя показан на рис. 6-10. Этот корпус, так же как и КТ-21, удобен для монтажа в нем всех типов кристаллов, монтажа транзисторов в аппаратуре, позволяет легко надевать на цилиндрическую часть баллона дополнительный тепловод.

Данный корпус нашел широкое применение за рубежом как для маломощных и средней мощности (до 5 Вт) транзисторов, так и для интегральных схем.

Недостатком корпусов КТ-21 и КТ-22 является возможность газовой выделению во внутренний объем корпуса при герметизации. Это недостаток всех горячесварных корпусов, но он преодолевается применением защиты сплавных и сплавнодиффузионных структур различными лаками, компаундами, цеолитом.

6-5. КОРПУС КТ-23

Корпус КТ-23 (ТО-60 — зарубежное обозначение) в основном варианте конструкции (рис. 6-11) представляет собой корпус с тремя изолированными выводами, направленными вверх относительно теплоотводящей плоскости фланца, герметизируемой электроконтактной сваркой. В этом варианте корпус используется для мощных ВЧ и СВЧ транзисторов с рассеиваемой мощностью до 45 Вт (для кремниевых транзисторов) и токами до 6 а.

Основной несущей деталью корпуса, которая служит для крепления в аппаратуре и отвода тепла от кристалла, является медный фланец 1, выполненный в виде болта с шестигранной головкой. К верхнему торцу шестигранника фланца твердым припоем типа ПСР72 припаиваются никелевое кольцо 4 и держатель 3 из бериллиевой керамики. На верхний торец держателя нанесен рисунок молибденом марганцевой металлизации, состоящий из трех отдельных изолированных частей (эмиттер, база, коллектор), к каждой из которых вертикально припаяны чистым серебром никелевые выводы 6 в виде «гвоздиков» шляпками вниз. Совокупность этих деталей составляет основание корпуса. Кольцо 4, на верхнем торце которого чеканится рельеф треугольного профиля со скруглением при вершине, служит для герметичного соединения основания с баллоном при помощи электроконтактной сварки, во время которой медный фланец 1 выполняет функции одного из электродов.

Держатель 3 выполнен из керамики «Брокерит-9» на основе ВеО.

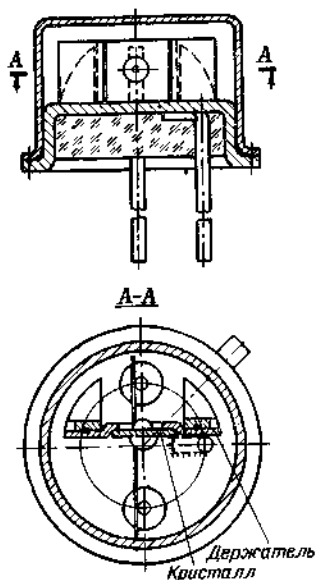


Рис. 6-10. Конструкция корпуса КТ-22. Вариант для монтажа кристалла сплавных транзисторов.

Все металлические поверхности основания гальванически покрываются золотом с подслоем никеля для обеспечения пайки кристалла эвтектикой золото—кремний и термокомпресси выводов, идущих от кристалла к выводам 6 основания.

Баллон корпуса, тоже металлокерамический, состоит из собственно баллона 2, изготавливаемого

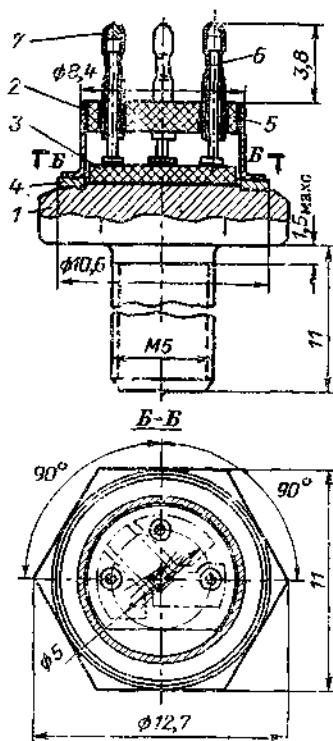


Рис. 6-11. Конструкция металлокерамического корпуса КТ-23. Вариант для мощных СВЧ транзисторов.

1 — фланец; 2 — баллон; 3 — держатель; 4 — кольцо; 5 — изолятор; 6 — вывод; 7 — трубка.

из никелевой или коваровой ленты, дном которого служит керамический изолятор 5, припаянный к баллону припоем ПСР72. Этот изолятор имеет три отверстия, в которые также припоем впаиваются никелевые тонкостенные (0,1 мм) трубки 7. Наружный конец трубок завальцован и запаян тем же припоем ПСР72. Изолятор 5 может быть изготовлен либо из алюмооксидной керамики, например 22ХС или М7, либо из форестеритовой керамики, например КВФ-4. Выбор керамики в качестве материала изолятора обусловлен тем, что керамика и ее спай с металлом по сравнению со стеклом обладают большей механической и термической прочностью.

После монтажа кристалла на основании баллон надевается на основание таким образом, что выводы 6 ножки проходят сквозь трубки баллона 7. Когда выполнено герметичное соединение баллона с основанием, трубки 7 пережимаются для обеспечения надежного электрического контакта с выводами.

Корпус КТ-23 может быть использован и для низкочастотных мощных транзисторов, если не требуется электрической изоляции кристалла от корпуса. Такой вариант конструкции показан на рис. 6-12. В этом случае держатель 3 изготавливается из металла, например молибдена, который припаивается к медному фланцу припоем ПСР72. Выводы 6 крепятся к основанию при помощи держателя 3, изготавливаемого из алюмооксидной или форестеритовой керамики. Керамический материал изолятора баллона может быть заменен стеклом, что упростит его производство.

Корпус КТ-23 полностью отвечает требованиям перспективного ряда. Его конструкция надежна, технологична, позволяет монтировать в корпусе все существующие типы структур мощных транзисторов. Особенно удобна конструкция этого корпуса для отвода тепла и монтажа приборов в аппаратуре.

6-6. КОРПУС КТ-24

Корпус КТ-24 (рис 6-13 и 6-14) (ТО-63, МТ-50 — зарубежные обозначения) предназначен для транзисторов с рассеиваемой мощностью до 200 *вт* и токами до 30 *а*. Он представляет собой металлокерамический корпус, герметизируемый электроконтактной сваркой, и имеет конструкцию, сходную с конструкцией корпуса КТ-23. Следует отметить, что для мощных транзисторов наиболее перспективной является именно такая конструкция корпуса, в которой основной несущей деталью является медный фланец 1 в виде болта с шестигранной, квадратной или цилиндрической с двумя лысками под ключ головкой. На верхнем торце этой головки размещаются все остальные детали корпуса, включая кристалл. При этом выводы корпуса направлены вверх по отношению к теплоотводящей плоскости фланца. Такая конструкция позволяет хорошо отводить тепло, так как фланец можно надежно, без перекоса, прижать к теплоотводу с помощью винта, и обеспечивает удобное присоединение к выводам корпуса, расположенным вверху над фланцем. Корпуса большинства зарубежных мощных транзисторов с рассеиваемой мощностью более 120 *вт* имеют такую конструкцию.

На рис. 6-13 показана конструкция корпуса КТ-24, предназначенная для мощного транзистора, кристалл которого может напаяться на фланец коллекторным электродом. На верхний торец фланца напаяют припой ПСР72 держатель 3 кристалла из молибдена, медные выводы 6 с керамическими держателями 9, на которых они крепятся на фланце, и никелевое кольцо 4 с вычеканенным рельефом треугольного профиля, предназначенным для соединения ножки с баллоном при помощи электроконтактной сварки. Совокупность этих деталей образует основание корпуса, все металлические поверхности которого гальванически покрыты золотом с подслоем никеля для обеспечения напайки кристалла 10 на держатель 3 эвтектикой золото—кремний и хорошего смачивания мягкими припоями выводов 6 основания.

Баллон корпуса состоит из собственно баллона 2, изготавливаемого из коваровой ленты, в дно которого припой ПСР72 впаян ке-

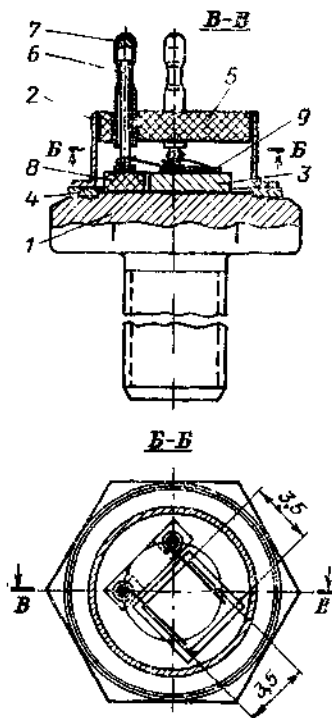


Рис. 6-12. Конструкция корпуса КТ-23. Вариант для монтажа кристаллов низкочастотных мощных транзисторов непосредственно на фланец.

рамический изолятор 5. Изолятор имеет два отверстия, в которые припоем ПСР72 впаиваются тонкостенные (0,15 мм) никелевые трубки 7, в наружные концы которых также припоем впаиваются наружные медные выводы 8 с овальными проушинами, необходимыми для монтажа прибора в аппаратуру. Все металлические поверхности баллона также позолочены.

Перед герметизацией баллон надевается на основание и сплавляется с трубчатыми выводами баллона мягким припоем, например

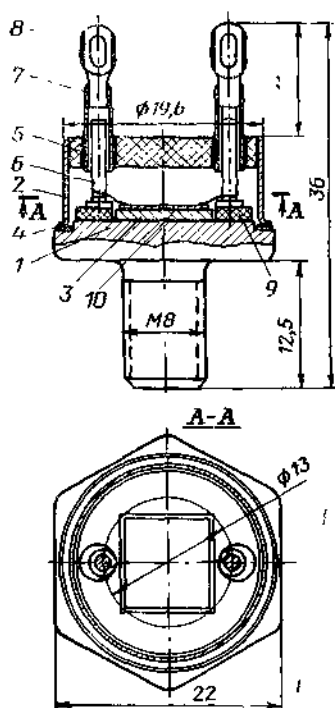


Рис 6-13. Конструкция корпуса КТ-24. Вариант для низкочастотных мощных транзисторов.

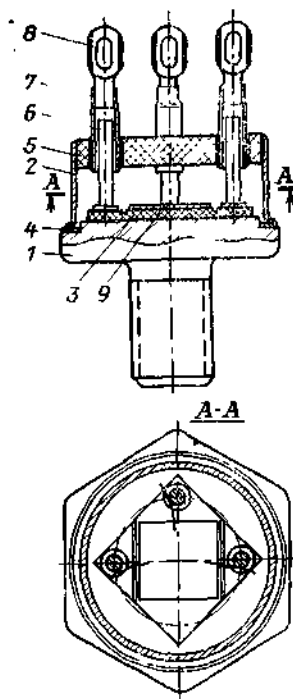


Рис. 6-14. Конструкция корпуса КТ-24. Вариант для высокочастотных мощных транзисторов с кристаллом, изолированным от корпуса.

ПОС-61, после чего производится герметизация.

На рис. 6-14 показан вариант конструкции корпуса КТ-24, обеспечивающий электрическую изоляцию кристалла. В этом случае держатель 3 кристалла изготавливается из бериллиевой керамики и он же является держателем выводов 6 основания, которые припаяются к нему припоем ПСР72. В остальном конструкция корпуса полностью идентична ранее описанной (см. рис. 6-13).

Корпус КТ-24 полностью отвечает требованиям перспективного ряда.

6-7. КОРПУС КТ-19

Корпус КТ-19 (рис. 6-15 и 6-16) представляет собой металло-стеклянную конструкцию, герметизируемую холодной сваркой. Он предназначен для мощных транзисторов с рассеиваемой мощностью до 250 вт и токами до 30 а.

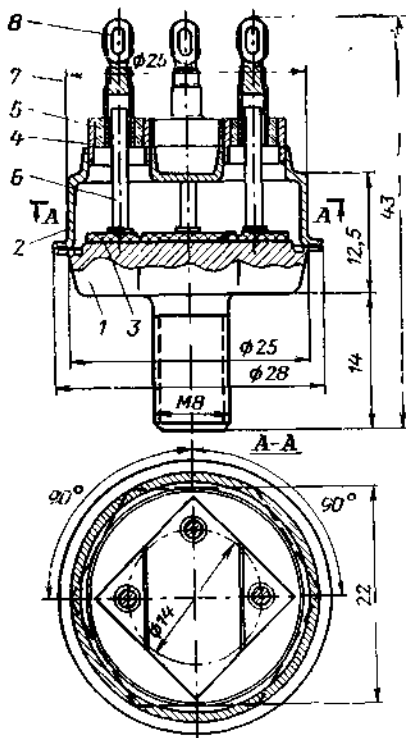


Рис. 6-15. Конструкция корпуса КТ-19. Вариант для высокочастотных транзисторов с кристаллом, изолированным от корпуса.

На рис. 6-15 показана конструкция корпуса, обеспечивающая электрическую изоляцию кристалла. Основание корпуса состоит из медного фланца 1 с винтом, держателя 3 из бериллиевой керамики и медных выводов 6, которые припаяны к металлизированным поверхностям держателя припоем ПСР72. Держатель припаян тем же припоем к верхнему торцу фланца. По периметру фланца имеются кольцевой буртик под холодную сварку и разгрузочная канавка, которая препятствует деформации фланца при холодной сварке.

Баллон корпуса представляет собой собственно баллон 2, изготавливаемый из медной ленты, с тремя отверстиями, в которые

твердым припоем ПСР50К впаиваются металлостеклянные изоляторы. Металлостеклянный изолятор состоит из коваровой втулки 4, изолятора 5 из стекла С49-2 и коваровой гребки 7, в наружный конец которой припоем ПСР50К впаивают медный наружный вывод корпуса 8 с овальными проушинами на конце. Соединение втулки 4 и гребки 7 со стеклом изолятора 5 осуществляется за счет металлостеклянного спая. Перед герметизацией баллон надевается на основание и припаивается мягким припоем, например ПОС-61, после чего производится герметизация корпуса.

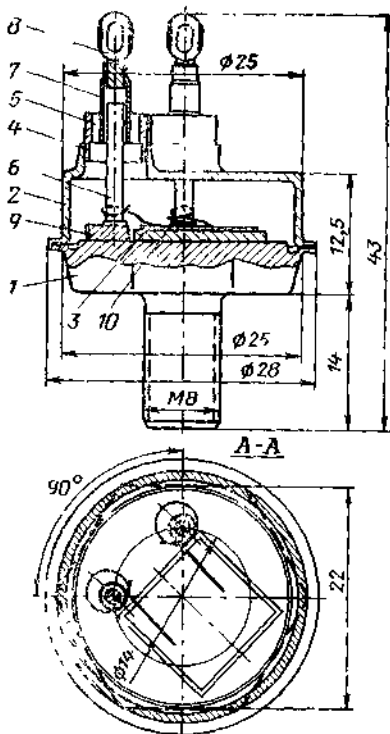


Рис. 6-16. Конструкция корпуса КТ-19. Вариант для низкочастотных мощных транзисторов.

ляет корпусу выдерживать многочисленные термоциклы без нарушения герметичности и появления трещин в стекле.

Втулка получила название упрочненно-эластичной потому, что в зоне металлостеклянного спая она имеет толстые стенки (около 1 мм), а в зоне контакта втулки с медью баллона — тонкие стенки (около 0,3 мм). При знакопеременных термических нагрузках в результате разности коэффициентов линейного расширения ковар и меди происходит деформация тонкой стенки втулки и напряжения, возникающие при этом из-за резкого перепада жесткости на границе двух стенок втулки, практически не передаются в зону металлостеклянного спая, что и обеспечивает высокую надежность корпуса. Эта конструктивная особенность дает корпусу КТ-19 большие преимущества по сравнению с выпускающимися промышленностью корпусами мощных транзисторов.

На рис. 6-16 показан вариант корпуса КТ-19, предназначенный для непосредственного контакта коллекторной области кристалла с фланцем. В этом случае держатель кристалла 3 изготавливается из металла с хорошей теплопроводностью и коэффициентом линейного расширения, близким к кремнию или германию, например, молибдена. А выводы 6 основания припаиваются к фланцу припоем ПСР72 через керамические держатели 9. В остальном эта конструкция корпуса полностью идентична варианту на рис. 6-15.

Важной конструктивной особенностью данного корпуса является наличие у него металлостеклянного изолятора с так называемой упрочненно-эластичной втулкой 4. Это позво-

Корпус КТ-19 полностью удовлетворяет требованиям перспективного ряда.

Наличие корпуса КТ-19 в перспективном ряду вместе с корпусом КТ-24, имеющим близкие параметры (200 *вт* и 30 *а*), объясняется тем, что корпус КТ-19 в ряде случаев имеет преимущества по сравнению с КТ-24. Например, КТ-19 имеет большую мощность рассеивания, больший внутренний полезный объем, что позволяет разместить в нем больший кристалл (11×11 *мм* против 9×9 *мм* в КТ-24); наличие металлостеклянного изолятора делает его более дешевым, а конструкция изолятора с упрочненно-эластичной втулкой позволяет приблизиться к надежности корпуса КТ-24 с точки зрения воздействия на корпус знакопеременных термических нагрузок.

Кроме корпусов, вошедших в перспективный ряд, в отечественной промышленности выпускается много типов других корпусов. Некоторые наиболее распространенные из них приведены в гл. 8.

6-8. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ТЕПЛОВЫХ СОПРОТИВЛЕНИИ МОЩНЫХ СВЧ ТРАНЗИСТОРОВ ПО УПРОЩЕННЫМ ЭКВИВАЛЕНТАМ

В дальнейшем перспективный ряд будет расширяться за счет новых корпусов и в первую очередь корпусов мощных ВЧ и СВЧ транзисторов. Разработка таких корпусов требует детальных расчетов тепловых сопротивлений (R_T) как самого корпуса, так и всего транзистора в целом, так как тепловое сопротивление зависит от геометрии источника тепла и площади теплового потока. В работах [Л. 204, 205] дается методика расчета тепловых сопротивлений мощных СВЧ транзисторов, которая полностью пригодна и для расчета R_T низкочастотных мощных транзисторов. Она позволяет рассчитывать R_T как самого транзистора, так и его корпуса.

Выделение тепла в транзисторе происходит в основном на коллекторном *p-n* переходе по конфигурации эмиттера. Глубина залегания коллекторного перехода очень мала, и можно принять, что источник тепла расположен на поверхности полупроводникового кристалла.

Для мощных СВЧ транзисторов, работающих в стационарном режиме, принята тепловая модель — многослойная ограниченная пластина со сложным источником тепла на одной поверхности и теплоотводом на противоположной. Точный расчет этой модели затруднен, так как необходимо решать трехмерное уравнение Лапласа. Поэтому расчет R_T модели производится с помощью вспомогательных эквивалентов, позволяющих свести трехмерную задачу к одномерной.

Далее приводится этот метод расчета.

6.9. ПОСТРОЕНИЕ ВСПОМОГАТЕЛЬНОГО ЭКВИВАЛЕНТА

Если простые источники, составляющие сложный источник, одинаково прямоугольны и расположены в виде правильной прямоугольной сетки, то вспомогательный эквивалент представляет собой многогранник. Верхними гранями этого многогранника служат простые источники, нижняя грань (или грани) параллельна верхней и отстоит от нее на расстоянии $L_{\text{макс}}$, которое определяется проводимостью $\Sigma \lambda l$ и сопротивлением $\Sigma \frac{l}{\lambda}$ всех слоев.

Боковые грани многогранника наклонены под углами $90^\circ - \beta$ и $90^\circ - \alpha$ к плоскостям верхней и нижней грани или «вертикальны», если они лежат в плоскостях, ограничивающих пластину. Последние не пересекают вспомогательный эквивалент. «Горизонтальные», параллельные верхним и нижней граням сечения вспомогательного эквивалента, представляют собой прямоугольники, стороны которых, если их концы лежат на наклонных гранях, равны максимальной из величин

$$C + 2L \operatorname{tg} \beta$$

и

$$2L \operatorname{tg} \alpha,$$

где L — расстояние от верхней грани до сечения; C — постоянная для данной стороны в некотором интервале изменений функции L .

Если же один из концов стороны сечения лежит на вертикальной грани, то эта сторона равна максимальной из величин

$$C + L \operatorname{tg} \beta$$

и

$$L \operatorname{tg} \alpha.$$

Если источник имеет форму круга или кольца, можно строить вспомогательные эквиваленты в виде тел вращения вокруг оси z , проходящей через центр источника и перпендикулярной его плоскости. Геометрия таких вспомогательных эквивалентов определяется их осевым сечением, которое строится так же, как сечения для прямоугольного источника.

В табл. 6-2 приведены углы для построения вспомогательных эквивалентов.

Таблица 6-2

Форма источника	Источник с постоянной плотностью тока				Изотермический источник	
	по $T_{\text{ср}}$		по $T_{\text{макс}}$		$\operatorname{tg} \beta$	$\operatorname{tg} \alpha$
	$\operatorname{tg} \beta$	$\operatorname{tg} \alpha$	$\operatorname{tg} \beta$	$\operatorname{tg} \alpha$		
Квадрат	0,704	1,505	0,234	1,505	0,947	1,500
Полоса	0,752	1,571	0,287	1,571	1,015	1,571
Прямоугольник	0,720	1,527	0,252	1,527	0,970	1,527
Круг	0,745	1,699	0,256	1,699	1,007	1,699
Кольцо	0,748	1,656	0,266	1,656	1,010	1,656

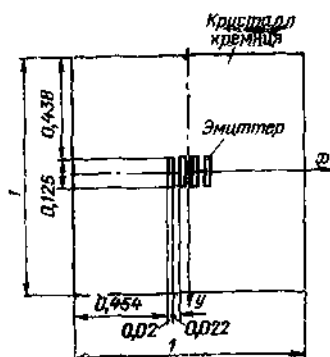


Рис. 6-17. Эмиттерная структура мощного СВЧ транзистора.

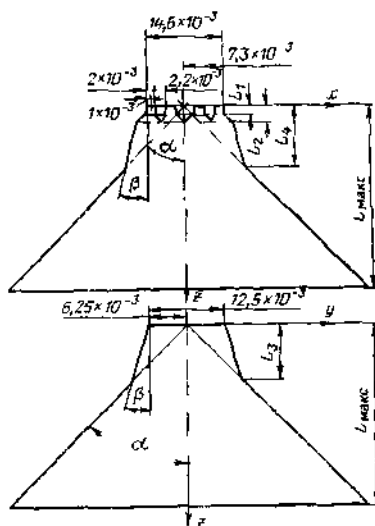


Рис. 6-18. Два сечения вспомогательного эквивалента мощного СВЧ транзистора (размеры в сантиметрах).

Для примера на рис. 6-17 показана эмиттерная структура мощного СВЧ транзистора, а на рис. 6-18 — два сечения (по x — x и y — y) его вспомогательного эквивалента.

6-10. ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ

Вклад каждого слоя в тепловое сопротивление пластины определяется по формуле

$$\Delta R_T = \frac{1}{\lambda} \int_{z \uparrow}^{z \downarrow} \frac{dz}{S_{\text{многосл}}(z)}, \quad (6-1)$$

где λ — теплопроводность слоя; z — текущая координата, т. е. расстояние до плоскости источника.

Стрелки означают, что величина относится к верхней (\uparrow), ближайшей к источнику, или нижней (\downarrow) границе данного слоя.

$S_{\text{многосл}}(z)$ — функция, определяемая равенством

$$S_{\text{многосл}}(z) = S(L), \quad (6-2)$$

где $S(L)$ — площадь сечения вспомогательного эквивалента с координатой L :

$$L(z) = \sqrt{\int_0^z \lambda(n) dn \int_0^z \frac{dn}{\lambda(n)}}. \quad (6-3)$$

В наших задачах каждый слой однороден, поэтому интеграл в формуле (6-3) превращается в суммы и для какой-либо границы между слоями z принимает вид

$$L = \sqrt{\sum \lambda l \sum \frac{l}{\lambda}}, \quad (6-4)$$

где l и λ — толщины и теплопроводности слоев, а суммирование производится по всем слоям, лежащим между источником и данной границей.

Введем для данного однородного слоя характеристику σ :

$$\sigma = \left(\frac{\frac{1}{\lambda} \sum \lambda_i l_i - \lambda \sum \frac{l_i}{\lambda_i}}{2} \right)^2, \quad (6-5)$$

где λ — теплопроводность данного слоя, а величины с индексом i относятся ко всем слоям, лежащим между источником и данным слоем.

Из формулы (6-3) следует, что

$$dz = \frac{L dz}{\sqrt{z^2 + \sigma}}. \quad (6-6)$$

Подставив равенства (6-2) и (6-6) в (6-1), получим

$$\Delta R_T = \frac{1}{\lambda} \int_{L \uparrow}^{L \downarrow} \frac{L dL}{\sqrt{L^2 + \sigma} S(L)} \quad (6-7)$$

Аналитическое выражение $S(L)$ существует лишь для отдельных участков вспомогательного эквивалента, где нет пересечений и излома боковых поверхностей. Для практических расчетов, кроме слоев разных материалов, нужно дополнительно выделить подслои, где $S(L)$ имеет аналитическое выражение, и рассчитывать ΔR_T для каждого такого подслоя отдельно.

Аналитические выражения интеграла (6-7) очень громоздки и неудобны для расчета, поэтому введены более удобные аппроксимации, основанные на допущении, что $S(L)$ — неубывающая функция.

Тогда

$$\Delta R_{T, \text{всрхн}} \approx \Delta R_T \approx \Delta R_{T, \text{нижн}}, \quad (6-8)$$

где

$$\Delta R_{T, \text{всрхн}} = \frac{V L^2 \downarrow + \sigma - V L^2 \uparrow + \sigma}{\lambda} \gamma; \quad (6-9)$$

$$\Delta R_{T, \text{нижн}} = \frac{V(L \uparrow + t)^2 + \sigma - V L^2 \uparrow + \sigma}{\lambda S \uparrow}; \quad (6-10)$$

$$\gamma = \frac{1}{L \downarrow - L \uparrow} \int_{L \uparrow}^{L \downarrow} \frac{dL}{S(L)}; \quad (6-11)$$

$$t = \gamma(L \downarrow - L \uparrow) S \uparrow. \quad (6-12)$$

Если S имеет форму прямоугольника, стороны которого A и B линейно зависят от L , то γ принимает вид

$$\gamma = \frac{f(u)}{V(A \uparrow B \downarrow)(A \downarrow B \uparrow)}, \quad (6-13)$$

где

$$u = \frac{A \uparrow B \downarrow}{A \downarrow B \uparrow}; \quad (6-14)$$

$$f(u) = \frac{\ln u}{\sqrt{u} - \frac{1}{\sqrt{u}}}. \quad (6-15)$$

— функция, график которой представлен на рис. 6-19.

Расчет производится в следующем порядке:

1. По формуле (6-4) определяем L для границ между разнородными слоями (в рассматриваемом примере этих слоев девять; их толщины и теплопроводность указаны в первой и второй графах (табл. 6-3)).

2. По формуле (6-5) определяем σ для этих слоев.

3. Строим вспомогательный эквивалент (см рис. 6-18) и из его геометрии находим все L в местах излома и пересечений боковых поверхностей.

Найденные в пп 1 и 3 цифры вносим в табл. 6-2 в порядке их возрастания. Каждая графа этой таблицы содержит значение обозначенной наверху величины. Каждая горизонтальная черта соответствует границе между слоями. Первая черта под бук-

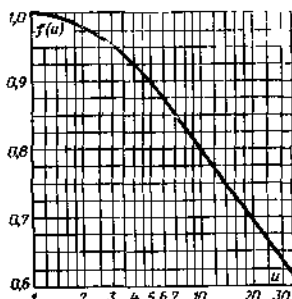


Рис. 6-19. График зависимости $f(u)$.

венными обозначениями соответствует поверхности, на которой расположен источник, нижняя — теплоотводящей поверхности.

Каждая строчка соответствует слою. Поэтому величины, характеризующие слой, удобно записывать в строке, а величины, характеризующие границы слоев, — на соответствующей черте.

Значения λ , λ , σ разбиты только на разнородные слои.

4. Из геометрии вспомогательного эквивалента вычисляем стороны сечений A и B . Записываем полученные значения на соответствующих горизонталях таблицы.

5. Находим для каждого слоя $\sqrt{L^2 + \sigma}$ и $\sqrt{L^2 + \sigma}$. Их значения вносим в графу таблицы и соответствующие строчки, но одно значение выше (\uparrow), другое ниже (\downarrow). Если соседние слои имеют одно и то же σ (т. е. являются подслоями однородного слоя), то значение $\sqrt{L^2 + \sigma}$ на границе между ними получается общим и его удобно записать на соответствующей горизонтали.

6. Рассчитываем и заносим в соответствующие строчки $A\downarrow B\uparrow$, $A\uparrow B\downarrow$, и — по формуле (6-14), $f(u)$ — по графику на рис. 6-19, γ — по формуле (6-13), t — по формуле (6-12) (здесь $S\uparrow = A\uparrow B\downarrow$), $\Delta R_{т.верхн}$ — по формуле (6-9) и $\Delta R_{т.нижн}$ — по формуле (6-10).

Для всех подслоев верхнего слоя ($\sigma=0$) всегда

$$\Delta R_{т.верхн} = \Delta R_{т.нижн} = \Delta R_{т.}$$

поэтому величину t рассчитывать не нужно, а графы $\Delta R_{т.верхн}$ и $\Delta R_{т.нижн}$ объединяются.

7. Находим общие $R_{т.верхн}$ и $R_{т.нижн}$ по термоэквивалентной схеме (рис. 6-20), отражающей соединения различных участков вспомогательного эквивалента:

$$R_{т.верхн} = 36,68 \text{ град/вт};$$

$$R_{т.нижн} = 36,63 \text{ град/вт}.$$

8. Находим $R_{т}$ как среднее арифметическое этих величин:

$$R_{т} = \frac{R_{т.верхн} + R_{т.нижн}}{2} = 36,65 \text{ град/вт}.$$

9. Находим относительную погрешность усреднения:

$$\epsilon = \frac{R_{т.верхн} - R_{т.нижн}}{2R_{т}} \cdot 100 = 0,07\%.$$

Если эта погрешность окажется большой, ее можно уменьшить, разбив слои, в которых велика разность $\Delta R_{т.верхн} - \Delta R_{т.нижн}$, на дополнительные подслои.

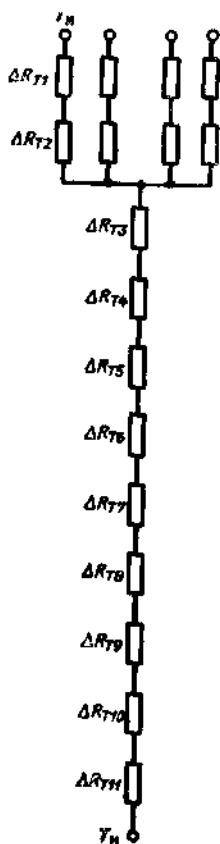


Рис. 6-20. Термоэквивалентная схема соединения сопротивлений участков вспомогательного эквивалента.

Таблица 6-3

Материал	$\lambda, \frac{\text{см}}{\text{сек}} \times 10^8$	$l \cdot 10^3, \text{см}$	$\sigma \cdot 10^4, \text{см}^2$	$L \cdot 10^3, \text{см}$	$\sqrt{L^2 + \sigma \cdot 10^3}, \text{см}$	$A \cdot 10^3, \text{см}$	$B \cdot 10^3, \text{см}$	$A \cdot B \cdot 10^6, \text{см}^2$	$A \cdot B \cdot 10^6, \text{см}^2$	u	$f(u)$	$\gamma \cdot 10^{-3}, \text{см}^{-2}$	$r \cdot 10^3, \text{см}$	$\Delta R \text{ в } \frac{\text{мм}}{\text{град}}, \text{град/см}$	$\Delta R \text{ в } \frac{\text{мм}}{\text{град}}, \text{град/см}$
				0,784	0,784	12,89	2,39	0,026 0,032	0,029 0,054	1,15 1,7	0,998 0,98	35,64 23,90	—	23,28 11,77	
Si	1,2 (100°C)	20	0	1,375 4,90 6,32	1,375 4,9 6,32	13,19 14,97 19,29	4,2 16,8 19,29	0,251 0,358 1,178	0,245 0,289 1,178	1,02 1,24 1	1 0,995 1	4,03 3,09 0,849	— — —	11,84 3,65 9,68	
Al-Si	2,46	3	244	20 23,69	25,38 28,38 26,03	61,08 72,35	61,08 72,35	4,420	4,420	1	1	0,226	3,111	0,274	0,275
Ni	0,85	0,5	117,93	24,41	26,72 24,65	74,55	74,55	5,331	5,331	1	1	0,186	0,701	0,144	0,144
Mo-Mn	1,5	4	11,93	28,45	28,66 29,20	86,89	86,89	6,477	6,477	1	1	0,154	3,458	0,411	0,412
BeO	1,67	100	43,01	129,0	129,20 129,24	394,06	394,06	34,235	34,235	1	1	0,029	22,02	1,721	1,736
Co-Mn	1,5	4	53,3	132,11	132,31 159,19	403,46	403,46	158,96	158,96	1	1	0,0063	3,013	0,0219	0,0129
Ni	0,85	0,5	7 888	132,92	159,86 169,67	405,94	405,94	163,78	163,78	1	1	0,0061	0,804	0,0048	0,0048
ПСР72	3	5	8 146	140,0	136,57 197,95	427,56	427,56	173,56	173,56	1	1	0,0053	6,72	0,0113	0,0113
Cu	3,9	300	19 584	477,8	498,80	1 459	1 459	623,81	623,81	1	1	0,0016	98,80	0,111	0,123

ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА ТРАНЗИСТОРОВ

7-1. ПРИМЕР РАСЧЕТА ГЕРМАНИЕВОГО СПЛАВНОГО ТРАНЗИСТОРА ТИПА $p-n-p$

Данные к расчету

Транзистор германиевый сплавной (рис. 7-1):

$$\begin{aligned} U_{\kappa} &= -5 \text{ в}; & \rho_{\delta} &= 0,003 \text{ ом}\cdot\text{см}; \\ I_{\delta} &= 0,5 \text{ мА}; & L_{\delta} &= 5 \text{ мкм}; \\ \omega_1 &= 50 \text{ мкм}; & \rho_{\delta} &= 1,5 \text{ ом}\cdot\text{см}; \\ \omega_2 &= 80 \text{ мкм}; & \tau_{\delta}^p &= 30 \text{ мксек}; \\ \omega_3 &= 150 \text{ мкм}; & \rho_{\kappa} &= 0,003 \text{ ом}\cdot\text{см}; \\ R_{\delta} &= 0,35 \text{ мм}; & L_{\kappa} &= 5 \text{ мкм}; \\ R_{\kappa} &= 0,55 \text{ мм}; & s &= 1200 \text{ см/сек}. \end{aligned}$$

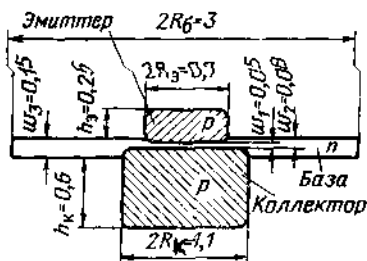


Рис. 7-1. Структура $p-n-p$ перехода рассчитываемого сплавного транзистора.

Диаметр кристалла германия равен 3 мм.

1. Расчет α

$$\alpha = \gamma \beta \alpha_1.$$

а) Расчет γ

$$\gamma = 1 - \frac{\mu_{n\delta} \mu_{p\delta} \rho_{\delta} \omega_1}{\mu_{n\delta} \mu_{p\delta} \rho_{\delta}^2 L_{\delta}}.$$

Из рис. 1-4 и выражения (1-45)

$$\begin{aligned} N_{\delta} &= \rho_{\delta} = 6 \cdot 10^{18} \text{ 1/см}^3; \\ N_{\kappa} &= \rho_{\kappa} = 6 \cdot 10^{18} \text{ 1/см}^3; \\ N_{\delta} &= \rho_{\delta} = 1,1 \cdot 10^{15} \text{ 1/см}^3. \end{aligned}$$

Из рис. 1-1

$$\begin{aligned} \mu_{n\delta} &= 3800 \text{ см}^2/(\text{в}\cdot\text{сек}); & \mu_{p\delta} &= 1800 \text{ см}^2/(\text{в}\cdot\text{сек}); \\ \mu_{n\kappa} &= 500 \text{ см}^2/(\text{в}\cdot\text{сек}); & \mu_{p\kappa} &= 230 \text{ см}^2/(\text{в}\cdot\text{сек}). \end{aligned}$$

$$\gamma = 1 - \frac{500 \cdot 230 \cdot 0,003 \cdot 5 \cdot 10^{-3}}{3800 \cdot 1800 \cdot 1,5 \cdot 5 \cdot 10^{-4}} = 0,99967 \approx 1.$$

б) Расчет β

$$1 - \beta = \frac{sA_s w_1}{D_p A_s} + \frac{1}{2} \left(\frac{w_1}{L_s} \right)^2;$$

$$A_s = \pi R_s^2 = 3,14 \cdot 0,035^2 = 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2;$$

$$A_s \approx 2\pi R_s W_1 = 3,14 \cdot 0,035 \cdot 5 \cdot 10^{-3} = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2;$$

$$L_s = \sqrt{D_s \tau_s} = \sqrt{44 \cdot 30 \cdot 10^{-8}} = 3,6 \cdot 10^{-2};$$

$$1 - \beta = \frac{1 \cdot 200 \cdot 1,1 \cdot 10^{-3} \cdot 5 \cdot 10^{-3}}{44 \cdot 3,8 \cdot 10^{-3}} + \frac{1}{2} \left(\frac{5 \cdot 10^{-3}}{3,6 \cdot 10^{-2}} \right)^2 = 0,048;$$

$$\beta = 1 - 0,048 = 0,952.$$

в) Расчет α_2

$$\alpha_2 = M \alpha^*; \quad M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_{\kappa}}{U_{\text{пл}01}} \right)^n};$$

$n = 3$ для германиевых транзисторов $p-n-p$ типа;

$$U_{\text{пр}05} = 83,4 \rho_0^{0,61} = 83,4 \cdot 1,5^{0,61} = 106 \text{ в};$$

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{5}{106} \right)^3} \approx 1; \quad \alpha^* = 1 + \frac{\gamma}{2} \cdot \frac{\rho_{\kappa}^2}{\rho_s^2}.$$

Для транзисторов $p-n-p$ типа

$$\eta = \frac{(b+1)^2}{b} = 4,58;$$

$$\alpha^* = 1 + 4,58 \cdot \frac{(2 \cdot 10^{-3})^2}{47^2} \approx 1;$$

$$\alpha_1 = 1 \cdot 1 = 1;$$

$$\alpha = \gamma \beta \alpha_2 \approx 1,0 \cdot 0,952 \cdot 1,0 \approx 0,952.$$

2. Расчет сопротивления эмиттера

$$r'_s = \frac{kT}{qI_s} = \frac{0,026}{5 \cdot 10^{-4}} = 52,0 \text{ ом};$$

$$r''_s = \frac{r'_s (1 - \beta)}{(1 - \alpha) + (1 - \beta)} = \frac{52,0 \cdot 0,048}{0,048 + 0,048} = 26 \text{ ом}.$$

3. Расчет сопротивления базы

$$r''_b = \frac{r'_s}{2(1 - \beta) + (1 - \gamma)} = \frac{52,0}{2 \cdot 0,048 + 0} = 523 \text{ ом};$$

$$r''_b = 523 \text{ ом};$$

$$r'_b = \rho_b \left(\frac{1}{8\pi w_1} + \frac{1}{2\pi w_2} \ln \frac{d_{\kappa}}{d_s} + \frac{1}{2\pi w_3} \ln \frac{d_b}{d_{\kappa}} \right) \approx$$

$$= 1,5 \left(\frac{1}{8 \cdot 3,14 \cdot 5 \cdot 10^{-3}} + \frac{1}{2 \cdot 3,14 \cdot 8 \cdot 10^{-3}} \ln \frac{1,1}{0,7} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2 \cdot 3,14 \cdot 15 \cdot 10^{-3}} \ln \frac{3}{1,1} \right) = 41,5 \text{ ом};$$

$$r_b = r'_b + r''_b = 41,5 + 523 \approx 565 \text{ ом}.$$

4. Расчет сопротивления коллектора

$$\frac{1}{r_k} = - \frac{I_0}{w_1} \left[2(1-\beta) + (1-\gamma) \right] \frac{\partial w}{\partial U_k};$$

для сплавных транзисторов $\frac{\partial w}{\partial U_k} = \frac{d}{2|U_k|}$;

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 U_k}{qN_0}} = \sqrt{2\epsilon\epsilon_0 U_k \mu_0} = \sqrt{2 \cdot 16 \cdot 8,86 \cdot 10^{-14} \cdot 5 \cdot 3600 \cdot 1,5} = 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ см};$$

$$E_{\text{макс}} = \frac{2U_k}{d} = 36 \text{ кВ/см};$$

$$\frac{1}{r_k} = \frac{15 \cdot 10^{-4}}{5 \cdot 10^{-3}} (2,048 + 0) \frac{2,8 \cdot 10^{-4}}{2,5} \approx 2,84 \cdot 10^{-7} \text{ ом}^{-1};$$

$$r_k = \frac{1}{2,84 \cdot 10^{-7}} = 3,50 \cdot 10^6 \text{ ом}.$$

5. Вычисленные диффузионных емкостей

$$C_{дк} = I_0 \frac{w_1}{D_0} \cdot \frac{\partial w}{\partial U_k} = 5 \cdot 10^{-4} \frac{5 \cdot 10^{-3}}{44} \cdot 2,87 \cdot 10^{-5} = 1,64 \text{ пф};$$

$$C_{дв} = \frac{qI_0 w_1^2}{2kTD_0} = \frac{5 \cdot 10^{-4} \cdot 25 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 0,026 \cdot 44} = 5550 \text{ пф}.$$

6. Вычисленные емкостей переходов

$$n_0 = \frac{n_i^2}{p_0} = \frac{6,25 \cdot 10^{20}}{6,0 \cdot 10^{18}} = 1,04 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3};$$

$$p_0 = \frac{n_i^2}{n_0} = \frac{6,25 \cdot 10^{20}}{1,16 \cdot 10^{15}} = 5,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3};$$

$$n_k = \frac{n_i^2}{p_k} = \frac{6,25 \cdot 10^{20}}{6 \cdot 10^{18}} = 1,04 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3};$$

$$\varphi_{кв} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_k}{p_0} = 0,026 \ln \frac{6 \cdot 10^{18}}{5,4 \cdot 10^{11}} = 0,42 \text{ в};$$

$$C_{вк} = A_k \left[\frac{\epsilon\epsilon_0 q N_0}{2(\varphi_{кв} - U_k)} \right]^{1/2};$$

$$A_k = \pi R_k^2 = \pi \cdot 0,055^2 = 9,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2;$$

$$C_{вк} = 9,5 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{16 \cdot 8,86 \cdot 10^{-14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,16 \cdot 10^{15}}{2(5 + 0,42)}} = 47 \text{ пф};$$

$$C_{вв} = A_v \left[\frac{\epsilon\epsilon_0 q N_0}{2(\varphi_{вв} - U_v)} \right]^{1/2};$$

$$\varphi_{вв} - U_v = \frac{kT}{q} \ln \frac{r p_0}{p_{0v}};$$

$$\beta_{\text{с.о.}} = \frac{I_0 \omega_1}{A_0 D_p q} = \frac{0,5 \cdot 10^{-2} \cdot 5 \cdot 10^{-2}}{3,8 \cdot 10^{-2} \cdot 44 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 9,4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2};$$

$$\varphi_{\text{с.о.}} - U_0 = 0,026 \ln \frac{6 \cdot 10^{12}}{9,4 \cdot 10^{12}} \approx 0,3 \text{ в};$$

$$A_0 = \pi R_0^2 = \frac{\pi \cdot 7^2 \cdot 10^{-4}}{4} \approx 3,9 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2; ;$$

$$C_{\text{с.о.}} = 3,9 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{16,8,86 \cdot 10^{-14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,16 \cdot 10^{15}}{2 \cdot 0,3}} = 81 \text{ пф.}$$

7. Вычисление граничной частоты
Для германиевых транзисторов *p-n-p* типа

$$f_{\alpha} = \frac{17}{\omega_1^2} = \frac{17}{(5 \cdot 10^{-2})^2} = 680 \cdot 10^2 \text{ гц.}$$

8. Вычисление максимальной частоты генерации

$$f_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{f_{\alpha}^2 \alpha_0}{30 r_0 C_{\text{в.к}}}} = \sqrt{\frac{680 \cdot 10^2 \cdot 0,952}{30 \cdot 42 \cdot 47 \cdot 10^{-12}}} = 3,38 \cdot 10^6 \text{ гц.}$$

9. Расчет длин Дебая

$$L_{Dk} = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 \frac{kT}{q}}{q N_{\text{в.к}}}} = \sqrt{\frac{16,8,86 \cdot 10^{-14} \cdot 0,026}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 6 \cdot 10^{18}}} = 1,95 \cdot 10^{-7} \text{ см};$$

$$L_{D6} = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 \frac{kT}{q}}{q N_{\text{п.6}}}} = \sqrt{\frac{16,8,86 \cdot 10^{-14} \cdot 0,026}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,6 \cdot 10^8}} = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ см.}$$

10. Вычисление обратных токов
Обратные токи, определяемые объемной рекомбинацией:

$$\begin{aligned} I_{\text{квв}} &= \frac{kT b \sigma_i^2}{q(1+b)^2} \left[\frac{(A_K - A_0) \omega_2}{\sigma_0 L_0^2} + \frac{A_0 \omega_1}{\sigma_0 L_0} + \frac{A_K}{\sigma_K L_K} \right] = \\ &= \frac{0,026 \cdot 0,22}{47^2} \left[\frac{(9,5 \cdot 10^{-2} - 3,8 \cdot 10^{-2}) \cdot 8 \cdot 10^{-2} \cdot 1,5}{(3,6 \cdot 10^{-2})^2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{3,8 \cdot 10^{-2} \cdot 5 \cdot 10^{-2} \cdot 1,5}{(3,6 \cdot 10^{-2})^2} + \frac{9,5 \cdot 10^{-2}}{5 \cdot 10^{-4}} \right] \approx 0,33 \cdot 10^{-6} \text{ а,} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_{\text{квв}} &= \frac{A_0 kT b \sigma_i^2}{q(1+b)^2} \left[\frac{\omega}{\sigma_0 L_0^2} + \frac{1}{\sigma_0 L_0} \right] = \frac{3,8 \cdot 10^{-2} \cdot 0,026 \cdot 0,22}{47^2} \times \\ &\quad \times \left[\frac{5 \cdot 10^{-2} \cdot 1,5}{(3,6 \cdot 10^{-2})^2} + \frac{0,003}{5 \cdot 10^{-4}} \right] = 0,11 \cdot 10^{-6} \text{ а.} \end{aligned}$$

Обратные токи, определяемые поверхностной рекомбинацией;

$$I_{\text{кос}} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{\rho_6}{\rho_i^2} \cdot \frac{b}{(b+1)^2} \pi \omega \left[1 + \frac{2R_{\text{к}}}{L_{\text{б.эфф}}} + \frac{1}{2} \cdot \frac{R_{\text{к}}^2 - R_{\text{э}}^2}{L_{\text{б.эфф}}^2} \right];$$

$$L_{\text{б.эфф}} = \sqrt{D_6 \tau_{\text{эфф}}}; \quad \frac{1}{\tau_{\text{эфф}}} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_s};$$

$$\tau_s = \frac{\omega_1}{2s} = \frac{5 \cdot 10^{-8}}{2 \cdot 1200} = 2,1 \cdot 10^{-6} \text{ сек};$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{эфф}}} = \frac{1}{30 \cdot 10^{-6}} + \frac{1}{2,1 \cdot 10^{-6}} = \frac{1}{1,95 \cdot 10^{-6}} \text{ сек}^{-1};$$

$$\tau_{\text{эфф}} = 1,95 \cdot 10^{-6} \text{ сек};$$

$$L_{\text{б.эфф}} = \sqrt{44 \cdot 1,95 \cdot 10^{-6}} = 9,3 \cdot 10^{-3} \text{ см};$$

$$I_{\text{кос}} = \frac{0,026 \cdot 1,5 \cdot 0,22 \cdot 3,14 \cdot 5 \cdot 10^{-3}}{47^2} \left[1 + \frac{0,11}{9,3 \cdot 10^{-3}} + \frac{1}{8} \times \right. \\ \left. \times \frac{0,11^2 - 0,07^2}{(9,3 \cdot 10^{-3})^2} \right] = 1,42 \cdot 10^{-6} \text{ а};$$

$$I_{\text{к0}} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{\rho_6}{\rho_i^2} \cdot \frac{b\omega}{(b+1)^2} \left(1 + \frac{2R_{\text{э}}}{L_{\text{б.эфф}}} \right) = \\ = \frac{0,026 \cdot 1,5 \cdot 0,22 \cdot 3,14 \cdot 5 \cdot 10^{-3}}{47^2} \left(1 + \frac{0,07}{9,3 \cdot 10^{-3}} \right) = 0,52 \cdot 10^{-6} \text{ а};$$

$$I_{\text{к0}} \approx I_{\text{кос}} = 1,41 \text{ мка};$$

$$I_{\text{э0}} = I_{\text{к0}} = 0,52 \approx 0,5 \text{ мка}.$$

Ток генерации в запорном слое коллектора

$$I_{\text{рг}} = -qd \frac{n_i}{2\tau_0} A_{\text{к}} = -1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2,8 \cdot 10^{-3} \frac{2,5 \cdot 10^{13}}{2 \cdot 30 \cdot 10^{-6}} \cdot 9,5 \cdot 10^{-2} = \\ = 0,18 \cdot 10^{-6} \text{ а} = 0,18 \text{ мка};$$

$$\frac{I_{\text{рг}}}{I_{\text{к0}}} = \frac{0,18}{1,7} \approx 0,11.$$

II. Определение пробивных напряжений

Напряжение лавинного пробоя

$$U_{\text{проб}} = 106 \text{ в (см. п. I, в)}$$

Напряжение прокола

$$U_{\text{прок}} = \frac{\omega_{\text{мин}}^2}{2\epsilon\epsilon_0 \mu_0 \rho_6}.$$

Для сплавных транзисторов малой мощности вследствие неравномерного фронта впаивания

$$\omega_{\text{мин}} \approx \frac{\omega_1}{3} = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{3};$$

$$U_{\text{прок}} = \frac{\left(\frac{5}{3} \cdot 10^{-3} \right)^2}{2 \cdot 16,8 \cdot 86 \cdot 10^{-14} \cdot 3 \cdot 600 \cdot 1,5} = 182 \text{ в}.$$

Предельно допустимое напряжение, соответствующее $\alpha=1$,

$$U_{\alpha} = \frac{U_{\text{пр}0^4}}{\sqrt[3]{\alpha_{\text{к.б.п}}}};$$

$$\alpha_{\text{к.б.п}} = \frac{\alpha}{1-\alpha} = \frac{0,952}{0,048} = 19,8; \quad \alpha_{\text{к.б.п}} = 19,8;$$

$$U_{\alpha} = \frac{106}{\sqrt[3]{19,8}} = 38,8 \approx 39 \text{ в.}$$

Зинеровское пробивное напряжение

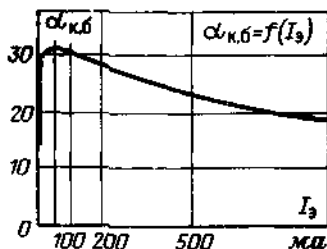
$$U_Z = 99p_n + 48p_p = 99 \cdot 1,5 + 48 \text{ в.}$$

Минимальное предельное напряжение определяется величиной $U_{\alpha} = 39 \text{ в.}$

12. Расчет зависимости $\alpha_{\text{к.б}} = f(I_0)$ (рис. 7-2)

$$\frac{1}{\alpha_{\text{к.б}}} = 1 - \alpha = \frac{sA_s w_1}{A_0 D_0} g(Z) + \frac{\sigma_0 w_1}{\sigma_0 L_0} \left(1 + \frac{z}{2}\right) + \frac{w_1^2}{2L_0^2};$$

Рис. 7-2. Рассчитанная зависимость $\alpha_{\text{к.б}} = f(I_0)$.



$$p_{60} = \frac{w_1}{A_0 D_0 q} I_0 = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{3,8 \cdot 10^{-3} \cdot 3,44 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} I_0 = 1,87 \cdot 10^{17} I_0;$$

$$g(Z) = \frac{1 + \frac{p_{60}}{n_0}}{1 + 2 \frac{p_{60}}{n_0}} = \frac{1 + \frac{1,87 \cdot 10^{17}}{1,16 \cdot 10^{15}} I_0}{1 + \frac{3,74 \cdot 10^{17}}{1,16 \cdot 10^{15}} I_0} = \frac{1 + 1,6 \cdot 10^2 I_0}{1 + 3,2 \cdot 10^2 I_0};$$

$$Z = \frac{w_0 q b}{k T A_0 \sigma_0} I_0 = \frac{5 \cdot 10^3 \cdot 2,1 \cdot 1,5 \cdot 39}{3,8 \cdot 10^{-3}} I_0 = 162 I_0;$$

$$L = \frac{\mu_{\text{нс}} \mu_{\text{рз}} \sigma_0 w_1}{\mu_{\text{пб}} \mu_{\text{рб}} \sigma_0 L_0} = 3,3 \cdot 10^{-4};$$

$$\frac{sA_s}{A_0} \cdot \frac{w_1}{D_0} = 3,95 \cdot 10^{-2}; \quad \frac{w_1^2}{2L_0^2} = 9,6 \cdot 10^{-3}.$$

I_a, a	$g(z)$	$\frac{sA_0 \omega_1}{D_0 - A_0} g(z)$	z	$1 + \frac{z}{2}$	$\mathcal{L}\left(1 + \frac{z}{2}\right)$	$\frac{1}{\alpha_{к.б}}$	$\alpha_{к.б}$
$1 \cdot 10^{-4}$	0,985	0,0390	0,0162	1,008	0,00033	0,049	20,4
$2 \cdot 10^{-4}$	0,970	0,0385	0,0324	1,016	0,000335	0,048	20,8
$5 \cdot 10^{-4}$	0,930	0,0370	0,0810	1,04	0,00034	0,047	21,2
$1 \cdot 10^{-3}$	0,880	0,0350	0,162	1,081	0,00036	0,045	22,1
$2 \cdot 10^{-3}$	0,805	0,0320	0,324	1,162	0,00038	0,042	23,8
$5 \cdot 10^{-3}$	0,695	0,0275	0,810	1,405	0,00046	0,0375	26,6
$1 \cdot 10^{-2}$	0,620	0,0245	1,62	1,81	0,0006	0,0346	28,8
$2 \cdot 10^{-2}$	0,570	0,0225	3,24	2,62	0,00086	0,0328	30,4
$5 \cdot 10^{-2}$	0,530	0,0210	8,10	5,05	0,0017	0,032	31,2
$1 \cdot 10^{-1}$	0,515	0,0205	16,2	9,1	0,003	0,033	30,3
$2 \cdot 10^{-1}$	0,508	0,0200	32,4	17,2	0,0057	0,0352	28,4
$5 \cdot 10^{-1}$	0,503	0,0198	81,0	41,5	0,0137	0,0433	23,1
1	0,500	0,0195	162	82	0,0271	0,0561	17,8

13. Вычисление обратного коэффициента усиления

$$\alpha_f = \alpha \frac{I_{20}}{I_{10}} = 0,952 \frac{0,6}{1,7} \approx 0,35.$$

14. Определение τ_k

$$\tau_k = \frac{\omega_1^2}{2D_p} = \frac{25 \cdot 10^{-6}}{2,44} \approx 0,3 \text{ мксек.}$$

$$\omega_T = \frac{1}{\tau_k} = \frac{10^7}{2,85} = 3,5 \cdot 10^6 \text{ рад/сек;}$$

$$f_T = \frac{\omega_T}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau_k} = 0,56 \text{ Мгц.}$$

15. Расчет r - g -и h -параметров (активные составляющие)

а) Расчет r -параметров

$$r_{110} = r''_0 + r_0 = 26 + 565 = 591 = \underline{591 \text{ Ом;}}$$

$$r_{120} = r_0 = \underline{565 \text{ Ом;}}$$

$$r_{210} = \alpha r_k = 0,952 \cdot 3,65 = \underline{3,33 \text{ Мом;}}$$

$$r_{220} = r_k = \underline{3,50 \text{ Мом;}}$$

$$r_{110} = r''_0 + r_0 = \underline{591 \text{ Ом;}}$$

$$r_{120} = r''_0 = \underline{26 \text{ Ом;}}$$

$$r_{210} = \alpha r_k = \underline{3,33 \text{ Мом;}}$$

$$r_{220} = r_k (1 - \alpha) = 3,65 \cdot 0,049 = \underline{0,17 \text{ Мом;}}$$

$$r_{11k} = r_k = \underline{3,50 \text{ Мом;}}$$

$$r_{12k} = r_k (1 - \alpha) = \underline{0,17 \text{ Мом;}}$$

$$r_{21k} = r_k = \underline{3,50 \text{ Мом;}}$$

$$r_{22k} = r_k (1 - \alpha) = \underline{0,17 \text{ Мом.}}$$

б) Расчет g -параметров

$$g_{115} = \frac{1}{r''_0 + r_6(1-\alpha)} = 1,85 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1};$$

$$g_{125} = -\frac{r_6}{r_{\kappa} [r''_0 + r_6(1-\alpha)]} = -2,9 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1};$$

$$g_{215} = -\frac{\alpha}{r'_0 + r_6(1-\alpha)} = -1,75 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1};$$

$$g_{325} = \frac{r''_0 + r_6}{r_{\kappa} [r''_0 + r_6(1-\alpha)]} = 3,12 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1};$$

$$g_{119} = \frac{1-\alpha}{r''_0 + r_6(1-\alpha)} = 9,1 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1};$$

$$g_{129} = -\frac{r''_0}{r_{\kappa} [r''_0 + r_6(1-\alpha)]} = -1,35 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1};$$

$$g_{219} = \frac{\alpha}{r''_0 + r_6(1-\alpha)} = 1,75 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1};$$

$$g_{329} = \frac{r''_0 + r_6}{r_{\kappa} [r''_0 + r_6(1-\alpha)]} = 3,12 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1};$$

$$g_{11\kappa} = \frac{1-\alpha}{r''_0 + r_6(1-\alpha)} = 9,1 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1};$$

$$g_{12\kappa} = -\frac{1-\alpha}{r''_0 + r_6(1-\alpha)} = -9,1 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1};$$

$$g_{21\kappa} = -\frac{1}{r''_0 + r_6(1-\alpha)} = -1,85 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1};$$

$$g_{22\kappa} = \frac{1-\alpha}{r''_0 + r_6(1-\alpha)} = 9,1 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}.$$

в) Расчет h -параметров

$$h_{115} = r''_0 + r_6(1-\alpha) = 54 \text{ Ом};$$

$$h_{125} = \frac{r_6}{r_{\kappa}} = \frac{572}{3,50 \cdot 10^6} = 1,57 \cdot 10^{-4};$$

$$h_{215} = -\alpha = -0,952;$$

$$h_{225} = \frac{1}{r_{\kappa}} = \frac{1}{3,50 \cdot 10^6} = 2,72 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1};$$

$$h_{119} = \frac{r''_0}{1-\alpha} + r_6 = \frac{26}{0,048} + 565 = 1100 \text{ Ом};$$

$$h_{129} = \frac{r''_0}{r_{\kappa}(1-\alpha)} = \frac{26}{3,50 \cdot 10^6 \cdot 0,048} = 1,45 \cdot 10^{-4};$$

$$h_{219} = \frac{\alpha}{1-\alpha} \cdot \frac{0,952}{0,048} = 19,5;$$

$$h_{229} = \frac{1}{r_{\kappa}(1-\alpha)} \cdot \frac{1}{3,50 \cdot 10^6 \cdot 0,048} = 5,6 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-2};$$

$$h_{11к} = \frac{r''_a}{1-\alpha} + r_6 = \underline{1100 \text{ Ом}};$$

$$h'_{12} = \underline{1,0};$$

$$h_{21к} = -\frac{1}{1-\alpha} = -\frac{1}{0,048} = \underline{-20,5};$$

$$h_{22к} = \frac{1}{r_k(1-\alpha)} = \underline{5,6 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1}}.$$

16. Определение r_m

$$-h_{21} = \alpha = \frac{r_m}{r_k};$$

$$r_m = \alpha r_k = 0,952 \cdot 3,50 = \underline{3,33 \text{ Мом}}.$$

17. Расчет максимальной мощности, рассеиваемой коллектором

Для германиевых приборов максимальная температура перехода $t_{\text{макс}} = 85 \div 100^\circ \text{С}$. Выбираем $t_{\text{макс}} = 95^\circ \text{С}$; тогда максимальная мощность, рассеиваемая коллектором,

$$P_{\text{к. макс}} = \frac{t_{\text{макс}} - t_{\text{корп}}}{R_T}.$$

Выбираем для транзистора конструкцию в универсальном корпусе с тепловым сопротивлением $R_T = 400^\circ \text{С/вт}$.

Максимальная рассеиваемая мощность будет зависеть от температуры корпуса. При температуре корпуса 20°С она определится из выражения

$$P_{\text{к. макс}} = \frac{95 - 20}{400} = \underline{0,180 \text{ вт}}.$$

18. Расчет снижения мощности, рассеиваемой коллектором, при повышении температуры

С повышением температуры корпуса предельная рассеиваемая мощность падает в соответствии с приведенными ниже данными.

$T_{\text{корп}}, ^\circ\text{С}$	20	40	60	80
$P_{\text{к. макс}}, \text{ мвт}$	185	135	85	35

19. Результаты расчета зависимости максимального тока коллектора при различных температурах и напряжениях коллекторного перехода

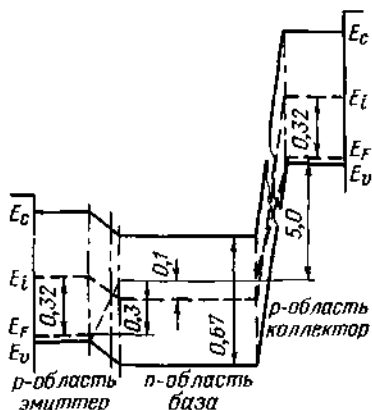
	$T_{\text{корп}} = 20^{\circ} \text{C}$, $P_{\text{к. макс}} = 185 \text{ Мвт}$	$T_{\text{корп}} = 40^{\circ} \text{C}$, $P_{\text{к. макс}} = 135 \text{ Мвт}$	$T_{\text{корп}} = 60^{\circ} \text{C}$, $P_{\text{к. макс}} = 85 \text{ Мвт}$	$T_{\text{корп}} = 80^{\circ} \text{C}$, $P_{\text{к. макс}} = 35 \text{ Мвт}$
$U, \text{ в}$	$I, \text{ ма}$	$I, \text{ ма}$	$I, \text{ ма}$	$I, \text{ ма}$
5	37	27	17	7
10	18,5	13,5	8,5	3,5
25	7,5	5,4	3,4	1,4
40	4,5	3,4	2,1	0,9

20. Определение положения уровня Ферми

В области эмиттера (300°K)

$$E_F - E_i = kT \ln \frac{p_n}{n_i} = 0,865 \cdot 10^{-4} \cdot 300 \ln \frac{6 \cdot 10^{16}}{2,5 \cdot 10^{18}} = 0,32 \text{ эв};$$

Рис. 7-3. Энергетическая диаграмма рассчитываемого сплавленного транзистора.



в области базы

$$E_F - E_i = kT \ln \frac{n_p}{n_i} = 0,865 \cdot 10^{-4} \cdot 300 \ln \frac{1,16 \cdot 10^{18}}{2,5 \cdot 10^{18}} = 0,1 \text{ эв};$$

в области коллектора

$$E_i - E_F = kT \ln \frac{p_n}{n_i} = 0,865 \cdot 10^{-4} \cdot 300 \ln \frac{6 \cdot 10^{16}}{2,5 \cdot 10^{18}} = 0,32 \text{ эв}.$$

21. Вольт-амперная характеристика коллекторного перехода (при отключенном эмиттере)

$$I = I_{к0} (e^{qU_{пер}/kT} - 1), \text{ где } I_{к0} = I_{к0с} + I_{к0в} = 1,7 \text{ мкА};$$

$$I = 1,7 \cdot 10^{-6} (e^{39U_{пер}} - 1);$$

$$U_{общ} = U_{пер} + Ir'_{б} = U_{пер} + I = 42,$$

где $U_{пер}$ — напряжение на переходе.

Прямая ветвь характеристики

$U_{пер}, \text{ в}$	0,1	0,2	0,25	0,27	0,28	0,29	0,3
$I, \text{ мкА}$	77	$3,9 \cdot 10^3$	$2,56 \cdot 10^4$	$5,3 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^5$	$1,75 \cdot 10^5$
$U_{общ}, \text{ в}$	0,1	0,36	1,33	2,5	3,75	5,75	7,65

Обратная ветвь характеристики

$U_{пер}, \text{ в}$	-0,01	-0,02	-0,03	-0,05	-0,08	-0,1	-0,2
$I, \text{ мкА}$	-0,51	-0,86	-1,1	-1,37	-1,53	-1,57	-1,6
$U_{общ}, \text{ в}$	-0,01	-0,02	-0,03	-0,05	-0,08	-0,1	-0,2

22. Расчет зависимости $\alpha = f(U_{к})$

γ и β не зависят от напряжения $U_{к}$;

$$\alpha_t = M\alpha^*;$$

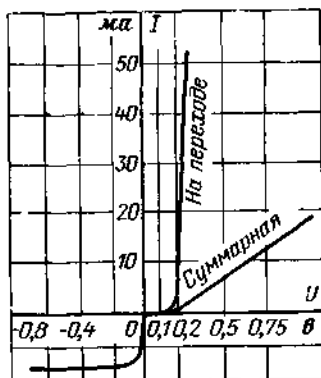


Рис. 7-4. Рассчитанная вольт-амперная характеристика коллекторного перехода сплавленного транзистора.

для сплавных транзисторов при не очень высоких температурах $\alpha^* = 1$;

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_{к}}{U_{проб}}\right)^2};$$

$$U_{проб} = 106 \text{ в.}$$

$U_{к}, \text{ в}$	10	20	30	40	50	75	100
$\left(\frac{U_{к}}{U_{н\text{об}}}\right)^2$	0,001	0,004	0,022	0,052	0,102	0,348	0,820
M	1,001	1,007	1,022	1,054	1,115	1,515	5,56
α	0,952	0,958	0,973	1,005	1,060	1,44	5,3

23. Расчет зависимости $C_{э,к} = f(U_{к})$

$$C_{э,к} = A_{к} \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0}{2(\varphi_{к,с} - U_{к})}}$$

Рис. 7-5. Рассчитанная зависимость $\alpha = f(U_{к})$.



$$= 9,5 \cdot 10^{-9} \sqrt{\frac{16 \cdot 8,86 \cdot 10^{-14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-10} \cdot 1,16 \cdot 10^{18}}{2(0,42 - U_{к})}} =$$

$$= 110 \sqrt{\frac{1}{0,42 - U_{к}}}, \text{ пф}$$

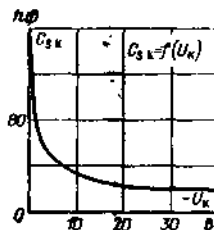
$-U_{к}, \text{ в}$	0	0,5	1	2	5	10	20	30	40
$\sqrt{0,42 - U_{к}}$	0,67	0,975	1,21	1,56	2,33	3,24	4,51	5,5	6,35
$C_{э,к}, \text{ пф}$	157	113	91	70	47	34	24	20	17,4

24. Расчет зависимости $C_{д,э} = f(I_0)$

$$C_{д,э} = \frac{qI_0\omega_1^2}{2kTD_0}$$

Эта зависимость представляет собой прямую, проходящую через начало координат и одну рассчитанную точку. Ранее было вычислено значение $C_{д,э}$ при $I_0 = 0,5 \text{ ма}$; $C_{д,э} = 5500 \text{ пф}$.

Рис. 7-6. Рассчитанная зависимость $C_{э,к} = f(U_{к})$.



25. Расчет зависимости $\rho_t = f(T^0)$

$$\rho_t = \frac{1}{\sigma_1} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^4} e^{\frac{4060}{T}}$$

Температурный интервал расчета от -60 до $+125^\circ\text{C}$.

$t, ^\circ\text{C}$	-63	-43	-23	-3	27
$T, ^\circ\text{K}$	210	230	250	270	300
$e^{\frac{4060}{T}}$	19,4	17,7	16,3	15,1	13,6
$e^{\frac{4060}{T}}$	$2,3 \cdot 10^8$	$4,2 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^7$	$3,2 \cdot 10^6$	$7,2 \cdot 10^5$
ρ_t	15 300	2 800	730	212	47
$t, ^\circ\text{C}$	47	67	87	107	127
$T, ^\circ\text{K}$	320	340	360	380	400
$e^{\frac{4060}{T}}$	12,7	12	11,3	10,7	10,2
$e^{\frac{4060}{T}}$	$3 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^5$	$7,4 \cdot 10^4$	$4,2 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^4$
ρ_t	19,9	10	4,9	2,8	1,65

26. Расчет зависимости $I_{\text{к0}} = f(T^0)$ (рис. 7-7)

$$I_{\text{к0v}} = \frac{kTb}{q(1+b)^2 \rho_i^2} \left[\frac{(A_k - A_2) \omega_2}{\sigma_5 L_0^2} + \frac{A_3 \omega_1}{\sigma_6 L_0^2} + \frac{A_k}{\sigma_k L_k} \right] =$$

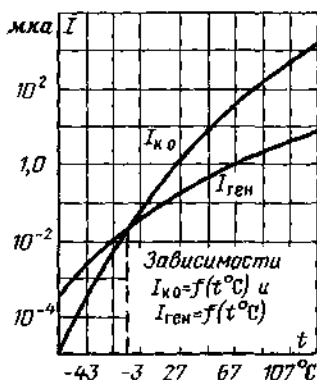


Рис. 7-7. Зависимость составляющих нулевого тока коллектора ($I_{\text{к0}}$ и $I_{\text{ген}}$) от температуры.

$$= \frac{T}{\rho_i^2} 0,86 \cdot 10^{-4} \cdot 0,22 \left[\frac{(9,5 \cdot 10^{-3} - 3,8 \cdot 10^{-3}) \cdot 8 \cdot 10^{-3} \cdot 1,5}{(3,6 \cdot 10^{-2})^2} + \right. \\ \left. + \frac{3,8 \cdot 10^{-3} \cdot 5 \cdot 10^{-3} \cdot 1,5}{(3,6 \cdot 10^{-2})^2} + \frac{9,5 \cdot 10^{-3} \cdot 3 \cdot 10^{-3}}{5 \cdot 10^{-4}} \right] = \frac{T}{\rho_i^2} 2,6 \cdot 10^{-6};$$

$$I_{\text{кост}} = \frac{T}{\rho_i^2} \left[\frac{k}{q} \cdot \frac{\rho_0 b}{(b+1)^2} \pi \omega \left(1 + \frac{2R_k}{\lambda_s} + \frac{1}{2} \cdot \frac{R_k^2 - R_s^2}{\lambda_s^2} \right) \right] =$$

$$= \frac{T}{\rho_i^2} 0,86 \cdot 10^{-4} \cdot 1,5 \cdot 0,22 \cdot 3,14 \cdot 5 \cdot 10^{-3} \left[1 + \frac{0,11}{9,3 \cdot 10^{-2}} \right] =$$

$$= \frac{1}{8} \left[\frac{0,11^2 - 0,07^2}{(9,3 \cdot 10^{-2})^2} \right] = \frac{T}{\rho_i^2} \cdot 10,32 \cdot 10^{-6};$$

$$I_{\text{кост}} \approx I_{\text{кост}} = 10,3 \frac{T}{\rho_i^2} \text{ мка.}$$

$T, ^\circ\text{C}$	-63	-43	-23	-3	27
$T, ^\circ\text{K}$	210	237	250	270	300
ρ_i^2	$2,34 \cdot 10^8$	$7,9 \cdot 10^6$	$5,3 \cdot 10^5$	$4,5 \cdot 10^4$	$2,25 \cdot 10^3$
$\frac{T}{\rho_i^2}$	$9 \cdot 10^{-7}$	$2,9 \cdot 10^{-5}$	$4,7 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$
$I_{\text{кост}}, \text{ мка}$	$9,3 \cdot 10^{-6}$	$2,95 \cdot 10^{-4}$	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$6,15 \cdot 10^{-2}$	1,34

$T, ^\circ\text{C}$	47	67	87	107	127
$T, ^\circ\text{K}$	320	340	360	380	400
ρ_i^2	$4 \cdot 10^2$	$1 \cdot 10^2$	24	7,9	2,7
$\frac{T}{\rho_i^2}$	$8 \cdot 10^{-1}$	3,4	15	48	148
$I_{\text{кост}}, \text{ мка}$	8,2	35	154	494	1520

27. Расчет зависимости $I_{\text{ген}} = f(T^\circ)$ при $d = \text{const}$

$$I_{\text{ген}} = qd \frac{n_{\text{г}}}{2\tau_{\text{г}}} A_{\text{к.}}$$

Учтем только зависимость $n_t(T^*)$. Собственная концентрация носителей равна

$$n_t = 3,5 \cdot 10^{16} T^{3/2} e^{-\frac{4060}{T}};$$

$$I_{\text{ген}} = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2,8 \cdot 10^{-4} \frac{9,5 \cdot 10^{-8}}{2,30 \cdot 10^{-6}} \cdot 3,5 \cdot 10^{16} T^{3/2} e^{-\frac{4060}{T}} =$$

$$= 2,48 \cdot 10^{-6} T^{3/2} e^{-\frac{4060}{T}}.$$

$T, ^\circ\text{C}$	-63	-43	-22	-3	27
$T, ^\circ\text{K}$	210	230	250	270	300
$e^{-\frac{4060}{T}}$	$5,15 \cdot 10^{-10}$	$2,38 \cdot 10^{-9}$	$9,1 \cdot 10^{-9}$	$3,12 \cdot 10^{-7}$	$1,39 \cdot 10^{-6}$
$T^{3/2}$	3 050	3 500	3 900	4 400	5 190
$I_{\text{ген}}, \text{мкА}$	$3,9 \cdot 10^{-8}$	$2,05 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-2}$	0,18

$T, ^\circ\text{C}$	47	67	87	107	127
$T, ^\circ\text{K}$	300	340	360	380	400
$e^{-\frac{4060}{T}}$	$3,33 \cdot 10^{-6}$	$6,66 \cdot 10^{-6}$	$1,35 \cdot 10^{-5}$	$2,38 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$
$T^{3/2}$	5 720	6 770	6 820	7 400	8 000
$I_{\text{ген}}, \text{мкА}$	0,47	0,805	2,3	4,4	8

Сводная таблица исходных данных и полученных результатов
(подчернутые величины являются исходными)

$\alpha = 0,952;$	$\beta = 0,952;$
$\alpha_t = 1;$	$M = 1;$
$\alpha_{\text{к.б.}} = 19,5;$	$r'_b = 52,0 \text{ ом};$
$\gamma = 1;$	$r''_b = 26 \text{ ом};$
$r'_g = 41,5 \text{ ом};$	$t_{\text{прек}} = 94^\circ \text{ C};$
$r''_g = 523 \text{ ом};$	$r_{11} = 600 \text{ ом};$
$r_g = 565 \text{ ом};$	$r_{12} = 570 \text{ ом};$
$r_x = 3,50 \text{ Мом};$	$r_{21} = 3,48 \text{ Мом};$
$r_m = 3,48 \text{ Мом};$	$r_{22} = 3,65 \text{ Мом};$
$\alpha_{\text{обр}} = 0,35;$	$r'_{11} = 600 \text{ ом};$

$$\begin{aligned}
C_{\text{в.з}} &= 81 \text{ нф}; \\
C_{\text{л.к}} &= 47 \text{ нф}; \\
C_{\text{л.э}} &= 5550 \text{ нф}; \\
C_{\text{к.к}} &= 1,64 \text{ нф}; \\
f_{\text{а}} &= 680 \text{ кгц}; \\
f_{\text{макс}} &= 3,4 \text{ Мгц}; \\
I_{\text{к0}} &= 1,4 \text{ мка}; \\
I_{\text{эв}} &= 0,5 \text{ мка}; \\
I_{\text{свн}} &= 0,18 \text{ мка}; \\
I_{\text{свн}}/I_{\text{к0}} &= 0,11; \\
U_{\text{з}} &= 148 \text{ в}; \\
U_{\text{прод}} &= 106 \text{ в}; \\
U_{\text{прон}} &= 182 \text{ в}; \\
U_{\text{а}} &= 39 \text{ в}; \\
U_{\text{прек}} &= 39 \text{ в}; \\
g''_{11} &= 9,1 \cdot 10^{-4} \text{ ом}^{-1}; \\
g''_{12} &= -9,1 \cdot 10^{-4} \text{ ом}^{-1}; \\
g''_{21} &= -1,85 \cdot 10^{-2} \text{ ом}^{-1}; \\
g''_{22} &= 9,1 \cdot 10^{-4} \text{ ом}^{-1}; \\
h_{11} &= 54 \text{ ом}; \\
h_{12} &= 1,57 \cdot 10^{-4}; \\
h_{21} &= -0,952; \\
h_{22} &= 2,72 \cdot 10^{-7} \text{ ом}^{-1}; \\
h'_{11} &= 1100 \text{ ом}; \\
h'_{12} &= 1,45 \cdot 10^{-4}; \\
h'_{21} &= 19,5; \\
h'_{22} &= 5,6 \cdot 10^{-6} \text{ ом}^{-1}; \\
h''_{11} &= 1100 \text{ ом}; \\
h''_{12} &= 1; \\
h''_{21} &= -20,5; \\
h''_{22} &= 5,6 \cdot 10^{-4} \text{ ом}^{-1}; \\
d &= 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ см}; \\
E_{\text{макс}} &= 36 \text{ кв/см}; \\
\varphi_{\text{к.с}} &= 0,42 \text{ в}; \\
\varphi_{\text{в.с}} &= 0,42 \text{ в}; \\
N_{\text{э}} &= 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}; \\
N_{\text{с}} &= 1,16 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2};
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
r'_{12} &= 26 \text{ ом}; \\
r'_{21} &= 3,48 \text{ мом}; \\
r'_{22} &= 0,18 \text{ мом}; \\
r''_{11} &= 3,65 \text{ мом}; \\
r''_{12} &= 0,18 \text{ мом}; \\
r''_{21} &= 3,65 \text{ мом}; \\
r''_{22} &= 0,18 \text{ мом}; \\
g_{11} &= 1,85 \cdot 10^{-2} \text{ ом}^{-1}; \\
g_{12} &= -2,9 \cdot 10^{-6} \text{ ом}^{-1}; \\
g_{21} &= -1,75 \cdot 10^{-2} \text{ ом}^{-1}; \\
g_{22} &= 3,12 \cdot 10^{-6} \text{ ом}^{-1}; \\
g'_{11} &= 9,1 \cdot 10^{-4} \text{ ом}^{-1}; \\
g'_{12} &= 1,35 \cdot 10^{-7} \text{ ом}^{-1}; \\
g'_{21} &= 1,75 \cdot 10^{-3} \text{ ом}^{-1}; \\
g'_{22} &= 3,12 \cdot 10^{-6} \text{ ом}^{-1}; \\
N_{\text{к}} &= 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}; \\
\rho_{\text{э}} &= 0,003 \text{ ом} \cdot \text{см}; \\
\rho_{\text{с}} &= 1,55 \text{ ом} \cdot \text{см}; \\
\rho_{\text{к}} &= 0,003 \text{ ом} \cdot \text{см}; \\
\tau_{\text{с}} &= 30 \text{ мксек}; \\
L_{\text{э}} &= 5 \text{ мкм}; \\
L_{\text{к}} &= 5 \text{ мкм}; \\
L_{\text{с}} &= 0,36 \text{ мм}; \\
R_{\text{э}} &= 0,35 \text{ мм}; \\
R_{\text{к}} &= 0,55 \text{ мм}; \\
R_{\text{с}} &= 1,5 \text{ мм}; \\
w_1 &= 50 \text{ мкм}; \\
w_2 &= 80 \text{ мкм}; \\
w_3 &= 150 \text{ мкм}; \\
s &= 1200 \text{ см/сек}; \\
\tau_{\text{эфф}} &= 1,95 \text{ мксек}; \\
L_{\text{эфф.с}} &= 9,3 \cdot 10^{-8} \text{ см}; \\
L_{D_{\text{э}}} &= 6,8 \cdot 10^{-8} \text{ см}; \\
L_{D_{\text{с}}} &= 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ см}; \\
L_{D_{\text{к}}} &= 1,15 \cdot 10^{-7} \text{ см}; \\
U_{\text{к}} &= -5 \text{ в}; \\
I_{\text{э}} &= 0,5 \text{ ма}; \\
P_{\text{прек}} &= 185 \text{ ват}.
\end{aligned}$$

7-2. ПРИМЕР РАСЧЕТА ДРЕЙФОВОГО ГЕРМАНИЕВОВОГО p-n-p ТРАНЗИСТОРА

В качестве примера расчета дрейфового германиевого p-n-p транзистора проведем расчет сплавно-диффузионного транзистора. Геометрическая структура транзистора представлена на рис. 7-8.

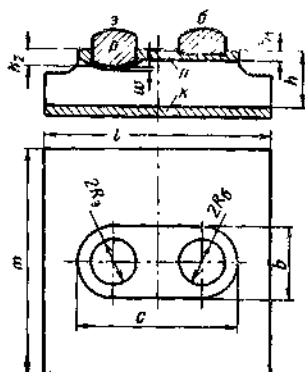


Рис. 7-8. Структура p-n-p перехода к рассчитываемому дрейфовому транзистору.

Данные для расчета

$$U_k = -5 \text{ в};$$

$$I_0 = 5 \text{ ма};$$

$$R_0 = 75 \text{ мкм};$$

$$R_0 = 75 \text{ мкм};$$

$$c = 350 \text{ мкм};$$

$$b = 200 \text{ мкм};$$

$$w = 3,5 \text{ мкм};$$

$$h = 120 \text{ мкм};$$

$$h_1 = 17 \text{ мкм};$$

$$l = m = 1 \text{ мм};$$

$$h_2 = 30 \text{ мкм};$$

$$\rho_k = 0,65 \text{ ом}\cdot\text{см};$$

$$\tau_k = 30 \text{ мксек};$$

$$N_{\text{д. воо}} \approx 10^{18} \text{ см}^{-3};$$

$$N_{\text{д. в. в}} = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3};$$

$$L_0 = 10 \text{ мкм};$$

$$N_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3};$$

$$s = 1000 \text{ см}^2/\text{сек};$$

$$\tau_0 = 10 \text{ мксек}.$$

I. Расчет времени диффузии

а) Диффузионный соединительный слой

Этот слой образуется в результате диффузии сурьмы в вакууме или водороде.

Концентрация акцепторных примесей в коллекторной области $N_{\text{а.к}}$ равна примерно $6,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что соответствует $\rho_k = 0,65 \text{ ом}\cdot\text{см}$.

Предполагается, что закон распределения примесей в результате диффузии определяется erfс функцией:

$$\text{erfc}(y) = \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-y^2} dy \right].$$

Так как

$$\operatorname{erfc}(y) = \operatorname{erfc}\left(\frac{h_1}{2\sqrt{Dt}}\right) = \frac{N_{a.k}}{N_{d.поп}} = \frac{6,2 \cdot 10^{15}}{10^{18}} = 6,2 \cdot 10^{-3},$$

то из таблиц для функции erfc находим

$$y = \frac{h_1}{2\sqrt{Dt}} = 1,95;$$

$$2\sqrt{Dt} = \frac{h_1}{1,95} = \frac{17 \cdot 10^{-4}}{1,95} = 8,7 \cdot 10^{-4} \text{ см};$$

$$\sqrt{Dt} = 4,35 \cdot 10^{-4} \text{ см}.$$

Выбираем температуру диффузии $t_{\text{диф}} = 800^\circ \text{C}$. Для этой температуры коэффициент диффузии сурьмы в германии $D = 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2/\text{сек}$. Тогда время диффузии будет равно

$$t = \frac{19 \cdot 10^{-8}}{2 \cdot 10^{-11} \cdot 60} = 160 \text{ мин}.$$

б) Транзисторная структура

Эмиттерный сплав должен обеспечивать хорошую смачиваемость поверхности германия, не растекаться и обеспечивать равномерное проплавление. Поэтому основой этого сплава являются свинец (50%) и индий (48%). Легирующие примеси — галлий (1%) и сурьма (1%). Таким образом, сплав имеет состав PbInGaSb .

$$\operatorname{erfc}\left(\frac{w}{2\sqrt{Dt}}\right) = \frac{N_{a.k}}{N_{d.б.э}} = \frac{6,2 \cdot 10^{15}}{3 \cdot 10^{17}} = 2,07 \cdot 10^{-2};$$

$$\frac{w}{2\sqrt{Dt}} = 1,64;$$

$$2\sqrt{Dt} = \frac{3,5 \cdot 10^{-4}}{1,64} = 2,14 \cdot 10^{-4} \text{ см};$$

$$Dt = 1,14 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2.$$

Принимаем $t_{\text{диф}} = 760^\circ \text{C}$. При этом коэффициент диффузии сурьмы $D = 10^{-11} \text{ см}^2/\text{сек}$.

Время диффузии будет равно

$$t_1 = \frac{1,14 \cdot 10^{-8}}{10^{-11} \cdot 60} \approx 19 \text{ мин}.$$

Для проплавления соединительного слоя температура вначале поднимается до 800°C и держится на этом уровне в течение 2 мин. При этой температуре коэффициент диффузии сурьмы равен

$$D = 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2/\text{сек}. \text{ При этом } Dt = 2,4 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2.$$

С учетом изложенного выше время диффузии при $t = 760^\circ \text{C}$ будет равно

$$t_2 = \frac{1,14 \cdot 10^{-8} - 2,4 \cdot 10^{-9}}{10^{-11} \cdot 60} = 15 \text{ мин}.$$

2. Расчет дрейфового поля транзистора
Показатель экспоненты, аппроксимирующей распределение примесей в базе, определяется как

$$a = \frac{\ln \frac{N_{д.э}}{N_{д.к}}}{w} = \frac{\ln \frac{3 \cdot 10^{17}}{6,2 \cdot 10^{15}}}{3,5 \cdot 10^{-4}} = 1,1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1};$$

$$E_0 = \frac{kT}{q} a = 280 \text{ в/см.}$$

3. Расчет α

а) Расчет γ_0

$$\gamma_0 = 1 - \frac{\mu_{пб} \mu_{рб}}{\mu_{пэ} \mu_{рэ}} \cdot \frac{D_{б.ср} N_0 w}{D_0 N_0 L_0}$$

Считая, что для определения величины γ_0 особенно важна величина концентрации доноров в базе у эмитера, примем:

$$N_0 = N_{к.э} = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}.$$

Для $N_{д.э} = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ имеем (см. рис. 1-2):

$$\mu_{пб} = 1500 \text{ см}^2/(\text{сек} \cdot \text{в}); \mu_{рб} = 600 \text{ см}^2/(\text{сек} \cdot \text{в}).$$

Для $N_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ 1/см}^3$ имеем:

$$\mu_{пэ} = 800 \text{ см}^2/(\text{сек} \cdot \text{в}); \mu_{рэ} = 300 \text{ см}^2/(\text{сек} \cdot \text{в})$$

и

$$D_0 = \frac{q}{kT} \mu_{рэ} = \frac{300}{39} = 7,7 \text{ см}^2/\text{сек.}$$

Вычисляем $D_{б.ср}$:

$$T = 300^\circ \text{ K};$$

$$A_1 = 1,32 \cdot 10^{-5} T^{1,5} = 2,1 \cdot 10^{-2};$$

$$A_2 = \frac{2N_{д.э} \cdot 10^{-18}}{2,55 T^{5/2}} (10,2 + \ln T - 0,33 \ln N_{к.э}) =$$

$$= \frac{2 \cdot 10^{-18}}{2,55 \cdot 300^{5/2}} \cdot 3 \cdot 10^{17} (10,2 + \ln 300 - 0,33 \ln 3 \cdot 10^{17}) = 0,151;$$

$$A_3 = \frac{0,26 N_{к.э}}{T^{5/2}} \cdot 10^{-18} = \frac{0,26 \cdot 3 \cdot 10^{17} \cdot 10^{-18}}{300^{5/2}} = 1,92 \cdot 10^{-3};$$

$$e^{-aw} \ll 1 (\sim 0,02);$$

$$D_{б.ср} = \frac{1}{2,1 \cdot 10^{-2} + 0,151 \frac{1}{2(3,84 - 1 + e^{-2,84})} + 1,92 \cdot 10^{-3}} \times$$

$$\times \frac{1}{3 - 4e^{-2,84}(1 + 3,84) + e^{-2 \cdot 3,84}(1 + 2 \cdot 3,84)} = 21,5;$$

$$\gamma_0 = 1 - \frac{800 \cdot 300}{1500 \cdot 600} \frac{21,5 \cdot 3 \cdot 10^{17} \cdot 3,5 \cdot 10^{-4}}{7,7 \cdot 5 \cdot 10^{18} \cdot 10^{-3}} = 0,985.$$

б) Расчет β_0

$$\beta_0 = 1 - \frac{w}{aL_0^2};$$

$$L_0 = \sqrt{D_0 \text{op} \tau_0} = \sqrt{21,5 \cdot 5 \cdot 10^{-6}} \approx 10^{-2} \text{ см};$$

$$\beta_0 = 1 - \frac{3,5 \cdot 10^{-4}}{1,1 \cdot 10^4 \cdot 10^{-4}} = 0,9996.$$

в) Расчет α^*

$$\alpha^* = 1 + \frac{(b+1)^2}{2b} \cdot \frac{\beta_k^2}{\beta_i^2} = 1 + \frac{3,1^2 \cdot 0,65^2}{2 \cdot 2,1 \cdot 47^2} = 1,0004.$$

г) Расчет M в коллекторном переходе

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_k}{U_{\text{проб}}}\right)^3};$$

$$U_{\text{проб}} = 52 p_k^{0,61} = 52 \cdot 0,65^{0,61} = 40 \text{ в};$$

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{5}{40}\right)^3} = \frac{1}{1 - 4 \cdot 10^{-6}}.$$

Таким образом,

$$\alpha_0 = \gamma_0 \beta_0 \alpha^* M = 0,985 \cdot 0,9996 \cdot 1,0004 \cdot 1,000004 = 0,985.$$

4. Расчет сопротивлений

а) Сопротивление эмиттера

$$r_0 = \frac{kT}{qI_0} = \frac{0,026}{5 \cdot 10^{-2}} = 5,2 \text{ ом}.$$

б) Сопротивление базы

$$R_{\text{пол } \delta} = \frac{a}{q \mu N_{\text{з в}}} = \frac{1,1 \cdot 10^4}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3700 \cdot 3 \cdot 10^{17}} = 62 \text{ ом}.$$

Принимая распределение тока радиальным и учитывая, что растекание тока идет только в одну сторону, сопротивление базы под эмиттером можно принять равным примерно

$$r'_{\delta 1} = \frac{R_{\text{пол } \delta}}{4\pi} = \frac{62}{4\pi} = 5 \text{ ом}.$$

С учетом сопротивления соединительного слоя сопротивление r'_0 имеет величину около 50 ом.

в) Сопротивление коллектора

$$\frac{1}{r_k} = \frac{J_0}{w} [(1 - \beta) + (1 - \gamma)] \frac{dw}{dU_k};$$

$\frac{dw}{dU_k} = \frac{d}{6U_k}$ для линейного распределения примесей. Считая, что область объемного заряда распространяется по обе стороны перехода,

$$d = \left(\frac{12\epsilon\epsilon_0 U_k}{qN'} \right)^{1/3} = \left(\frac{12 \cdot 16 \cdot 8,84 \cdot 10^{-14} \cdot 5}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 6,8 \cdot 10^{19}} \right) = 1,98 \cdot 10^{-4} \text{ см.}$$

Для нахождения $N' = dN/dx$ используем выражение

$$N = N_{д.б.э}^{-ax} - N_{а.к.},$$

откуда $N' = a(N - N_{а.к.})$. В точке изменения знака проводимости $N = 0$ и

$$|N'| = aN_k = 1,1 \cdot 10^4 \cdot 6,2 \cdot 10^{15} = 6,8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-4};$$

$$\frac{dw}{dU_k} = \frac{1,98 \cdot 10^{-4}}{6,5} \approx 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ см/в;}$$

$$\frac{1}{r_k} = \frac{5 \cdot 10^{-3} (4 \cdot 10^{-4} + 1,5 \cdot 10^{-2}) \cdot 6,6 \cdot 10^{-6}}{3,5 \cdot 10^{-4}} = 1,41 \cdot 10^{-6} \text{ ом}^{-1};$$

$$r_k = 0,71 \text{ Мом;}$$

$$A_{к.активн} = A_0 = \pi R_0^2 = \pi (75 \cdot 10^{-4})^2 = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2,$$

где $A_{к.активн}$ — активная часть площади коллектора.

Сопротивление тела коллектора без учета растекания тока равно

$$r'_k = \frac{\rho_k (h - h_2)}{A_{к.активн}} = \frac{0,65 \cdot 90 \cdot 10^{-4}}{1,8 \cdot 10^{-4}} = 33 \text{ ом.}$$

5. Расчет емкостей

а) Зарядная емкость коллектора

$$C_{з.к} = A_k \left[\frac{q(\epsilon\epsilon_0)^2 N'}{12(\varphi_k - U_k)} \right]^{1/3}; \quad \varphi_k \ll U_k.$$

Коллектор выделяется фотолитографически, поэтому

$$A_k = cb = 350 \cdot 10^{-4} \cdot 200 \cdot 10^{-4} = 7,0 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2;$$

$$C_{з.к} = 7,0 \cdot 10^{-4} \left(\frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 16^2 \cdot 8,84^2 \cdot 10^{-28} \cdot 6,8 \cdot 10^{19}}{12,5} \right) = 5,0 \cdot 10^{-12} \text{ ф} = 5,0 \text{ пф.}$$

б) Зарядная емкость эмиттера

Считая эмиттерный переход резким, имеем:

$$C_{з.э} = A_0 \left[\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_0}{2(\varphi_{к.э} - U_0)} \right]^{1/2}.$$

Рассчитываем U_0 для $I_0 = 5 \text{ ма.}$

$$U_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{к.э}}{p_{б.ээ}};$$

$$p_{б.ээ} = \frac{I_0 w}{2 A_0 q D_0 c_p};$$

$$p_{б.ээ} = \frac{n_i^2}{N_{д.б.э}};$$

откуда

$$U_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{I_0 \omega N_{\text{л.б.э}}}{A_0 2q D_0 \text{ер} n_i^2} =$$

$$= 0,026 \ln \frac{5 \cdot 10^{-2} \cdot 3,5 \cdot 10^{-4} \cdot 3 \cdot 10^{17}}{1,8 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 21,5 \cdot 6 \cdot 25 \cdot 10^{26}} \approx 0,355 \text{ в};$$

$$\varphi_{\text{к.э}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_0 N_{\text{л.б.э}}}{n_i^2} = 0,026 \ln \frac{5 \cdot 10^{18} \cdot 3 \cdot 10^{17}}{6,25 \cdot 10^{26}} = 0,555 \text{ в};$$

$$C_{2\text{э}} = 1,77 \cdot 10^{-4} \left[\frac{1,6 \cdot 10^{-10} \cdot 16 \cdot 8,86 \cdot 10^{-14} \cdot 3 \cdot 10^{17}}{2(0,555 - 0,355)} \right] =$$

$$= 73 \cdot 10^{-12} \text{ ф} = 73 \text{ пф.}$$

6. Расчет граничных частот

а) Граничная частота, определяемая цепью эмиттера

$$f_0 = \frac{1}{2\pi r_0 C_0} = \frac{1}{2\pi \cdot 5 \cdot 2,73 \cdot 10^{-12}} = 420 \cdot 10^6 \text{ гц.}$$

б) Граничная частота коэффициента передачи по току, определяемая механизмом переноса через базу

$$f_{\beta} = \frac{D_0 \text{ер}}{\pi \omega^2} \left[1 + 0,85 \left(\frac{q E_0 \omega}{2kT} \right)^{3/2} \right] =$$

$$= \frac{21,5}{3,5^2 \cdot 10^{-9} \pi} \left[1 + 0,85 \left(\frac{3,84}{2} \right)^{3/2} \right] = 182 \cdot 10^6 \text{ гц.}$$

в) Граничная предельная частота f_{α}

Эта частота соответствует условию

$$\alpha^2 = 0,5 = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{f_{\alpha}}{f_{\beta}} \right)^2 \right] \left[1 + \left(\frac{f_{\alpha}}{f_0} \right)^2 \right]}$$

Так как $f_0 > f_{\alpha}$, то $f_{\alpha} \approx f_{\beta} = 182 \text{ Мгц.}$

г) Максимальная частота генерации

$$f_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{\alpha_0 f_{\alpha}}{30 r_0' C_{\text{э}}}} = \sqrt{\frac{0,985 \cdot 2,7 \cdot 10^8}{30 \cdot 50 \cdot 5 \cdot 10^{-12}}} = 152 \text{ гц.}$$

7. Расчет обратных токов коллекторного перехода

а) Составляющая объемной рекомбинации

$$I_{\text{к.э.в}} = \frac{qA(h - h_1)n_i^2}{\tau_{\text{к}} N_{\text{а.к}}}$$

Здесь Ah — объем, в котором необходимо учитывать рекомбинацию. Для больших значений L (для $L > l/2$) произведение Ah равно объему кристалла:

$$I_{\text{квс}} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-2} \cdot 103 \cdot 10^{-4} \cdot 6,25 \cdot 10^{26}}{30 \cdot 10^{-6} \cdot 6,2 \cdot 10^{15}} = 5,5 \cdot 10^{-8} \text{ а.}$$

б) Составляющая поверхностной рекомбинации

При больших L необходимо учитывать всю площадь кристалла:

$$I_{\text{кос}} = \frac{qAsn_i^2}{N_{\text{а.к}}} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-2} \cdot 1000 \cdot 6,25 \cdot 10^{26}}{6,2 \cdot 10^{15}} = 1,6 \cdot 10^{-7} \text{ а.}$$

в) Составляющая генерации в запиорном слое перехода

$$I_{\text{ген}} = qd \frac{n_i}{2\tau} A_{\text{ж}};$$

$$I_{\text{ген}} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,98 \cdot 10^{-4} \cdot 2,5 \cdot 10^{19} \cdot 7 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 30 \cdot 10^{-6}} = 9,3 \cdot 10^{-8} \text{ а.}$$

г) Полный ток

$$I_{\text{кв}} + I_{\text{кос}} + I_{\text{ген}} = 0,16 \text{ мка.}$$

8. Расчет пробивных напряжений

а) Напряжение лавинного пробоя коллектора

$$U_{\text{к.проб}} = 52\rho_{\text{к}}^{0,61} = 52 \cdot 0,65^{0,61} = 40 \text{ в.}$$

б) Напряжение, при котором $\alpha = 1$

$$U_{\alpha} = \frac{U_{\text{кА}}}{\sqrt{\alpha_{\text{к.б}}}}; \alpha_{\text{к.б}} = \frac{\alpha}{1-\alpha} = \frac{0,985}{1-0,985} = 66;$$

$$U_{\alpha} = \frac{40\text{в}}{\sqrt{66}} = 20 \text{ в.}$$

9. Максимальная температура коллекторного перехода

$$t_{\text{макс}} = 80^{\circ} \text{С.}$$

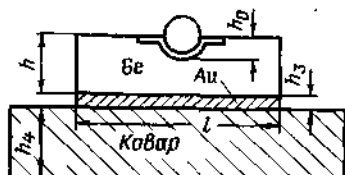


Рис. 7-9. Упрощенная структура, используемая при расчете теплового сопротивления дрейфового транзистора.

10. Расчет теплового сопротивления конструкции (ножка типа П416)

$$\begin{aligned} h_1 &= 120 \text{ мкм}; \\ h_2 &= 30 \text{ мкм}; \\ h_3 &= 20 \text{ мкм}; \\ h_4 &= 1,5 \text{ мм}; \\ A_K &= 7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2; \end{aligned}$$

$$R_z \approx \frac{h_1 - h_2}{\sigma_{Ge} A_K} + \frac{h_3}{\sigma_{Au} A_K} + \frac{h_4}{\sigma_{конвект} A_{конвект}} =$$

$$= \frac{(120 - 30) \cdot 10^{-4}}{0,14 \cdot 7 \cdot 10^{-4}} + \frac{20 \cdot 10^{-4}}{0,74 \cdot 7 \cdot 10^{-4}} + \frac{1,5 \cdot 10^{-1}}{0,046 \cdot 10^{-2}} \approx 0,1 \text{ град/вт.}$$

Учитывая теплое сопротивление «корпус — окружающая среда», равное для корпуса П416 примерно 0,1 град/вт, общее теплое сопротивление R_T принимаем равным 0,2 град/вт.

11. Расчет максимальной мощности, рассеиваемой коллектором

$$t_{\text{макс}} = 80^\circ \text{C}; \quad t_{\text{окр}} = 25^\circ \text{C};$$

$$P_{\text{расс}} = \frac{80 - 25}{0,2} = 275 \text{ вт.}$$

12. Расчет максимального тока эмиттера

$$P_{K, \text{макс}} = U_K I_K.$$

При $U_K = 20 \text{ в}$

$$I_K \approx I_E = \frac{P_{\text{расс}}}{U_K} = \frac{275}{20} = 13,7 \text{ ма}$$

13. Расчет вольт-амперной характеристики коллекторного перехода

$$I_K = I_{K0} \left[e^{\frac{q}{kT} (U_K - I_K r'_{K'})} - 1 \right] = 0,22 \cdot 10^{-6} [10^{16,9(U_K - 33I_K)} - 1].$$

$\vartheta, \text{ в}$	-1	-0,1	-0,01	0	0,1	0,2	0,25	0,3	0,25
$I_K, \text{ а}$	$0,22 \times 10^{-6}$	$0,225 \times 10^{-6}$	$0,075 \times 10^{-6}$	0	$11 \cdot 10^{-6}$	$0,55 \times 10^{-6}$	$0,39 \times 10^{-6}$	$2,7 \times 10^{-6}$	0,19
$U_K, \text{ в}$	-1	-0,1	-0,01	0	0,1	0,22	0,38	1,19	6,60

14. Энергетическая диаграмма

а) Положение уровня Ферми в области эмиттера

$$\rho_0 = N_{A,0} = 5 \cdot 10^{18};$$

$$-E_{F0} + E_i = kT \ln \frac{p_0}{n_i} = 8,69 \cdot 10^{-5} \cdot 300 \ln \frac{5 \cdot 10^{18}}{2,56 \cdot 10^{13}} = 0,315 \text{ эв.}$$

б) Положение уровня Ферми в области базы

Концентрация электронов в базе со стороны эмиттера

$$n = N_{\text{д.э.э}} = 3 \cdot 10^{17};$$

$$E_{\text{Фб.э}} - E_t = kT \ln \frac{n}{n_t} = 8,69 \cdot 10^{-5} \cdot 300 \ln \frac{3 \cdot 10^{17}}{2,56 \cdot 10^{14}} = 0,244 \text{ эв.}$$

Концентрация электронов в базе со стороны коллектора

$$n = N_{\text{а.к.к}} = 6,2 \cdot 10^{15};$$

$$E_{\text{Фб.к}} - E_t = kT \ln \frac{n}{n_t} =$$

$$= 8,69 \cdot 10^{-5} \cdot 300 \ln \frac{6,2 \cdot 10^{15}}{2,56 \cdot 10^{14}} \approx 0,142 \text{ э.}$$

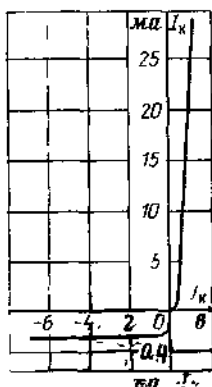


Рис. 7-10. Рассчитанная вольт-амперная характеристика коллекторного перехода дрейфового транзистора.

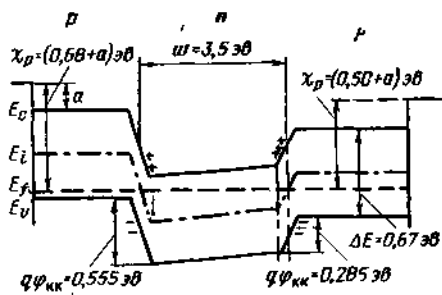


Рис. 7-11. Энергетическая диаграмма для рассчитываемого дрейфового транзистора при отсутствии напряжений на переходах.

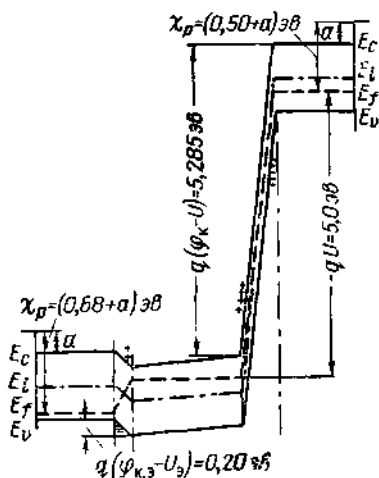


Рис. 7-12. Энергетическая диаграмма для рассчитываемого дрейфового транзистора при $I_b = 5 \text{ ма}$ и $U_k = -5 \text{ в}$.

в) Положение уровня Ферми в области коллектора
Концентрация дырок $p_k = 6,2 \cdot 10^{15}$;

$$E_t = E_{FK} = kT \ln \frac{p_k}{n_t} =$$

$$= 8,69 \cdot 10^{-5} \cdot 300 \ln \frac{6,2 \cdot 10^{15}}{2,56 \cdot 10^{15}} = 0,142 \text{ эв.}$$

Сводная таблица исходных данных и рассчитанных параметров
(подчернутые величины являются исходными)

$\alpha = 985$;	$I_{квс} = 0,16 \text{ мкА}$;
$\alpha_{жб} = 66$;	$I_{ген} = 9,3 \cdot 10^{-3}$;
$\gamma = 0,99$;	$I_{но} = 0,16 \text{ мкА}$;
$\beta = 0,9996$;	$\rho_k = 0,65 \text{ Ом} \cdot \text{см}$;
$M = 1 + 4 \cdot 10^{-6}$;	$L_0 = 10 \text{ мкМ}$;
$\alpha^* = 1,0004$;	$R_0 = 75 \text{ мкМ}$;
$r'_0 = 5,2 \text{ Ом}$;	$c = 350 \text{ мкМ}$;
$R_{проб} = 62 \text{ Ом}$;	$b = 200 \text{ мкМ}$;
$r'_0 = 50 \text{ Ом}$;	$R_0 = 75 \text{ мкМ}$;
$r_k = 0,71 \text{ Мом}$;	$\frac{h_1}{l_1} = 17 \text{ мкМ}$;
$r'_k = 33 \text{ Ом}$;	$U_{нпроб} = 40 \text{ в}$;
$C_{з,в} = 73 \text{ пф}$;	$U_\alpha = 20 \text{ в}$;
$C_{з,к} = 5 \text{ пф}$;	$t_{прек} = 80^\circ \text{ С}$;
$C_{к,в} = 224 \text{ пф}$;	$R_T = 0,2 \text{ град/мвт}$;
$C_{к,к} = 0,54 \text{ пф}$;	$P_{макс} = 275 \text{ мвт}$;
$f_\alpha = 270 \text{ МГц}$;	$I_{прек} = 13,7 \text{ мА}$;
$f_0 = 420 \text{ МГц}$;	$-E_{F_0} + E_t = 0,315 \text{ эв}$;
$f_\beta = 272 \text{ МГц}$;	$F_{F_0,0} - E_t = 0,244 \text{ эв}$;
$f_{макс} = 185 \text{ МГц}$;	
$I_{но0} = 5,5 \cdot 10^{-2} \text{ мкА}$;	
$E_{F1} - E_{FK} = 0,142 \text{ эв}$;	$N_{н.проб} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$;
$E_{F_0} + E_{Fпроб} = q\phi_{кв} =$	$\tau_0 = 10 \text{ нсек}$;
$= 0,555 \text{ эв}$;	$\tau_k = 30 \text{ нсек}$;
$U_n = 0,355 \text{ в}$;	$h_2 = 20 \text{ мкМ}$;
$E_0 = 280 \text{ в/см}$;	$A_k = 7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$;
$I_0 = 5 \text{ мА}$;	$l = m = 1 \text{ мМ}$;
$U_k = -5 \text{ в}$;	$h_2 = 30 \text{ мкМ}$;
$N_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$;	$h = 120 \text{ мкМ}$;
$N_{к,в} = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$;	$w = 3,5 \text{ мкМ}$;
$N_k = 6,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$;	$s = 1000 \text{ см}^2/\text{сек}$;
$a = 1,1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$;	

МАТЕРИАЛЫ К РАСЧЕТУ ТРАНЗИСТОРОВ

Некоторые конструкции транзисторов

Наиболее распространенные конструкции полупроводниковых приборов представлены на рис. 8-1—8-9.

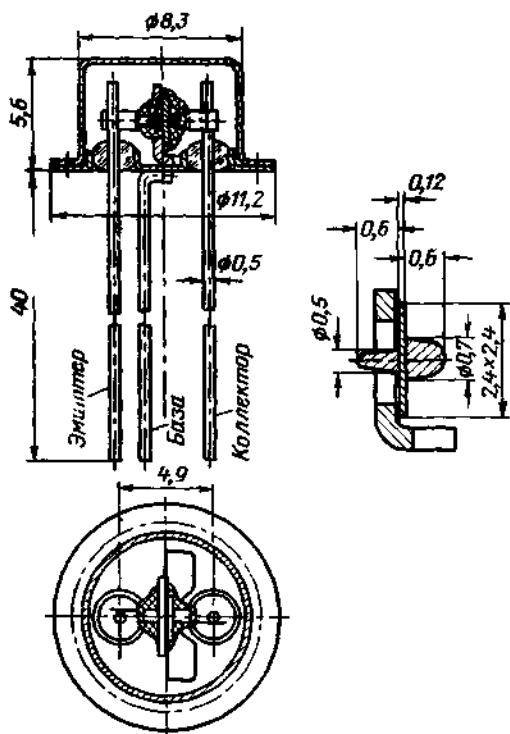


Рис. 8-1. Конструкция маломощного германиевого сплавного транзистора.

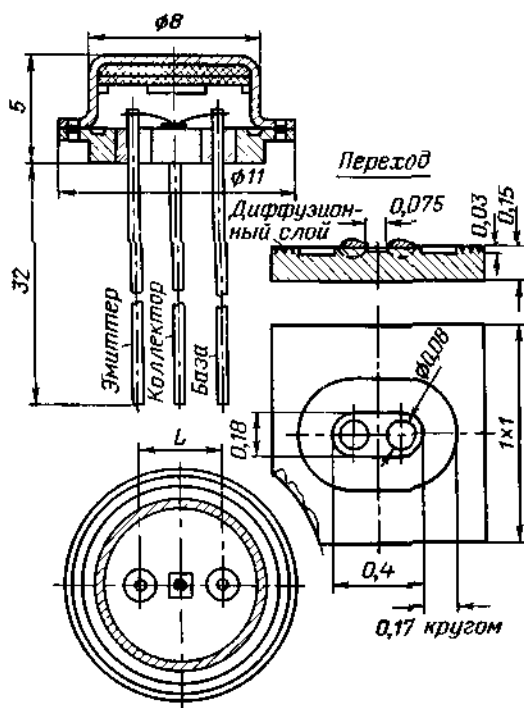


Рис. 8-2. Конструкция маломощного сплавно-диффузионного германиевого транзистора.

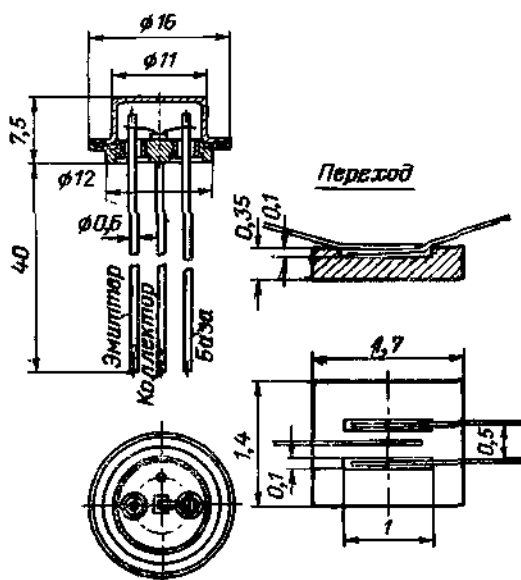


Рис. 8-3. Конструкция маломощного диффузионного кремниевого транзистора.

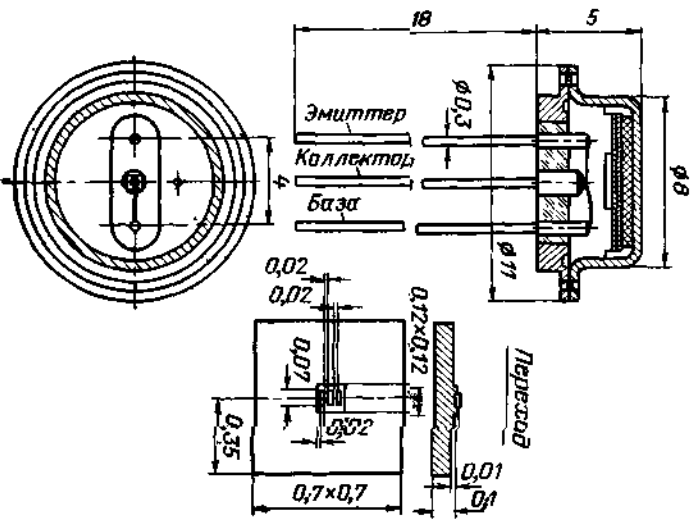


Рис. 8-4. Конструкция малоомощного меза-транзистора.

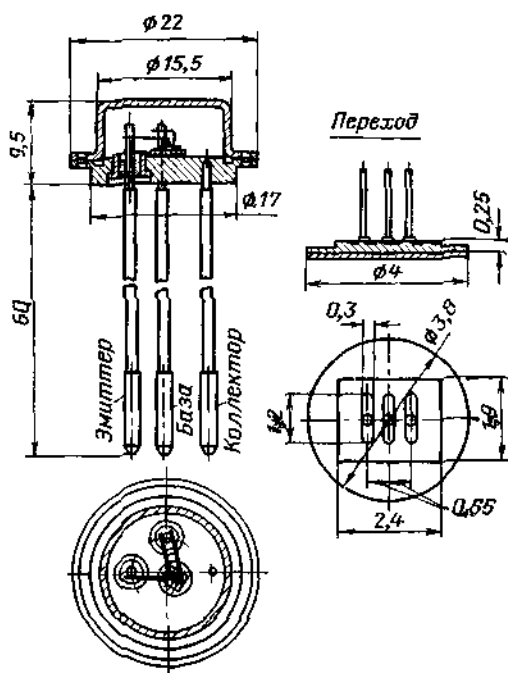


Рис. 8-5. Конструкция мощного конверсионного транзистора.

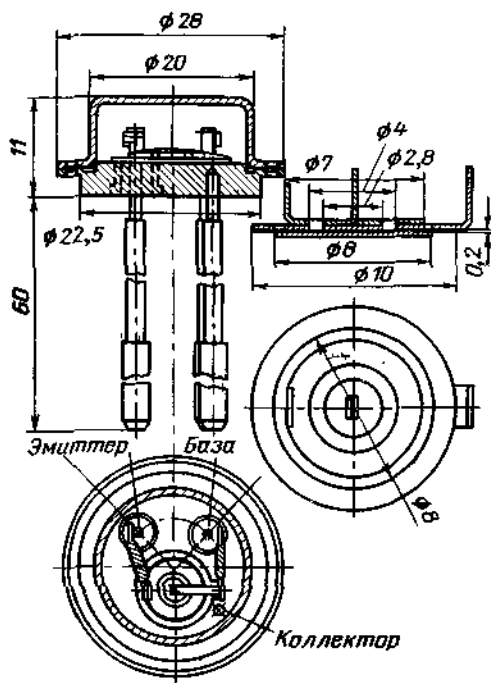


Рис. 8-6. Конструкция мощного сплавленного германиевого транзистора.

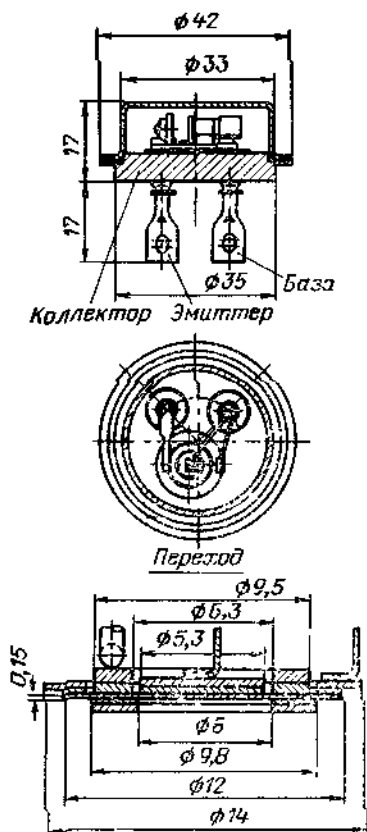


Рис. 8-7. Конструкция мощного сплавленного германиевого транзистора.

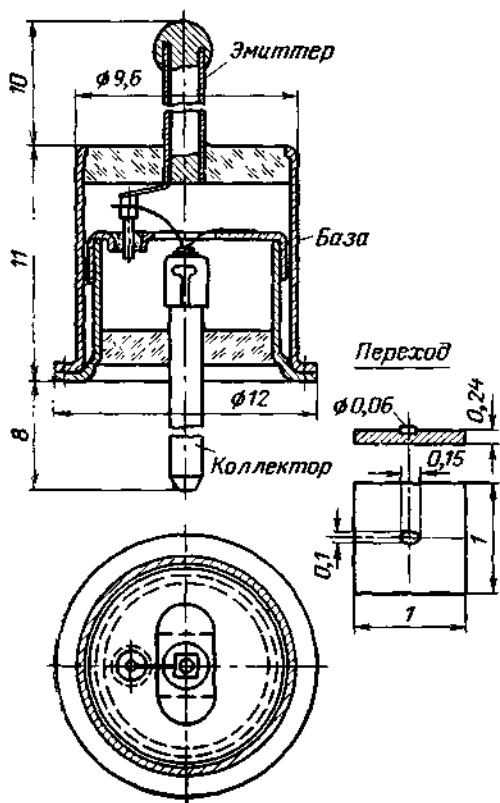


Рис. 8-8. Конструкция СВЧ германиевого транзистора.

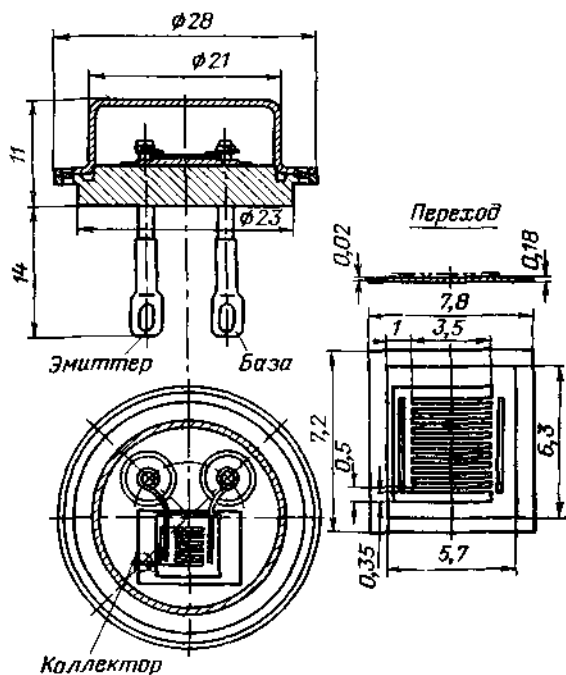


Рис. 8-9. Конструкция мощного кремниевого транзистора.

Основные свойства наиболее важных полупроводниковых материалов

1. Германий

Атомный номер	32
Атомный вес	72,59
Изотопы: массовое число	70—20,4%
	72—27,4%
	73—7,8%
	74—36,6%
	76—7,8%
Постоянная решетки	5,65754±0,00001Å при 298° K
Кристаллическая структура — кубическая гранецентрированная (типа алмаза) . . .	
Число атомов в 1 см ³	4,45·10 ²²
Плотность	5,32674 г/см ³ (при 25° C)
Твердость по шкале Мооса	6,25
Температура плавления	937° C
Температура кипения	2700° C
Скрытая теплота плавления	8 100±200 кал/моль
Скрытая теплота сублимации	89 000±2 000 кал/моль (1 150° K)
Теплоемкость	5,47 кал/(моль·град) (300° K)
Теплопроводность	0,14 кал/(сек·см) (25° C)
Линейный коэффициент теплового расши- рения, град ⁻¹	+2,20·10 ⁻⁶ (100° K) +5,75·10 ⁻⁶ (300° C) +6,1·10 ⁻⁶ (с—300° C) +6,6·10 ⁻⁶ 1° C (300—600° C)
Упругие постоянные (дин/см ²)	C ₁₁ =12,9·10 ¹¹ C ₁₂ =4,83·10 ¹¹ C ₄₄ =6,71·10 ¹¹
Коэффициент объемной сжимаемости . . .	1,3·10 ¹² см ² дин
Работа выхода	4,78 эв
Ширина запрещенной зоны	0,780 эв (0° K) 0,67 эв (291° K)
Диэлектрическая проницаемость	16
Показатель преломления	4,068—4,143
Эффективная масса электронов	0,12 m ₀
Эффективная масса тяжелых дырок	0,28 m ₀
Эффективная масса легких дырок	0,044 m ₀
Предельная скорость дрейфа электронов	6·10 ⁶ см/сек
Предельная скорость дрейфа дырок . . .	(4—6)·10 ⁶ см/сек
Удельное сопротивление германия соб- ственной проводимости	64 ом·см (20° C)

2. Кремний

Атомный номер	14
Атомный вес	28,08
Изотопы: массовое число	28—92,3%
	29—4,7%
	30—3,0%

Продолжение

Постоянная решетки	5,43072±0,00001Å (298° K)
Кристаллическая структура	кубическая, гранецентрированная (типа алмаза)
Число атомов в 1 см ³	4,99·10 ²²
Плотность	2,32902 г/см ³ (298° K)
Твердость по шкале Мооса	7
Температура плавления	1 417° C
Температура кипения	2 600° C
Скрытая теплота плавления	11 950±180 кал/моль
Скрытая теплота сублимации	105 000±12 000 кал/моль при 1 550° K
Теплоемкость	4,65 кал (моль·град) (300° K)
Теплопроводность	0,2 кал/(сек·см) (20° C)
Линейный коэффициент теплового расширения, град ⁻¹	-0,31·10 ⁻⁶ (100° K) +2,33·10 ⁻⁶ (300° K) +4,2·10 ⁻⁶ (0—300° C)
Упругие постоянные (дин см ²)	C ₁₁ =16,6·10 ¹¹ C ₁₂ =6,39·10 ¹¹ C ₄₄ =7,95·10 ¹¹
Коэффициент объемной сжимаемости	0,98·10 ⁻¹² см ² /дин
Работа выхода	4,8 эв
Ширина запрещенной зоны	1,21 эв (0° K); 1,12 эв (300° K)
Диэлектрическая проницаемость	11,7
Показатель преломления	3,42
Эффективная масса электронов	0,26 m ₀
Эффективная масса тяжелых дырок	0,49 m ₀
Эффективная масса легких дырок	0,16 m ₀
Предельная скорость дрейфа электронов	1·10 ⁷ см/сек
Предельная скорость дрейфа дырок	7,5·10 ⁶ см/сек
Удельное сопротивление кремния собственной проводимости	2,3·10 ⁶ ом·см

3. Другие полупроводниковые материалы

Материал	Ширина запрещенной зоны (300° K), эв	Холловская подвижность электронов, см ² /(в·сек)	Холловская подвижность дырок, см ² /(в·сек)	Диэлектрическая проницаемость	Точка плавления, °C	Плотность, г/см ³
C (алмаз)	6—7	1 800	1 200	5,7	3 500	3,5
SiC	2,8	100	20	7	2 700	3,2
GaP	2,24	110	75	8,4	1 467	—
GaAs	1,43	8 500	420	11,1	1 238	5,3
InP	1,26	4 600	150	10,8	1 058	4,8
GaSb	0,70	4 000	1 400	14	706	5,6
InAs	0,36	33 000	460	11,7	942	—
InSb	0,18	77 000	750	15,9	530	5,78
PbS	0,37	500	500	—	1 114	7,6
PbSe	0,26	1 200	1 000	—	1 065	8,15
PbTe	0,29	1 800	900	—	917	8,16
Bi ₂ Te ₃	0,13	1 200	510	—	585	7,86

Энергия ионизации, коэффициенты диффузии, коэффициенты распределения и предельная растворимость для важнейших примесей в германии и кремнии

1. Германий

Примесь	Энергия ионизации	Коэффициент диффузии	Коэффициент распределения	Предельная растворимость
I. Li, n	-0,0095	$1,3 \cdot 10^{-3} \exp(-0,46, kT)$	0,002	$7,6 \cdot 10^{18}$ (1098° K)
Cu, p	+0,04	$4,0 \cdot 10^{-3} \exp(-0,33, kT)$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$4,4 \cdot 10^{16}$
p	+0,32			
p	-0,26			
Ag, p	+0,13	$4,4 \cdot 10^{-2} \exp(-1,0, kT)$	$4 \cdot 10^{-7}$	$9 \cdot 10^{14}$ (1098° K)
p	-0,29			
p	-0,09			
Au, n	+0,05	$8 \cdot 10^{-10}$ (1073° K)	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{16}$ (1198° K)
p	+0,15			
p	-0,20			
p	+0,04			
II. Be, p	+0,02	$< 10^{-11}$ (1123° K)	0,1—1	$1 \cdot 10^{19}$
p	+0,07			
Zn, p	+0,03	$0,65 \exp(-2,5, kT)$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{18}$ (1023° K)
p	+0,09			$2 \cdot 10^{18}$
Cd, p	+0,05	$1,7 \cdot 10^0 \exp(-4,4, kT)$	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{18}$ (1113° K)
p	+0,16	—	—	—
Hg, p	+0,083	—	—	—
p	+0,23	—	—	—
III. B, p	+0,0104	$1,6 \cdot 10^0 \exp(-4,6, kT)$	17	—
Al, p	+0,0102	—	0,07	$4 \cdot 10^{16}$ (950° K)
Ga, p	+0,0108	$40 \exp(-3,14, kT)$	0,08	$5 \cdot 10^{20}$ (923° K)
In, p	+0,0112	$24 \exp(-3,0, kT)$	$7 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{18}$ (1073° K)
Tl, p	+0,01	$1,7 \cdot 10^0 \exp(-3,4, kT)$	$4 \cdot 10^{-5}$	—
IV. Ge	—	$(7,8 \pm 3,4) \exp(-2,95, kT)$	—	—
Si	—	—	5,5	—
Sn	—	—	0,02	$5 \cdot 10^{20}$
Pb	—	—	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{17}$
V. P, n	-0,0120	$2,5 \exp(-2,48, kT)$	0,08	$1 \cdot 10^{20}$
As, n	-0,0127	$3 \exp(-2,4, kT)$	0,02	$2 \cdot 10^{20}$ (1073° K)
Sb, n	-0,0096	$1,2 \exp(-2,3, kT)$	$3 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{19}$
Bi, n	—	$3 \exp(-2,5, kT)$	$5 \cdot 10^{-5}$	—

Примесь	Энергия позиции	Коэффициент диффузии	Коэффициент рас- пределения	Предельная растворимость
VI. Cr, <i>p</i>	+0,07	—	—	—
<i>p</i>	+0,12	—	—	—
O, <i>n</i>	0,01	10^{-8}	—	$2 \cdot 10^{18}$
S, <i>n</i>	-0,13	$1 \cdot 10^{-9}$ (1 193° K)	—	$5 \cdot 10^{15}$
Se, <i>n</i>	-0,14	—	—	$5 \cdot 10^{15}$
<i>n</i>	-0,28	—	—	—
Te, <i>n</i>	-0,11	—	—	$2 \cdot 10^{15}$
<i>n</i>	-0,30	—	—	—
VII. Mn, <i>p</i>	+0,16	—	$1,0 \cdot 10^{-6}$	—
<i>p</i>	-0,37	—	—	—
VIII. Fe, <i>p</i>	+0,35	0,13 exp (-1,08, <i>kT</i>)	$3 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{15}$ (1 120° K)
<i>p</i>	-0,27	—	—	—
Co, <i>p</i>	+0,25	0,16 exp (-1,11, <i>kT</i>)	$1 \cdot 10^{-6}$	—
<i>p</i>	-0,31	—	—	—
Ni, <i>p</i>	+0,22	0,8 exp (-0,89, <i>kT</i>)	$3 \cdot 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{15}$ (1 173° K)
<i>p</i>	-0,30	—	—	—
Pt, <i>p</i>	+0,04	—	—	—
<i>p</i>	-0,20	—	—	—

2. Кремний

Примесь	Энергия позиции	Коэффициент диффузии	Коэффициент рас- пределения	Предельная растворимость
I. Li, <i>n</i>	-0,033	$2,5 \cdot 10^{-3}$ exp (-0,66, <i>kT</i>)	0,01	$6 \cdot 10^{19}$ (1 423° K)
Cu, <i>p</i>	+0,24	$4,7 \cdot 10^{-3}$ exp (-0,43, <i>kT</i>)	0,0045	$1 \cdot 10^{18}$ (1 473° K)
<i>p</i>	+0,37	—	—	—
<i>p</i>	+0,52	—	—	—
Ag, <i>p</i>	+0,34	$2,0 \cdot 10^{-3}$ exp (-1,59, <i>kT</i>)	—	$3 \cdot 10^{16}$ (1 473° K)
<i>p</i>	-0,33	—	—	—
Au, <i>n</i>	+0,35	$1,1 \cdot 10^{-3}$ exp (-1,11, <i>kT</i>)	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{16}$
<i>p</i>	-0,54	—	—	—
II. Zn, <i>p</i>	+0,31	$\sim 10^{-7}$ (1 373° K)	—	$6 \cdot 10^{16}$
<i>p</i>	+0,55	—	—	—
Mg	—	—	$8 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{16}$ (1 473° K)
Cd	—	—	—	10^{16}
Hg, <i>p</i>	+0,36	—	—	—
<i>n</i>	-0,33	—	—	—

Примесь	Энергия ионизации	Коэффициент диффузии	Коэффициент расширения	Предельная растворимость
III. В, p	+0,046	$10 \exp(-3,6/kT)$	0,8	$6 \cdot 10^{20}$ (1523° K)
Al, p	+0,057	$5 \exp(-3,3/kT)$	0,002	$2 \cdot 10^{19}$ (1623° K)
Ga, p	+0,065	$40 \exp(-3,9/kT)$	0,008	$2,1 \cdot 10^{19}$ (1528° K)
In, p	+0,16	$16 \exp(-3,9/kT)$	$4 \cdot 10^{-4}$	$6,7 \cdot 10^{28}$ (1443° K)
Tl, p	+0,26	$16 \exp(-3,9/kT)$	—	—
IV. Si	—	$1,8 \cdot 10^8 \exp(-4,86/kT)$	—	—
Ge	—	$6,26 \cdot 10^8 \exp(-5,3/kT)$	0,33	—
Sn	—	—	0,016	$6 \cdot 10^{19}$
V. P, n	-0,044	$29 \exp(-3,88/kT)$	0,35	$1,5 \cdot 10^{21}$
As, n	-0,049	$0,32 \exp(-3,6/kT)$	0,3	$1,8 \cdot 10^{21}$
Sb, n	-0,039	$13 \exp(-3,95/kT)$	0,023	$7 \cdot 10^{19}$ (1600° K)
Bi, n	-0,069	$10^8 \exp(-4,6/kT)$	$7 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{17}$
VI. Cr	—	—	$1 \cdot 10^{-8}$	10^{18}
O	0,03	—	0,5	$2 \cdot 10^{18}$ (1673° K)
S, n	-0,18	$0,92 \exp(-2,2/kT)$	$1 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{16}$ (1600° K)
n	-0,37	—	$1 \cdot 10^{-8}$	10^{18} (1473° K)
Se	—	—	$8 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{16}$
Te	—	—	—	—
VII. Mn, n	-0,53	$> 2 \cdot 10^{-7}$ (1473° K)	—	$3,5 \cdot 10^{16}$ (1600° K)
Fe, n	+0,40	$6,210^{-8} \exp(-0,86/kT)$	$8 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{16}$ (1473° K)
n	-0,55	—	—	—
Co, p	+0,39	—	$8 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{16}$ (1473° K)
Ni, p	+0,22	—	$8 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{17}$
p	-0,35	—	—	—
Pt, n	-0,37	—	—	—

Работа выхода для некоторых материалов
(в электронвольтах)

Na	2,23	Pb	4,15	Au	4,76	Pt	6,0
K	2,26	Ta	4,15	Ba	2,55	Ge	4,78
Cs	1,93	Mo	4,2	Hg	4,53	Si	4,8
Cu	4,29	W	4,55	Al	4,25	InSb	4,57
Ag	4,73	Ni	5,0	Th	4,55	GaAs	4,69

Сплавы, применяемые в производстве транзисторов

В производстве полупроводниковых приборов применяют пять групп сплавов, составы и назначение которых приведены ниже.

Сплавы, образующие выпрямляющие контакты

Состав сплава*	Температура плавления, °C	Назначение контакта	Тип прибора
InGa (0,5)	154	Эмиттер	p-n-p Ge-транзистор
InAu (1) Ga (0,5)	158	"	То же
SnAl (1)	300	"	" "
InAu (3)	170	Коллектор	" "
InZn (1)	152	"	" "
PbSb (3)	310	Эмиттер и коллектор	n-p-n Ge-транзистор
PbSb (5)	298	То же	То же
SnP (0,2)	252	" "	n-p-n Si-транзистор
AlSi (7)	610	" "	p-n-p Si-транзистор
SnAs (4)	410	—	Ge-туннельный диод

Эмиттерные сплавы диффузионно-сплавных транзисторов

Состав сплава*	Температура плавления, °C	Тип прибора
InSb (5) Au (7) Ga (0,5)	460	p-n-p Ge-транзистор
PbIn (36) Bi (7) Sb (1) Ga (0,5)	480	То же
PbIn (50) Bi (7) Sb (5) Au (2) Ga (0,35)	480	" "
PbIn (40) Bi (7) Sb (1) Au (1) Ga (0,3)	420	" "
PbAg (2,5) Au (0,5) Sb (1) Ga (1)	380	" "
InSn (25) Sb (5) Ga (0,5) Ni (0,2)	300	" "
SnAs (1,5) Ga (0,5)	400	n-p-n Si-транзистор
SnAs (3) Ga (2)	500	Si-тиристор
SnAs (2) Ga (2) Pb (1)	480	То же

Сплавы, образующие омические контакты

Состав сплава*	Температура плавления, °С	Тип полупроводникового материала
PbIn (10)	300	p-Ge
PbIn (20)	280	p-Ge
PbIn (50)	220	p-Ge
InAu (3) Ga (0,3)	170	p-Ge
SnSb (1)	234	n-Ge
SnSb (3)	238	n-Ge
PbAs (3)	288	n-Ge
AgCu (27) Sb (3)	700	n-Ge
PbSn (30) Sb (5)	260	n-Ge и n-Si
PbSn (38) Sb (2)	240	n-Ge и n-Si
PbBi (15) Sn (10) Sb (5)	225	n-Ge
SnGa (0,5)	230	p-Si
PbAg (3) Ga (1)	310	p-Si
PbAg (15)	530	p-Si
PbNi (0,5) As (0,5)	450	n-Si
PbBi (10) Ni (1)		
Sb (1)	420	n-Si
AuSb (0,1)	1 060	n-Si
AuSb (1)	1 035	n-Si
AuAs (0,3)	1 057	n-Si
AuGa (1)	1 030	p-Si
AuAg (10) Ga (1)	1 025	p-Si и p-Ge
AgAu (20) Sb (1,5)	950	n-Si и p-Ge
AgAu (15) Sb (1,5)	940	n-Si и n-Ge

Сплавы-источники диффузанта

Состав сплава*	Температура плавления, °С	Тип полупроводникового материала
GeSb (50)	810	Ge
GeGa (5)	915	Ge
GeAs (0,5)	936	Ge
GeAs (2)	930	Ge
GeAs (4)	922	Ge
GeAs (10)	900	Ge

* Цифры в скобках после названия компонента указывают его концентрацию в весовых процентах.

Приложение**

Состав сплава*	Температура плавления, °C
PbIn (5)	315
PbIn (60)	200
InCd (24)	123
SnIn (30)	130
SnIn (50)	117
PbSn (10)	310
SnPb (36) Cd (17)	140
SnPb (37) Ag (3)	175
SnZn (10)	198
AgCu (27) In (10)	500
AuSi (3)	370

** Помимо перечисленных, в производстве транзисторов применяют ряд стандартных припоев.

Влияние типа проводимости и степени легирования исходного полупроводника на коэффициенты диффузии примесей

а) Германий ($n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$; $p = 10^{19} \text{ см}^{-3}$)

Диффундирующая примесь	Температура, °K	$D_n/D_{\text{собств}}$	$D_p/D_{\text{собств}}$
Sb	1 043	2,7	0,54
	1 074	2,1	0,49
	1 114	1,9	0,52
	1 148	1,3	0,62
	1 079	1,22	0,42
As	1 093	1,28	0,48
	1 124	1,07	0,56
	1 092	1,47	0,94
In	1 098	1,25	0,44
	1 148	1,15	1,0

б) Кремний ($n_i = 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$; $p = 10^{19} \text{ см}^{-3}$)

Sb	1 465	2,5	0,29
	1 525	3,1	0,8
P	1 488	3,1	0,8
	1 427	1,4	0,4
In	1 519	0,75	7,1
	1 488	0,58	8,1

Экспериментальные данные предельных значений дрейфовой скорости носителей заряда в германии и кремнии

Эти данные для температуры 298° К приведены в следующей ниже таблице.

По достижении напряженностью поля определенного значения, называемого критическим, подвижность носителей начинает снижаться. Величина скорости носителей, соответствующая критическому значению напряженности поля, называется критической скоростью. При дальнейшем увеличении напряженности поля скорость носителей достигает некоторого постоянного максимального значения.

Параметры	Исследуемые значения параметров			
	Кремний		Германий	
	Электроны	Дырки	Электроны	Дырки
Критическая напряженность поля, <i>в/см</i>	2 500	7 500	900	1 400
Напряженность поля, соответствующая насыщению дрейфовой скорости, <i>в/см</i>	$2 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$	$(2 \div 3) \times 10^4$
Предельное значение скорости дрейфа, <i>см/сек</i> . .	$1 \cdot 10^7$	$7,5 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$	$(4 \div 6) \times 10^6$
Температурный коэффициент предельной скорости дрейфа в интервале 100—300° К	$-1 \cdot 10^{-2}$	—	$2,5 \cdot 10^{-2}$	—

Наиболее употребительные травители для полупроводниковых материалов

В процентах травителей, приведенных в следующих ниже таблицах, предполагается, что жидкие составляющие травителей имеют следующие концентрации:

- HF—49%;
- HNO₃—70%;
- H₂O₂—30%;
- HCl—36%.

Уксусная кислота CH₃COOH ледяная.

Травители для германия

Наименование	Состав (обозначение частей)	Основное применение
CP-4	15 ч. HF 25 ч. HNO ₃ 15 ч. CH ₃ COOH 0,3 см ³ Br ₂	Травление, выявление двойников, <i>p-n</i> переходов
CP-4A	3 ч. HF 5 ч. HNO ₃ 3 ч. CH ₃ COOH	То же, что и CP-4
Поллирующий травитель	5 ч. HF 8 ч. HNO ₃ 15 ч. CH ₃ COOH	Химическая полировка (40–60° C), медленное травление (20° C)
Перекись водорода	H ₂ O ₂ (30%–5%)* (в некоторых случаях вводится до 80 ч/л NaOH)	Очистка поверхности
Травитель с гипохлоритом натрия	1–2%-ный раствор NaClO	Травление плоскостей (111) и (100)
Травитель для выявления дислокаций	6 ч. KOH 4 ч. K ₂ Fe(CN) ₆ 70 мл H ₂ O	Выявление дислокаций на плоскости (111)
Профилирующий травитель	2 ч. HF (42%) 1 ч. H ₂ O ₂ (30%)	Профилирование поверхности германия (в сочетании с фотолитографическим процессом)
Освежающий травитель	7 ч. HF (42%) 1 ч. HNO ₃ (70%) 1 ч. H ₂ O ₂ (30%) 4 ч. H ₂ O	Освежение поверхности в планарной технологии

Травители для кремния

Поллирующий быстрый травитель	1 ч. HF (42%) 5 ч. HNO ₃ 1 ч. CH ₃ COOH	Химическая полировка кремния
Поллирующие медленные травители	1 ч. HF 8–20 ч. HNO ₃ 1 ч. CH ₃ COOH	То же
Травитель для переходов	1 ч. HF 4 ч. HNO ₃	Химическое травление переходов
Травитель для выявления переходов	100 ч. HF 0,1–0,5 ч. HNO ₃	Выявление <i>p-n</i> переходов методом окрашивания
Щелочные травители	1–30%-ные растворы KOH и NaOH	Быстрое выявление структурных деталей

Марки монокристаллического германия (ЦМТУ 05-103-68)

В зависимости от назначения и требований германий монокристаллический выпускается электронного (n) и дырочного (p) типов проводимости восьми групп (I—VIII), указанных в таблице.

Пример обозначения: ГДГ — 0,75, группа 1 г2: «Г» — германий, «Д» — дырочного типа проводимости; «Г» — галлием легированный, 0,75 — номинал удельного сопротивления ($ом \cdot см$); группа 1 — группа по номиналу удельного сопротивления (0,1—6,0 $ом \cdot см$): г — индекс группы по разбросу удельного сопротивления ($\pm 15\%$); 2 — индекс группы по плотности дислокаций (меньше $2 \cdot 10^4 см^{-2}$).

Основные марки: ГЭС (легированные сурьмой), ГДГ (галлием), ГЭСЗ (сурьмой и золотом), ГДМ (мышьяком).

Примечания. Германий монокристаллический в таблице может заказываться со значениями параметров, отмеченными знаком «х».

Диффузионная длина в слитках с удельным сопротивлением от 0,24 до 35 $ом \cdot см$ изменяется в пределах от 0,3 до 1,2 $мм$ в зависимости от номиналов удельного сопротивления и типа проводимости.

Время жизни носителей заряда в германии марки ГЭСЗ менее 0,1 $мксек$.

Марки монокристаллического кремния (ЦМТУ 05-104-68)

В зависимости от назначения и требований кремний монокристаллический выпускается электронного (Э) и дырочного (Д) типов проводимости 15 групп марок: 1А, 1Б, 2А, 2Б, 2В, 2Г, 2Д, 2Е, 3А, 3В, 4А, 5А, 5Б, 5В.

Пример обозначения. КЭФ 4/0,1, гр. 1А,а: кремний электронного типа проводимости, легированный фосфором, с номиналом удельного сопротивления 4 $ом \cdot см$, диффузионной длиной 0,1 $мм$, группы 1А, подгруппы а.

БКД 1000, гр 2Е,б: кремний дырочного типа проводимости, полученный методом бестигельной зонной плавки, с номиналом 1000 $ом \cdot см$ группы 2Е, подгруппы б.

Группы по номиналу удельного сопротивления	Пределы номиналов удельного сопротивления, Ом·см	Тип проводимости, легирующая примесь	Индексы группы по плотности дислокаций	Значение плотности дислокаций, см ⁻²	Индексы группы по разбросу удельного сопротивления												Диаметр слитка, мм	Длина слитка не менее, мм			
					Разброс удельного сопротивления от заданного номинала не более, %																
					а	б	в	г	д	е	ж	з	и	к	л	м					
IV	0,01—0,12 (n-тип) 0,001—0,12 (p-тип)	Сульфид (n-тип), галлий (p-тип)	1 2 3 4 5 6	Не контролируется Не более 2·10 ⁴ 2·10 ⁴ —2·10 ⁵ 4·10 ⁵ —1·10 ⁶ Не более 5·10 ⁶ Не более 10 ⁷	Тип												20—35 20—35 20—35 20—35 20—35 15	40 30 30 30 30 20			
					±25	±20	±17,5	±15	±10	п	р	п	р	п	р	п			р	п	р
					×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×			×	×	×
					×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×			×	×	×
					×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×			×	×	×
					×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×			×	×	×
V	0,003—0,011 (n-тип) 0,0001—0,0011 (p-тип)	Sb (n-тип) Ga (p-тип)	1	Не контролируется	Тип												Не менее 15	20			
					×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×			×	×	
VI	0,0009—0,005 (n-тип)	As	1	То же	Тип												Не менее 10	25			
					×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×			×	×	
VII	0,00075—0,0010 (n-тип)	As	1	• •	Тип												Не менее 10	20			
					×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×			×	×	
VIII	2,0—3,0 (n-тип)	Sb+As	1	• •	Тип												21—35	40			
					×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×			×	×	

Группа	Пределы номиналов удельного сопротивления, Ом·см	Подгруппа	Допустимый разброс удельного сопротивления по слитку от заказанного номинала не более, %	Плотность дислокаций не более, см ⁻²	Тип проводимости	Легированный элемент	Выращивание монокристалла методом	
							Чохральского	Бестигельным
1A	1—15	а	±15	2·10 ⁴ —5·10 ⁴	Э, Д	Б, Ф, Б		X
		б	±15					
1B	1—20	а	±20	2·10 ⁴ —5·10 ⁴	Э, Д, Д	Ф, Б		X
		б	±20					
		в	±20					
		г	±20					
2A	15—25	а	±20	5·10 ⁴	Э	Ф		X
		б	±20					
		в	±15					
		г	±15					
2B	25—45	а	±25	2·10 ⁴	Э	Ф		X
		б	±25					
		в	±20					
		г	±20					
2B	40—75	а	±30	5·10 ⁴	Э	Ф		X
		б	±25					
2Г	50—140 60—120	а	±30	5·10 ⁴	Э	Ф		X
		б	±25					
2Д	100—250	а	±35	5·10 ⁴	Э	Ф		X
		б	±35					
2E	500 1 000 1 500 2 000	а	±35	5·10 ⁴	Э, Д, Д, Д	Б, Б, Б, Б		X
		б	±35					
		в	±35					
		г	±35					
3A	0,005—1,0	а	±35	—	Э, Д, Д	Б, Б		X
		б	±30					
		в	±20					
		г	±15					
3B	0,005—0,1	а	±10	5·10 ³ —5·10 ⁴	Э, Д	Ф, М, Б		X
		б	±10					
		в	±15					
		г	±15					
3B	0,008—1,0	а	±7	5·10 ⁴	Э	Ф		X
		б	±25					
		в	±15					
		г	±10					

Группа	Пределы номиналов удельного сопротивления, ом·см	Подгруппа	Доп. стандартный разброс удельного сопротивления по ссылке от заказанного номинала не более, %	Плотность дислокаций не более, см ⁻²	Тип проводимости	Легирующий элемент	Выращивание монокристалла методом	
							Цокарского	бестигельным
4A	0,02—0,2	а	±25	—	Д	А	—	×
		б	±20	—	Д	А	—	×
5A	3—18	а	±30	2·10 ³ —5·10 ³	Э	Ф+З	×	×
		б	±30	10	Э	Ф+З	×	—
5B	20—40		±30	2·10 ³ —5·10 ³	Э	Ф+З	×	—
5B	40—120		±40	2·10 ³ —5·10 ³	Э	Ф+З	×	—

Легирующие элементы: А — алюминий; Б — бор, С — сурьма; М — мышьяк; Ф — фосфор; З — золото. Числовая дробь указывает: числитель — номинал удельного сопротивления (ом·см), знаменатель — значение диффузионной длины (мм) для групп 1А, 1Б, 2А, 2Б и время жизни (мксек) для группы 5А.

Для групп 2В, 2Г, 2Д, 2Е обозначение легирующего элемента и числовая дробь не ставятся. При заказе указываются индексы группы и подгруппы.

Экспериментальные данные предельных значений дрейфовой скорости носителей заряда в германии и кремнии

Параметры	Исследуемые значения параметров			
	Кремний		Германий	
	Электроны	Дырки	Электроны	Дырки
Критическая напряженность поля, в/см	2 500	7 500	900	1 400
Напряженность поля, соответствующая насыщению дрейфовой скорости, в/см	2·10 ⁴	5·10 ⁴	5·10 ³	(2÷3)·10 ⁴
Предельное значение скорости дрейфа, см/сек	1·10 ⁷	7,5·10 ⁶	6·10 ⁶	(4÷6)·10 ⁶
Температурный коэффициент предельной скорости дрейфа в интервале 100—300° К	—1·10 ⁻²	—	—2,5·10 ³	—

Кремниевые эпитаксиальные структуры (БКО 028.006 ТУ)

Характеристика кремниевых эпитаксиальных структур обозначается дробью.

7КЭФ 0,3

Пример. 25 $\frac{\quad}{200 \text{ КДБ } 10}$, где числитель указывает па-

раметры слоя, знаменатель — параметры подложки;
25 — диаметр структуры, мм;
7 — толщина слоя, мм;

Наименование параметра	Единица измерения	Величина	
		Группа Т	Группа П
Толщина слоя	мкм	5—20 20—40	5—20 20—40
Отклонения удельного сопротивления эпитаксиального слоя			
I. Для номинала $\leq 2,5 \text{ ом}\cdot\text{см}$:			
а) внутри партии	%	± 20	± 25
б) по площади слоя от среднего значения	%	± 15	± 20
II. Для номинала $2,5 \text{ ом}\cdot\text{см}$:			
а) внутри партии	%	± 25	± 25
б) по площади пьески от среднего значения	%	± 20	± 25
Отклонения толщины слоя			
I. Для номинала 5—20 мкм:			
а) внутри партии:			
для интервала 5—10 мкм	%	± 20	± 20
для интервала 10—20 мкм	%	± 15	± 20
б) по площади слоя от среднего значения	%	± 15	± 15
II. Для номинала 20—40 мкм:			
а) внутри партии	%	± 15	± 20
б) по площади слоя от среднего значения	%	± 15	± 15
Толщина эпитаксиальной структуры	мкм	200—300	
Диаметр структуры	мм	25; 31; 40	
Чистота поверхности (класс шероховатости)		14	14
Неплоскопараллельность подложки	мкм/см	± 2	$\pm 2,5$
Плотность дислокаций не более	см ⁻²	$5 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^8$
Плотность дефектов роста не более	см ⁻²	0	0
Плотность дефектов упаковки не более	см ⁻²	$1 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8$

КЭФ — материал слоя (кремний, легированный фосфором);

0,3 — удельное сопротивление слоя, *ом · см*;

КДБ — материал подложки;

10 — номинал удельного сопротивления подложки, *ом · см*.

Параметры марок эпитаксиальных пленок даны ниже.

Некоторые величины, часто применяемые в расчетах:

$q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ *к* — заряд электрона;

$q/kT = 39$ *в*⁻¹ (при 300° К);

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ *дж/град* — постоянная Больцмана;

$h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ *дж · сек* — постоянная Планка;

$\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{14}$ *ф/см* — диэлектрическая проницаемость вакуума;

$N = 6,02 \cdot 10^{23}$ *см*⁻³ — число Авогадро;

$c = 2,998 \cdot 10^{10}$ *см/сек* — скорость света;

$\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-8}$ *гн/см* — магнитная проницаемость вакуума;

$m = 9,11 \cdot 10^{-28}$ *г* — масса электрона.

Для расчета толщины диффузионных слоев используется функция:

$$- \operatorname{erfc}(y) = \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-y^2} dy \right];$$

график этой функции приведен на рис. 8-10.

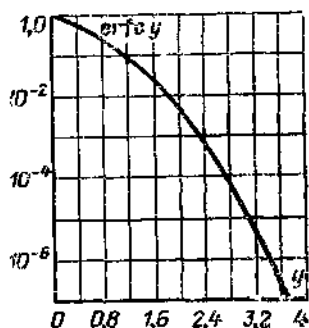


Рис. 8-10. График функции $\operatorname{erfc}(y)$.

Диаграммы состояний для различных сплавов

Диаграммы состояний для различных сплавов представлены на рис. 8-11—8-21.

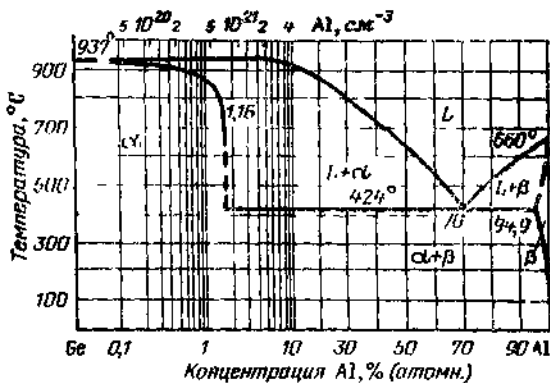


Рис 8-11 Диаграмма состояния Ge—Al.

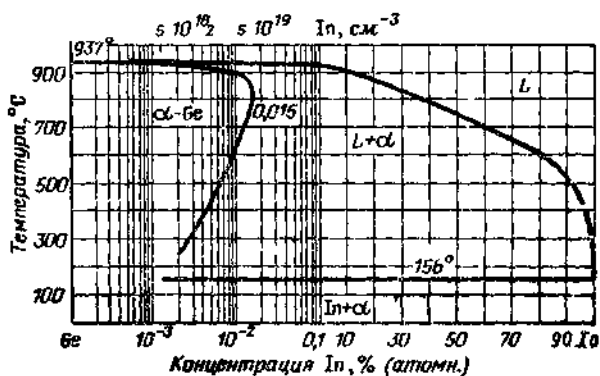


Рис. 8 12. Диаграмма состояния Ge—In.

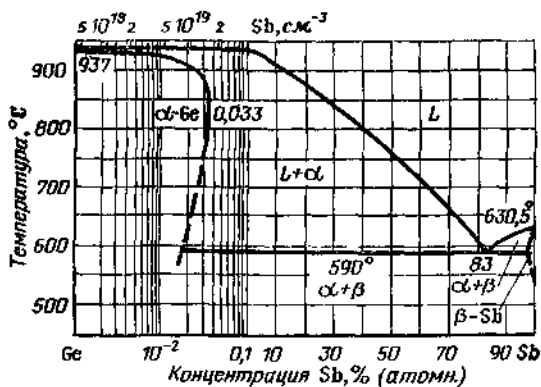


Рис. 8-13. Диаграмма состояния Ge—Sb.

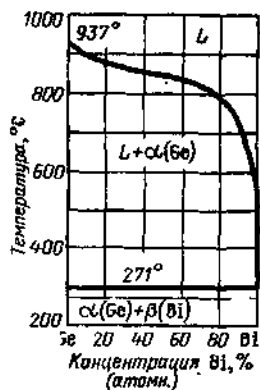


Рис. 8-14. Диаграмма состояния Ge—Bi.

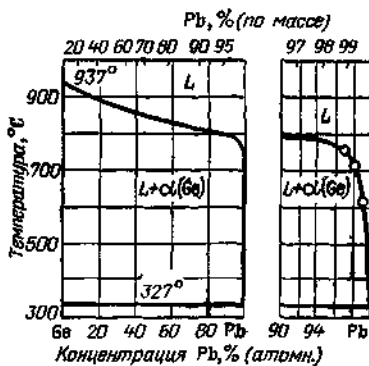


Рис. 8-15. Диаграмма состояния Ge—Pb.

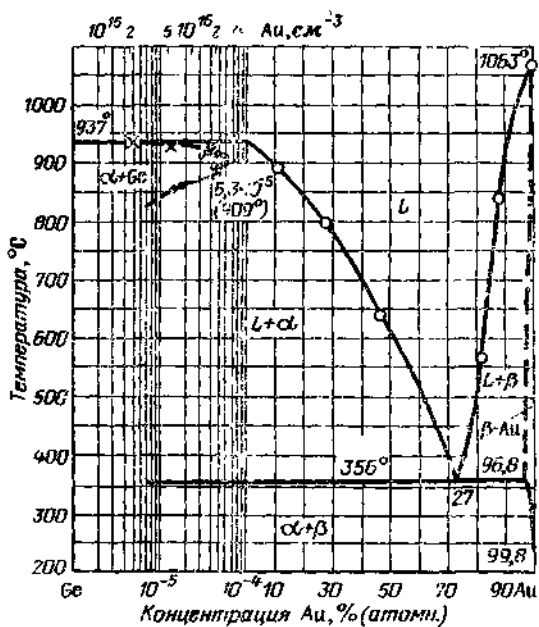


Рис. 8-16. Диаграмма состояния Ge—Au.

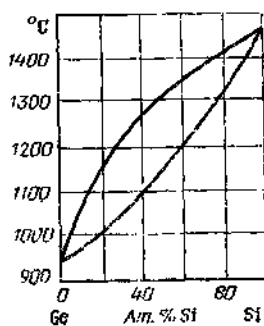


Рис. 8-17. Диаграмма состояний системы кремний—германий.

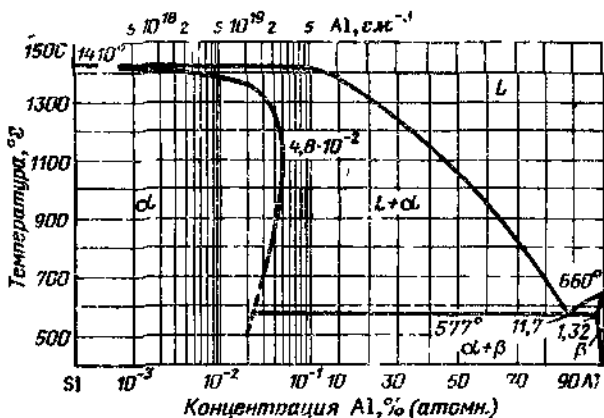
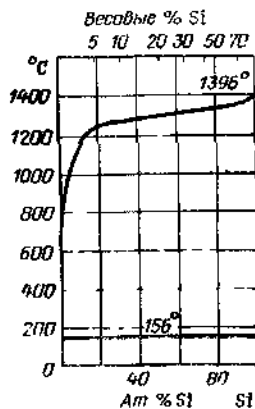


Рис. 8 18. Диаграмма состояния Si—Al.

Рис. 8-19. Диаграмма состояний системы индий—кремний.



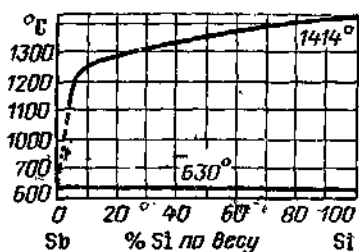


Рис. 8-20. Диаграмма состояний системы сурьма — кремний

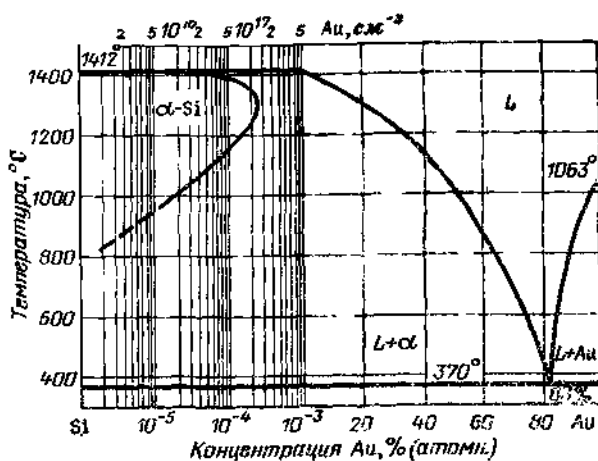


Рис. 8-21. Диаграмма состояний Si—Au.

Зависимости предельной растворимости примесей в германии и кремнии от температуры

Температурные зависимости предельной растворимости примесей представлены на рис. 8-22 и 8-23.

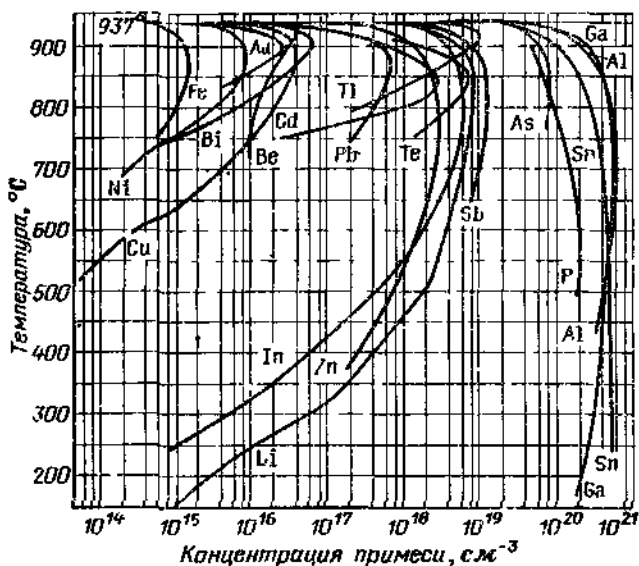


Рис. 8-22. Температурная зависимость предельной растворимости примесей в твердом германии.

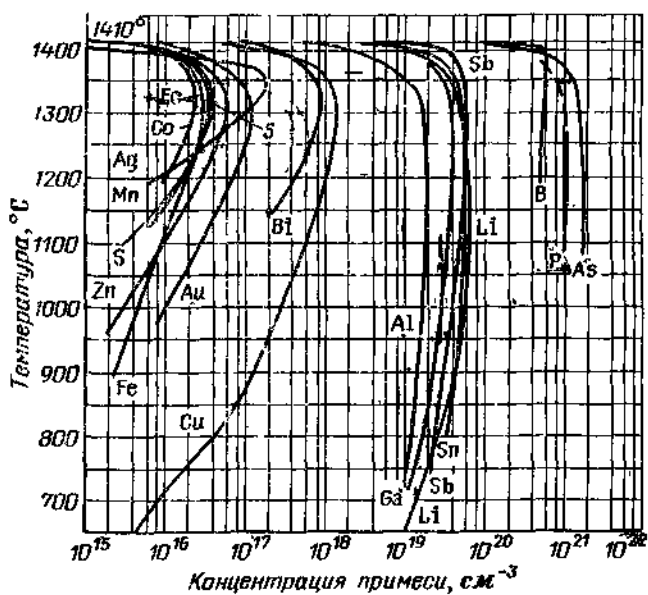


Рис. 8-23. Температурная зависимость предельной растворимости примесей в твердом кремнии.

Зависимости коэффициентов диффузии примесей в германии и кремнии от температуры

Эти зависимости представлены на рис. 8-24 и 8-25.

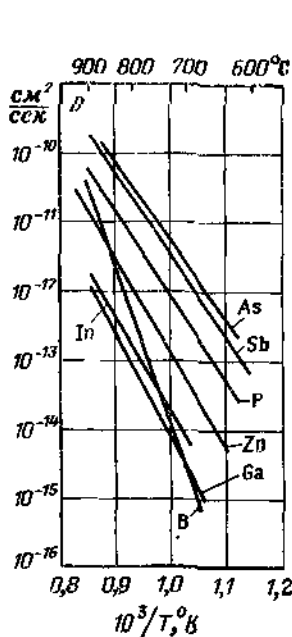


Рис. 8-24. Зависимость коэффициентов диффузии различных примесей в германии от температуры.

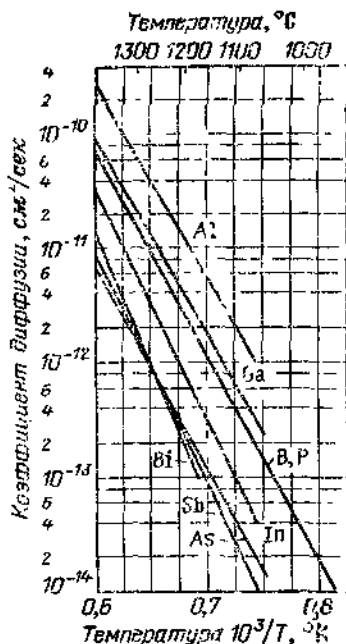


Рис. 8-25. Зависимость коэффициентов диффузии различных примесей в кремнии от температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блекмор Дж., Статистика электронов в полупроводниках, пер. с англ. под ред. Л. Л. Коренблита, изд-во «Мир», 1964.
2. Ван-дер-Зил А., Флуктуационные явления в полупроводниках, пер. с англ., Изд-во иностранной литературы.
3. Вул Б. М., Шотов А. П., О краевом пробое $p-n$ переходов в германии, ЖТФ, 1957, т. 27, вып. 10, стр. 2189—2194.
4. Вул Б. М., О пробое переходных слоев в полупроводниках, ЖТФ, 1956, т. 26, вып. 11, стр. 2403—2416.
5. Городецкий А. Ф. и др., Основы физики полупроводников и полупроводниковых приборов, изд-во «Наука», Новосибирск, 1966.
6. Данлэп В., Введение в физику полупроводников, Изд-во иностранной литературы, 1959.
7. IX Международная конференция по физике полупроводников, Москва, 23—29 июля 1968 г., Аннотация докл., изд-во «Наука», 1968.
8. Джонс Г., Теория зон Бриллюэна и электронные состояния в кристаллах, изд-во «Мир», 1968.
9. Каллуэй Дж., Теория энергетической зонной структуры, пер. с англ. В. П. Широковского под ред. С. В. Вонсовского, изд-во «Мир», 1969.
10. Киреев П. С., Физика полупроводников, изд-во «Высшая школа», 1969.
11. Мсделунг О., Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп, пер. с англ. под ред. Б. И. Болтакса, изд-во «Мир», 1967.
12. Мотт Н., Электроны в неупорядоченных структурах, пер. с англ., изд-во «Мир», 1969.
13. Новые методы полупроводниковой электроники, Эффект Ганна и его применение, сб. статей, пер. с англ., изд-во «Мир», 1968.
14. Пека Г. П., Физика поверхности полупроводников, Киев, 1967.
15. Петровский И. И., Электронная теория полупроводников, Введение в теорию, изд-во «Высшая школа», Минск, 1964.
16. Поверхностные и контактные явления в полупроводниках, Томск, 1964.
17. Полупроводники, под ред. Хеннея, пер. с англ. Б. Ф. Ормонта, Изд-во иностранной литературы, 1962.
18. Полупроводники с узкой запрещенной зоной и их применение, сб. статей, пер. В. М. Петрова, изд-во «Мир», 1969.
19. Родес Р. Г., Несовершенства и активные центры в полупроводниках, пер. с англ., изд-во «Металлургия», 1968.

20. Соминский М. С., Полупроводники, изд-во «Наука», 1967.
21. Сильбанс Л. С., Физика полупроводников, изд-во «Советское радио», 1968.
22. Фистуль В. И., Сильнолегированные полупроводники, изд-во «Наука», 1967.
23. Химическая связь в полупроводниках и твердых телах, сб. статей, изд-во «Наука и техника», Минск, 1965.
24. Шалабутов Ю. К., Введение в физику полупроводников, изд-во «Наука», 1969.
25. Шалыт С. С., Электропроводность полупроводников, сб. «Полупроводники в науке и технике», 1957, т. I, стр. 58—74.
26. Шотов А. П., Об ударной ионизации в германиевых *p-n* переходах, ЖТФ, 1958, т. 28, вып. 3, стр. 437—446.
27. Шотов А. П., Пробой электронно-дырочных переходов в германии на ударном напряжении, ЖТФ, 1956, т. 26, вып. 8, стр. 1634—1645.
28. Электрические и оптические свойства полупроводников, отв. ред. Д. В. Скобельцын, изд-во «Наука», 1966.
29. Электронные процессы на поверхности и в монокристаллических слоях полупроводников, Труды симпозиума, под ред. А. В. Ржанова, изд-во «Наука», Новосибирск, 1967.
30. Электронные явления на поверхности полупроводников, под общ. ред. В. И. Лященко, изд-во «Наукова думка», Киев, 1968.
31. Schottky W., Sprenke E., Zur quantitativen Durchführung der Raumladung- und Randschichttheorie der Kristallgleichrichter, Wiss. Veröf. a. d. Siemens-Werken, 1939, Bd 18, № 3, S. 225—291.
32. Adler R. a. oth., Introduction to semiconductor physics, New York, Wiley, 1964.
- 32a. Blatt F., Physis of electronic conduction in solids, New York, McGraw-Hill, 1968.
33. Cassignol E., Physique et electronique des semiconductors, Paris, Dunod, 1965.
34. Chynoweth A. and McKay K., Internal field emission in silicon *p-n* junctions, Phys. Rev., 1957, vol. 106, № 3, p. 418—426.
35. Conwell E., Properties of silicon and germanium, Proc. IRE, 1952, vol. 40, № 11, p. 1327—1337.
36. Conwell E., Properties of silicon and germanium, Proc. IRE, 1958, vol. 46, № 6, p. 1281—1300.
37. Conwell E. and Weisskopf V., Theory of impurity scattering in semiconductors, Phys. Rev., 1950, vol. 77, № 3, p. 388—390.
38. Hyde F., Semiconductor, London, Macdonald and Co., 1965.
39. Localized excitations in solids, ed by R. Wallis, New York, Plenum Press, 1968.
40. Long D., Energy bands in semiconductors, New York, Interscience, 1968.
41. McKay K., Avalanche breakdown in silicon, Phys. Rev., 1954, vol. 94, № 4, p. 877—884.
42. Many A. a. oth., Semiconductor surfaces, Amsterdam, North Holland Publ. Co., 1965.
43. Miller S., Ionization rates for holes and electrons in silicon, Phys. Rev., 1957, vol. 105, № 4, p. 1246—1249.
44. Moll J., Physics of Semiconductors, New York, McGraw-Hill, 1964.

45. The physics of semiconductors, ed. T. Muto, Phys. Soc. Japan, 1967.
46. Physics of semiconductors, proceedings of Seventh International Conference (Paris, 1964), Paris, Dunod, 1964.
47. Prince M., Drive mobilities in semiconductors. I. Germanium, Phys. Rev., 1953, vol. 92, № 3, p. 681—687.
48. Putley E., The Hall effect and semiconductor physics, New York, Dover Publ., 1968.
49. Ryder E. and Shockley W., Mobilities of electrons in high electric fields, Phys. Rev., 1951, vol. 81, № 1, p. 139—140.
50. Ryder E., Mobility of holes and electrons in high electric fields, Phys. Rev., 1953, vol. 90, № 5, p. 766—769.
51. Seiler K., Physik und Technik der Halbleiter, Stuttgart, 1964.
52. Shive J., The physics of solid state electrons, Prentice Hall Internat., 1967.
53. Shockley W., Electrons and holes in semiconductors with applicat. to transistor electronics, Princeton, Van Nostrand, 1963.
54. Shockley W., Hot electrons in germanium and Ohm's law, Bell Syst. Techn. J., 1951, vol. 30, № 10, p. 990—1034.
55. Shockley W. and Read W., Statistics of the recombinations of holes and electrons, Phys. Rev., 1952, vol. 87, № 5, p. 835—842.
56. Stringer J., An introduction to the electron theory of solids, Pergamon Press, 1967.
57. Suchet J., Chemical physics of semiconductors, New Jersey, 1965.
58. Wolff P., Theory of electron multiplication in silicon and germanium, Phys. Rev., 1954, vol. 95, № 6, p. 1451—1420.
59. Самохвалов М. М., Тиходеев Ю. С., Температурная зависимость некоторых частотных параметров дрейфовых транзисторов, сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», вып. 5, изд-во «Советское радио», 1960, стр. 83—92.
60. Вертоградов В. И., Влияние температуры на физические параметры дрейфовых полупроводниковых триодов, сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», вып. 6, изд-во «Советское радио», 1960, стр. 177—199.
61. Спиридонов Н. С., Расчет параметров дрейфового триода с учетом зависимости подвижности носителей от концентрации примесей в базе, сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», вып. 6, изд-во «Советское радио», 1960, стр. 154—176.
62. Кляткевич И. И., Трутко А. Ф., Дорофеев А. А., Лавинный пробой и барьерная емкость $p-n$ перехода, «Электронная техника», сер. 2. Полупроводниковые приборы, 1968, вып. 1, стр. 59—111.
63. Webster W., On the variation of junction-transistor current-amplification factor with emitter current, Proc. IRE, 1954, vol. 42, № 6, p. 914—920.
64. Шокли В., Теория электронных полупроводников, Изд-во иностр. лит., 1953.
65. Zener C., A theory of the electric breakdown of solid dielectrics, Proc. Roy. Soc., A, 1934, vol. 145, № 855, p. 523—528.
66. Houston W., Acceleration of electrons in a crystal lattice, Phys. Rev., 1940, vol. 57, № 3, p. 184—186.
67. Franz W., Dielektrischer Durchschlag, 1956.

68. Келдыш Л. В., ЖЭТФ, 1957, т. 33, № 4, стр. 994.
69. Kane E., The physics and chemistry of solids, 1959, vol. 12, № 2.
70. Инохдеев Ю. С., Трутко А. Ф., К вопросу о механизме пробоя p - n переходов в полупроводниках, «Электронная техника», сер. 2, Полупроводниковые приборы, 1968, вып. 1, стр. 112—138.
71. Келдыш Л. В., К теории ударной ионизации в полупроводниках, ЖЭТФ, 1965, т. 48, VI, № 6, стр. 1692—1707.
72. Chynoweth A., Ionization rates for electrons and holes in silicon, Phys. Rev., 1958, vol. 109, № 5, p. 1537—1540.
73. Maserjian J., Determination of avalanche breakdown in p - n junctions, J. Appl. Phys., 1979, vol. 30, № 10, p. 1613—1614.
74. Kennedy D. and O'Brien R., Avalanche breakdown characteristics of a diffused p - n junction, IRE Trans. on Electron Devices, 1962, vol. ED-9, № 6, p. 478—483.
75. Токуяата Т., Zener breakdown in alloyed germanium p - n junctions, Solid-State Electronics, 1962, vol. 5, p. 161—169.
76. Гаряинов С. А., Абезгауз И. Д., Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением, изд-во «Энергия», 1966.
- 76а. Атанасов А., Кунев Н., Справочник по транзисторам и диодам, изд-во «Техника», София, 1968.
77. Городецкий А. Ф., Кравченко А. Ф., Полупроводниковые приборы, изд-во «Высшая школа», 1967.
78. Гурлев Д. С., Справочник по электронным приборам, изд. 4-е, К., изд-во «Техника», 1966.
79. Давидов П. Д., Анализ и расчет тепловых режимов полупроводниковых приборов, изд-во «Энергия», 1967.
80. Зеликман Г. А. и др., Полупроводниковые кремниевые диоды и триоды, технология производства, изд-во «Энергия», 1964.
81. Иванов С. Н. и др., Физические основы работы полупроводниковых СВЧ диодов, изд-во «Советское радио», 1965.
82. Илсавский Ю. В., Лавинные триоды, сб. «Полупроводники в науке и технике», 1958, т. 2, стр. 77.
83. Красилов А. В., Трутко А. Ф., Методы расчета транзисторов, изд-во «Энергия», 1964.
84. Лавриенко В. Ю., Справочник по полупроводниковым приборам, изд. 4-е, К., 1966.
85. Мазель Е. З., Мощные транзисторы, изд-во «Энергия», 1969.
86. Маслов А. А., Электронные полупроводниковые приборы, изд. 2-е, изд-во «Энергия», 1967.
87. Многослойные полупроводниковые структуры, изд-во «Зинатне», Рига, 1967.
88. Нанавати Р. П., Введение в полупроводниковую электронику, изд-во «Связь», 1965.
89. Пасынков В. В. и др., Полупроводниковые приборы, изд-во «Высшая школа», 1966.
90. Пикус Г. Е., Основы теории полупроводниковых приборов, изд-во «Наука», 1965.
91. Полупроводники и полупроводниковые приборы, изд-во «Техника», София, 1964.
92. Полупроводниковые приборы и их применение, сб. статей под ред. Я. А. Федотова, вып. 1—22, изд-во «Советское радио», 1956—1969.

93. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам под ред. К. В. Шалимовой, изд-во «Высшая школа», 1968.

94. Пфюллер З., Полупроводниковые приборы в новой технике. Общее введение в полупроводниковую технику, изд. 2-е, пер. с нем., изд-во «Металлургия», 1968.

95. Румпф К., Пульверс М., Справочник по транзисторным схемам, пер. с нем., изд-во «Мир», 1965.

96. СВЧ устройства на полупроводниковых диодах. Проектирование и расчет, под ред. И. В. Мальского и Б. В. Сестрорецкого, изд-во «Советское радио», 1969.

97. Справочник по полупроводниковым диодам и транзисторам, изд. 2-е, под общ. ред. Н. Н. Горюнова, изд-во «Энергия», 1968.

98. Спиридонов Н. С., Вертоградов В. И., Дрейфовые транзисторы, изд-во «Советское радио», 1964.

99. Спиридонов Н. С., Основы теории транзисторов. Киев, изд-во «Техника», 1969.

100. Стандартизация конструкций полупроводниковых приборов. Ч. 1. Подготовка чертежей полупроводниковых приборов (Международный электротехнический комитет). Публикация 191—1 Б. м., Ком. по участию в СССР в Международном энергетическом объединении, 1968.

101. Степаненко И. П., Основные теории транзисторов и транзисторных схем, изд. 2-е, изд-во «Энергия», 1967.

102. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М., Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ, изд-во «Советское радио», 1968.

103. Транзисторы. Параметры, методы измерений и испытаний, под ред. И. Г. Бергельсона, изд-во «Советское радио», 1968.

104. Транзисторы. Справочник под общ. ред. И. Ф. Николаевского, изд-во «Связь», 1969.

105. Файзуллаев Б. Н., Переходные процессы в транзисторных каскадах, изд. 2-е, изд-во «Связь», 1968.

106. Федотов Я. А., Основы физики полупроводниковых приборов, изд. 2-е, изд-во «Советское радио», 1969.

107. Физика и техника полупроводников, Труды Новосибирского электротехнического ин-та, Новосибирск, 1968.

108. Физика полупроводников и полупроводниковая электроника, сб. статей, вып. 1, ред. З. И. Кирьяшкина, изд-во Саратовского ун-та, 1968.

109. Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов, сб. статей, изд-во «Наука», 1969.

110. Физические основы работы полупроводниковых СВЧ диодов, изд-во «Советское радио», 1965.

111. Фомин Н. Н., Королев Ю. Н., Современные полупроводниковые приборы, изд-во «Знание», 1969.

112. Хлебников Н. Н., Полупроводниковые приборы (основы работы), Изд-во Ленинград. электротехн. ин-та связи, 1968.

113. Хомчик Ф. А., Параметры полупроводниковых приборов, изд-во «Наука и техника», Минск, 1969.

114. Шин Р., Полупроводниковые триоды и их применение, пер. с англ. под ред. А. В. Красиловой, Госэнергоиздат, 1957.

115. Fletcher N., Some aspects of the design of power transistors, Proc. IRE, 1955, vol. 43, № 5, p. 551—559.

116. Emeis R., Herlet A. and Spenke E., Proc. IRE, 1958, vol. 46, № 6, p. 1220—1229.

- 117 Pritchard R, Frequency variations of junction transistor parameters, Proc IRL, 1954, vol 42, № 5 p 786—799
- 118 Mason S, Trans IRE, 1954, vol CT 1 № 2, p 20
- 119 Abrahams J and Pridham G, Semiconductor circuits theory Design and experiment, Oxford, Pergamon Press, 1966
- 120 Bindmann W, Halbleiter Physik und Elektronik, Berlin, VEB Verl Techn, 1965
- 121 Brophy J, Semiconductor devices McGraw Hill, 1964
- 122 Burford W and Verner H, Semiconductor junctions and devices, New York, McGraw-Hill, 1965
- 123 Characteristics and limitations of transistors, vol 4, New York, Semicond Electr Educat Committee
- 124 Charin L, Electronique, initiation au calcul et a l'experimentation 2 Transistors en B F Fmdhoven, Paris Dunod, 1965
- 125 Dezoteux J et Petit Jean R, Les transistors, 2 ed, Paris, Press Univ France, 1967
- 126 Ebers J and Moll J, Large-signal behaviour of junction transistors, Proc IRE, 1954, vol 42, № 12, p 1761—1772
- 127 Fontaine G, Diodes et transistors, Theorie generale, Paris, Dunod, 1969
- 128 Gibbons J, Semiconductor electronics, New York, McGraw-Hill, 1966
- 129 Gossick B, Potential Barriers in semiconductors, New York, Acad Press, 1964
- 130 Grabowski B, Diodes et transistors en haute frequence, Paris, Dunod, 1967
- 131 Gray P a oth, Physical electronics and circuit models of transistors, Wiley, 1964
- 132 Grove A, Physics and technology of semiconductor devices, New York, Wiley, 1967
- 133 Hunter L, Introduction to semiconductor phenomena and devices, New York, 1966
- 134 Kromer H, Zur Theory des Diffusions und des Drift-transistors, Arch Electr Übertragung, 1954, Bd 8, S 223—228
- 135 Самохвалов М М, Германиевые сплавные диффузионные триоды, Госэнергоиздат, 1962
- 136 Tenenbaum M and Thomas D C, Bell System Tech J, 1956, vol 35 № 1, p 1—22
- 137 Коол С, Formation and composition of surface layers and solubility limits of phosphorus during diffusion in silicon, J of Electrochemical Soc, 1964, vol III, № 12, p 1383—1387
- 138 Григорьева Н М Тиходеев Ю С Зависимость подвижности носителей зарядов от концентрации легирующей примеси, «Электронная техника», сер 2, 1968, вып 1 (39), стр 3—59
- 139 Горбунов Ю И, Ермолаев А М, Спиро Н Н., Вычисление профиля диффузионного распределения фосфора в высоколегированном кремнии, «Электронная техника», сер 2, Полупроводниковые приборы, 1967, вып 5, стр 98—111
- 140 Trumbore F, Solid solubilities of impurity elements in germanium and silicon, Bell Syst Techn. J, 1960, vol 39, № 1, p 205—233
- 141 Furukawa J, Impurity effect upon mobility in heavily doped silicon, J Phys Soc. Japan, 1961, vol 16, № 3, p 577

142. Омельяновский Э. М., Фистуль В. И., Мильвидский М. Г., Подвижность электронов в сильнолегированном кремнии, ФТТ, 1963, т. 5, № 3, стр. 921—927.
143. Камке Э., Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, изд-во «Наука», 1965.
144. Шер Ю. А., сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», изд-во «Советское радио», вып. 13, 1965, 23—64.
145. Klein M., Injection efficiency in double diffused transistors, Proc. IRE, 1961, vol. 49, № 11, p. 1708.
146. Irvin I., Resistivity of bulk silicon and of diffused layers in silicon, Bell Syst. Tech. J., 1962, vol. 16, № 2.
147. Горбунов Ю. И., Трутко А. Ф., Некоторые вопросы расчета параметров планарных транзисторов, «Электронная техника», сер. 2, Полупроводниковые приборы, 1968, вып. 1 (39), стр. 139—190.
148. Leck J., Theory of semiconductor junction devices, Oxford, Pergamon Press, 1967.
149. Lenert L., Semiconductor physics, Devices and circuits, Columbus, 1968.
150. Lindmayer J. and Wrigley C., Fundamentals of semiconductor devices, Princeton, Van Nostrand, 1965.
151. Microwave solid-state engineering, ed. by I. Nergaard, Princeton, Van Nostrand, 1964.
152. Moerder C., Grundlagen der Transistortechnik, Frankfurt/M., Akad. Verl.-Ges., 1964.
153. Morant M. and Harrap G., Introduction to semiconductor devices, 1964.
154. Nichols K., Transistor physics, London, Chapman and Hall, 1966.
155. Paul R., Transistoren, Physikal Grundlagen und Eigenschaften, Braunschweig, Vieweg, 1965.
156. Pfeifer H., Elektronik für den Physiker VI Halbleiterelektronik, Berlin, Akad. Verl., 1967.
157. Physical electronics and circuit models of transistors, New York, John Wiley and Sons, 1967.
158. Pierce J., Semiconductor function devices, Columbus, 1967.
159. Pietermaat F., Technique du transistor, 2 ed, Paris, 1967.
160. Pikus G., Podstawy teorii przyrzadzow polprzewodnikowych, Warszawa, 1968.
161. Pritchard R., Electrical characteristics of transistors, New York—London, McGraw-Hill Book Co., 1967.
162. Reinhold P., Transistoren, Physikalische Grundlagen und Eigenschaften, Berlin, Technik, 1964.
163. Rohde U., Transistoren bei höchsten Frequenzen, Theorie und Schaltungen—Praxis von Diffusionstransistoren im VHF und UHF Bereich, Berlin, 1965.
164. Schenkel H. and Statz H., Junction transistors with alpha greater than unity, Proc. IRE, 1956, vol. 44, № 3, p. 360—371.
165. Schreiber H., Guide mondial des transistors, caractéristiques, equivalents et fonctions, 4 ed, Paris, Soc. Radio, 1967.
166. Sparkes J., Junction transistors, Oxford, Pergamon Press, 1966.
167. Stanley G., Transistor basics: short course, New York, Hayden, 1967.

168. Sutina T. and Herrick C., Semiconductor electronics, New York—Hayden, 1967.

169. Thornton R. a. oth., Characteristics and limitations of transistors, New York—London, Wiley, 1966.

170. Toussaint J., Parametres physiques et electriques des diodes et transistors, Paris, 1964.

171. Transistor fundamentals, ed. by P. Guller, McGraw-Hill Book Co., Inc., 1964.

172. Van der Ziel A., Solid state physical electronics, ed. 2, New York, Prentice Hall, 1968.

173. Vasseur J., Properties and applications of transistors, Pergamon Press, 1964.

174. Walker R., Introduction to transistor electronics, London, Blackie, 1966.

175. Webster W., Saturation current in alloy junctions, Proc. IRE, 1955, vol. 43, № 3, p. 278—280.

176. Weisner E., Practical transistor theory, New York, Sams, 1964.

177. Wolfendale E., The transistor, London, Temple Press Books, Ltd, 1964.

178. Гаврилов Р. А., Скворцов А. М., Технология производства полупроводниковых приборов, изд-во «Энергия», 1968.

179. Пресс Ф. П., Фотолитография в производстве полупроводниковых приборов, изд-во «Энергия», 1968.

180. Коутный Й. и др., Технология серийного производства транзисторов и полупроводниковых диодов, пер. с чешск., изд-во «Энергия», 1968.

181. Основы технологии кремниевых интегральных схем. Окисление, диффузия, эпитаксия, под ред. Р. Бургера и Р. Донована, пер. с англ., изд-во «Мир», 1969.

182. Тихонов Ю. Н., Технология изготовления германиевых и кремниевых диодов и триодов, изд-во «Энергия», 1964.

183. Файнштейн С. М., Обработка поверхности полупроводниковых приборов, изд-во «Энергия», 1966.

184. Rosinski W., Zasady dzialania tranzystorow, Wyd. 3, Warszawa, 1966.

185. Анализ и расчет интегральных схем. Ч. 1. Основы расчета интегральных схем и линейные схемы, под ред. Д. Линна и др., пер. с англ., изд-во «Мир», 1969.

186. Анализ и расчет интегральных схем. Ч. 2. Логические интегральные схемы, под ред. Д. Линна и др., пер. с англ., изд-во «Мир», 1969.

187. Введение в микроэлектронику, сб. статей под ред. И. П. Степаненко, пер. с англ., изд-во «Советское радио», 1968.

188. Вопросы пленочной электроники, сб. статей, изд-во «Советское радио», 1966.

189. Иванов-Есипович Н. К., Инженерные основы пленочной микроэлектроники, изд-во «Энергия», 1968.

190. Интегральные схемы, Принципы конструирования и производства, пер. с англ. под ред. А. А. Колосова, изд-во «Советское радио», 1968.

191. Колосов А. А. и др., Полупроводниковые твердые схемы, под общ. ред. А. А. Колосова, изд-во «Советское радио», 1965.

192. Левин С., Основы полупроводниковой микроэлектроники, пер. с англ. под ред. А. А. Маслова, изд-во «Советское радио», 1966.

193. Микроэлектроника. Теория, конструирование и производство, сб. статей, пер. с англ. под ред. Богородниченко, изд-во «Советское радио», 1966.

194. Микроэлектроника, сб. статей под ред. Ф. В. Луккина, вып. 1 и 2, изд-во «Советское радио», 1967—1968.

195. Микроэлектроника, сб. статей под ред. Ф. В. Луккина, вып. 3, изд-во «Советское радио», 1969.

196. Пленочная микроэлектроника, под общ. ред. Л. Холленда, пер. с англ., изд-во «Мир», 1968.

197. Полупроводниковая техника и микроэлектроника, сб. статей, вып. 1—2, Киев, изд-во «Наукова думка», 1966—1967.

198. Dean K., Integrated electronics, London, Chapman and Hall, 1967.

199. Integrated circuit engineering, ed. 3, 1965.

200. Integrated circuits design principles and fabrication, part 3, Integrated Circuit Fabrication, New York.

201. International Conference on Microelectronics, Eastbourne, Congress Centre, IEE, 1969.

202. RCA linear integrated circuit fundamentals, design application, New York, 1968.

203. Solid circuits and microminialurization, ed. by G. Dummer New York, Pergamon Press, 1965.

204. Захаров А. Л., Асвадурова Е. И., Метод расчета тепловых сопротивлений мощных транзисторов, сб. статей «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, вып. 20, изд-во «Советское радио», 1968.

205. Захаров А. Л., Асвадурова Е. И., Расчетные формулы и пример расчета теплового сопротивления мощного транзистора по методу упрощенных эквивалентов, сб. статей «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, вып. 21, изд-во «Советское радио», 1969.

206. Rittener, Phys. Rev., v. 94, № 5.

207. Early I., BSTJ, v. 32, 1953, p. 1972.

208. Каменецкий Ю. А., Эквивалентные схемы, в сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, вып. 2, изд-во «Советское радио», 1957.

ОГЛАВЛЕНИЕ

От автора	3
Список использованных обозначений	5
Глава первая. Основные физические параметры полупроводников и соотношения полупроводниковой электроники	9
I Физические параметры полупроводников	9
1-1. Уровень и функция распределения Ферми	9
1-2. Концентрация носителей заряда	9
1-3. Положение уровня Ферми	11
1-4. Эффективная масса носителей заряда	13
1-5. Уравнение Пуассона	13
1-6. Подвижность носителей заряда	13
1-7. Удельная проводимость полупроводника	17
1-8. Длина Дебая	20
II. Основные соотношения полупроводниковой электроники	20
1-9. Уравнение плотности токов	20
1-10. Уравнение непрерывности	21
Глава вторая. Расчет p-n переходов	25
2-1. Структура p - n переходов	25
2-2. Распределение поля и потенциала, ширина p - n перехода	28
2-3. Вольт-амперная характеристика p - n перехода	32
2-4. Емкость перехода	39
2-5. Пробой p - n перехода	43
2-6. Вырожденный p - n переход	59
Глава третья. Эквивалентные схемы и характеристические параметры транзисторов	65
3-1. Транзистор в качестве линейного четырехполюсника	65
3-2. Эквивалентные схемы транзистора	70
3-3. Определение параметров эквивалентного четырехполюсника по статическим характеристикам	75
3-4. Расчет параметров усилительных схем с транзисторами при малых сигналах	80
Глава четвертая. Расчет бездрейфовых транзисторов	83
4-1. Структура транзистора	83
4-2. Расчет коэффициента передачи по току	84

4-3. Расчет сопротивлений Т-образной эквивалентной схемы транзистора	100
4-4. Емкости транзистора	105
4-5. Граничные частоты транзистора	107
4-6. Статические и динамические параметры транзисторного ключа	115
4-7. Пробой транзистора	121
4-8. Шумы транзистора	124
Глава пятая. Расчет дрейфовых транзисторов	125
5-1. Структура транзисторов	125
5-2. Образование переходов методом диффузии	126
5-3. Принцип действия дрейфового транзистора	129
5-4. Параметры сплавно-диффузионных дрейфовых транзисторов	131
5-5. Некоторые особенности расчета параметров планарных транзисторов	139
5-6. Распределение внутренних статических полей в базовой и эмиттерной областях транзистора	141
5-7. Влияние градиента концентрации эмиттерной примеси на протяженность участка торможения внутри базы	147
5-8. Зависимость напряженности тормозящего электрического поля от градиента концентрации эмиттерной примеси	156
5-9. Решение уравнения непрерывности для неосновных носителей, инжектируемых в базовую и эмиттерную области дрейфового транзистора	159
5-10. Определение коэффициента инжекции	167
5-11. Определение показателей степеней аппроксимирующих кривых	174
Глава шестая. Конструкции корпусов транзисторов	177
6-1. Общие элементы конструкции корпуса	177
6-2. Перспективный ряд корпусов транзисторов	178
6-3. Корпус КТ-21	183
6-4. Корпус КТ-22	187
6-5. Корпус КТ-23	189
6-6. Корпус КТ-24	191
6-7. Корпус КТ-19	193
6-8. Методика расчета тепловых сопротивлений мощных СВЧ транзисторов по упрощенным эквивалентам	195
6-9. Построение вспомогательного элемента	196
6-10. Основные расчетные формулы	197
Глава седьмая. Примеры расчета транзисторов	202
7-1. Пример расчета германиевого сплавного транзистора типа <i>p-n-p</i>	202
7-2. Пример расчета дрейфового германиевого <i>p-n-p</i> транзистора	218
Глава восьмая. Материалы к расчету транзисторов	228
Литература	262