

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Факультет радиотехники и электроники

Кафедра микро- и наноэлектроники

Б. С. Колосницын, А. А. Степанов

***ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ
МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ***

*Допущено Министерством образования Республики Беларусь в качестве
учебного пособия для студентов учреждений высшего образования по
специальности «Нанотехнологии и наноматериалы в электронике»*

Минск БГУИР 2018

УДК 621.382.2/3(075.8)

ББК 32.853.1я73

К61

Р е ц е н з е н т ы:

кафедра физической электроники и нанотехнологий
Белорусского государственного университета
(протокол №2 от 22.09.2016);

профессор кафедры микро- и нанотехники
Белорусского национального технического университета,
доктор технических наук, профессор В. А. Сычик

Колосницын, Б. С.

К61 Полупроводниковые приборы микро- и наноэлектроники : учеб.
пособие / Б. С. Колосницын, А. А. Степанов. – Минск : БГУИР, 2018. –
196 с. : ил.

ISBN 978-985-543-341-6.

Предназначено для изучения второй части интегрированной дисциплины «Основы твердотельной электроники», которая состоит из технологической и приборной частей.

Рассматривается физика работы, параметры и конструкции маломощных и силовых моно- и гетероструктурных биполярных и полевых транзисторов, работающих в широком диапазоне частот, а также СВЧ полупроводниковые диоды.

Большое внимание уделено особенностям работы короткоканальных МОП-транзисторов, полевых транзисторов с затвором Шоттки, анализу возможных потерь мощности в КМОП-инверторах и использованию новых материалов для создания диодов Шоттки.

Учебное пособие будет полезно магистрантам и аспирантам, обучающимся в областях микро- и наноэлектроники, а также инженерам электронной техники.

УДК 621.382.2/3(075.8)

ББК 32.853.1я73

ISBN 978-985-543-341-6

© Колосницын Б. С., Степанов А. А., 2018

© УО «Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники», 2018

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	6
РАЗДЕЛ 1 ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД.....	7
1.1 Образование электронно-дырочного ($p-n$) перехода	7
1.2 Электронно-дырочный переход в состоянии теплового равновесия.....	9
1.3 Барьерная емкость $p-n$ -перехода	11
1.4 Электронно-дырочный переход при нарушении равновесия	11
1.5 Граничная концентрация неосновных носителей в базе	13
1.6 Распределение концентрации неосновных носителей в базе	14
1.7 Аналитические выражения для ВАХ $p-n$ -переходов	16
1.8 Генерация и рекомбинация носителей в ОПЗ $p-n$ -переходов.....	18
1.9 Диффузионная емкость	19
1.10 Высокий уровень инжекции	20
1.11 Пробой $p-n$ -перехода (диода)	22
1.12 Переходные процессы в $p-n$ -переходе.....	23
РАЗДЕЛ 2 КОНТАКТЫ «МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК».....	28
2.1 Барьер Шоттки	28
2.2 Диод Шоттки.....	32
2.3 Невыпрямляющий (омический) контакт.....	34
РАЗДЕЛ 3 БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	36
3.1 Общие сведения	36
3.2 Принцип работы и коэффициент передачи тока одномерной идеализированной модели биполярного транзистора	39
3.3 Модель Эберса – Молла.....	43
3.4 Распределение потоков носителей в реальной одномерной модели БТ в активном нормальном режиме	44
3.5 Отклонения от модели Эберса – Молла в реальном транзисторе	45
3.6 Статические ВАХ биполярного транзистора.....	51
3.7 Импульсные свойства БТ.....	53
3.8 Физические эквивалентные схемы для малого сигнала	57
3.9 Характеристические частоты транзистора.....	58
3.10 Пробой транзистора.....	61
РАЗДЕЛ 4 ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	64
4.1 Общие сведения	64

4.2 МОП-транзисторы	65
4.3 Эффекты короткого канала	84
4.4 Оптимизация структуры истоков и стоков	97
4.5 Особенности масштабирования МОП-транзистора	98
РАЗДЕЛ 5 КОМПЛЕМЕНТАРНАЯ МОП ИМС	100
5.1 Общие сведения	100
5.2 Особенности проектирования КМОП-схем с технологической нормой более 0,25 мкм	102
5.3 Защелкивание КМОП-структур.....	103
5.4 Потеря мощности в КМОП ИМС	106
РАЗДЕЛ 6 ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР С ЗАТВОРОМ ШОТТКИ.....	111
6.1 Пороговое напряжение	111
6.2 Статические ВАХ полевого транзистора с затвором Шоттки	113
6.3 Характеристические частоты транзистора	116
6.4 Современные структуры транзисторов	118
6.5 Сравнительная характеристика полевого транзистора с управляющим <i>p-n</i> -переходом и полевого транзистора с затвором Шоттки	120
РАЗДЕЛ 7 ЭВОЛЮЦИЯ СИЛОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ.....	122
РАЗДЕЛ 8 МОЩНЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	127
8.1 Структуры транзисторов	127
8.2 Свойства полупроводников с высокой концентрацией носителей заряда.....	128
8.3 Влияние высокого уровня легирования на коэффициент усиления по току	129
8.4 Тепловые свойства транзистора	130
8.5 Мощные биполярные СВЧ-транзисторы.....	132
8.6 Гетеропереходные биполярные транзисторы	142
РАЗДЕЛ 9 МОЩНЫЕ МОП-ТРАНЗИСТОРЫ.....	149
9.1 МОП-транзистор как усилитель мощности	149
9.2 Мощный МОП-транзистор как ключевой элемент	150
9.3 Влияние температуры на параметры и характеристики МОП-транзистора	152
9.4 Геометрия и сравнительный анализ мощных МОП-транзисторов	152

РАЗДЕЛ 10 БИПОЛЯРНЫЙ ТРАНЗИСТОР С ИЗОЛИРОВАННЫМ ЗАТВОРОМ.....	156
10.1 Целесообразность создания биполярного транзистора с изолированным затвором.....	156
10.2 Структура биполярного транзистора с изолированным затвором.....	157
10.3 Принцип работы БТИЗ.....	160
10.4 Основные параметры.....	162
10.5 Статические вольт-амперные характеристики.....	162
10.6 Частотные характеристики транзистора.....	164
РАЗДЕЛ 11 ТИРИСТОРЫ.....	169
11.1 Диодные тиристоры.....	169
11.2 Триодные тиристоры.....	171
11.3 Симметричные тиристоры.....	175
11.4 Включение тириستоров.....	176
РАЗДЕЛ 12 ДИОДЫ СВЧ-ДИАПАЗОНА.....	179
12.1 Варактор (варикап).....	179
12.2 Диод Шоттки.....	183
ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ.....	194
ЛИТЕРАТУРА.....	195

ПРЕДИСЛОВИЕ

Учебная дисциплина «Основы твердотельной электроники» читается студентам третьего курса специальности «Нанотехнологии и наноматериалы в электронике» и включает в себя две части: технологическую и приборную. Предлагаемое учебное пособие включает в себя вопросы, относящиеся ко второй части, – физику, конструкцию и основы расчета полупроводниковых приборов и элементов интегральных микросхем.

Учебное пособие включает в себя 12 разделов. В первых разделах описывается физика работы основных приборов электроники: биполярных и полевых структур. Традиционно большое внимание уделяется электронно-дырочному переходу, поскольку он является основной частью всех биполярных и некоторых полевых структур.

СВЧ-электроника представлена в учебном пособии полевыми транзисторами с затвором Шоттки, мощными СВЧ, гетеропереходными биполярными транзисторами и двумя диодными структурами – варакторами и диодами Шоттки. Проведен сравнительный анализ диодов Шоттки на основе кремния, арсенида галлия и карбида кремния.

В разделах, посвященных силовой электронике, рассмотрены управляемые тиристорные структуры, мощные МОП-структуры (с акцентом на вертикальные МОП-транзисторы с двойной диффузией) и биполярные транзисторы с изолированным затвором. Проведен сравнительный анализ электрических характеристик мощных биполярных и МОП-транзисторов.

При рассмотрении КМОП-инверторов большое внимание уделено анализу и минимизации статической и динамической мощностей рассеивания.

РАЗДЕЛ 1 ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД

1.1 Образование электронно-дырочного (p - n) перехода

Введем два монокристалла полупроводника, обладающих различными типами электропроводности, в идеальный контакт. Процессы, происходящие в p - n -переходе, будем анализировать в диапазоне температур, при которых все примеси ионизированы. Объемы полупроводников электронейтральны, так как заряды связанных носителей (ионизированных доноров и акцепторов) уравновешиваются зарядами свободных носителей (соответственно электронов и дырок). Из-за наличия градиента концентрации основные свободные носители заряда будут диффундировать в соседние области, где они вблизи границы рекомбинируют.

Около металлургической границы перехода, т. е. в плоскости, где меняется тип преобладающей примеси, образуется двойной заряженный слой нескомпенсированных ионизированных акцепторов и доноров (рисунок 1.1), поле которого ($E_{\text{диф}}$) будет препятствовать дальнейшей диффузии. Этот слой шириной x_d будем называть областью пространственного заряда (ОПЗ), или обедненным слоем. Из условия электронейтральности перехода

$$\int_{-x_{dp}}^{x_{dn}} qN(x)dx = 0$$

запишем

$$N_a x_{dp} = N_d x_{dn}. \quad (1.1)$$

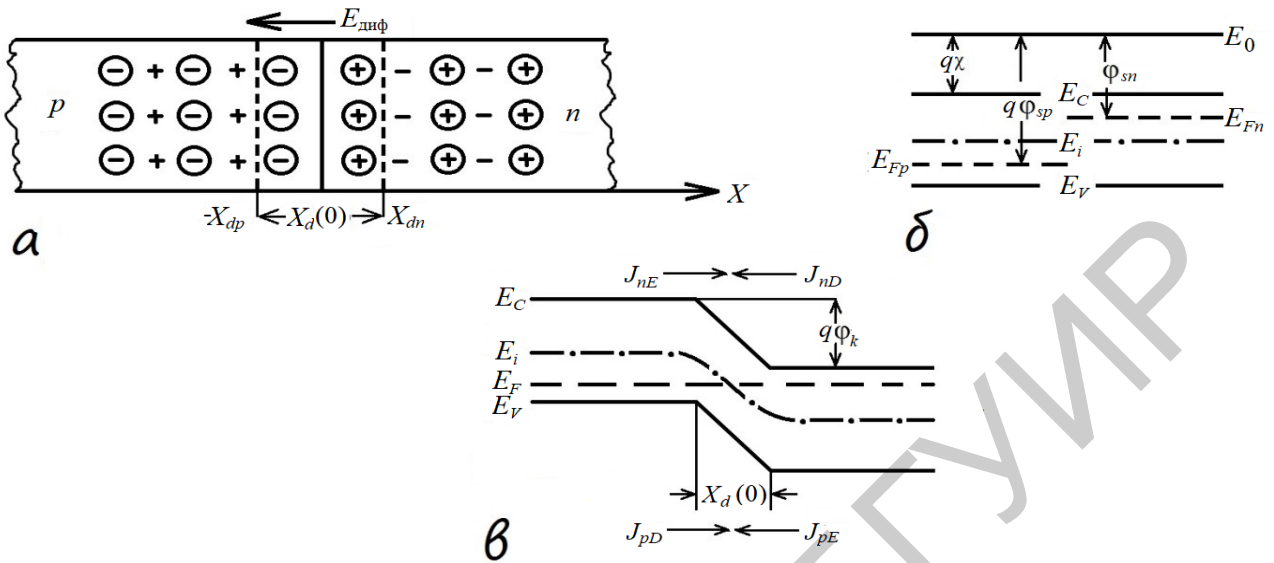
Считаем, что в идеальном случае все напряжение, приложенное к p - n -переходу, падает на ОПЗ [см. выражение (1.1)].

Вследствие наличия электрического поля между областями материала разных типов электропроводности образуется потенциальный барьер. Достижение равновесного состояния осуществляется за счет того, что диффузионные составляющие электронного J_{nD} и дырочного J_{pD} токов уравниваются движущимися в обратном направлении под действием $E_{\text{диф}}$ дрейфовыми составляющими токов J_{nE} и J_{pE} (см. рисунок 1.1, б).

Высоту потенциального барьера p - n -перехода можно определить исходя из следующих соображений. Когда обе области полупроводника находятся в равновесии, уровень Ферми должен быть постоянным в пределах всей системы, следовательно, высота потенциального барьера будет определяться положением уровня Ферми в n - и p -областях. Он эквивалентен разности работ выхода из этих отдельных областей, так как работы выхода из n -полупроводника определяются выражением

$$q\phi_s = q\chi + (E_C - E_F), \quad (1.2)$$

где $q\chi$ – энергия сродства к электрону.



а – энергетические зонные диаграммы p - n -полупроводников:

+, – – свободные носители заряда (электроны и дырки соответственно);

(+), (–) – связанные носители заряда (ионизированные доноры и акцепторы соответственно);

б – рисунок, поясняющий образование обедненного слоя;

в – энергетическая зонная диаграмма p - n -перехода

Рисунок 1.1 – Образование p - n -перехода

Итак,

$$q\phi_{Sp} - q\phi_{Sn} = q\phi_k = [q\chi + E_i + (E_i - E_F)]_p - [q\chi + E_i - (E_F - E_i)]_n = (E_i - E_F)_p + (E_F - E_i)_n. \quad (1.3)$$

Известно [1], что $n_{n0}(N_d) = n_i \exp \frac{E_{Fn} - E_i}{kT}$, $p_{p0}(N_a) = p_i \exp \frac{E_i - E_{Fp}}{kT}$ и

$n_i = p_i$. Следовательно,

$$q\phi_k = kT \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}, \quad (1.4)$$

а контактная разность потенциалов $\phi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}$.

Или, полагая, что

$$n_i^2 = n_{n0} p_{n0} = p_{p0} n_{p0}, \quad (1.5)$$

получим

$$(1.6)$$

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}}.$$

Выражение (1.5) можно записать иначе: зная, что $n_i^2 = N_c N_v \exp(-E_g / kT)$, и считая, что $N_c > N_d$, а $N_v > N_a$, контактную разность потенциалов φ_k запишем

$$\varphi_k = \frac{E_g}{q} - \frac{kT}{q} \ln \frac{N_c N_v}{N_a N_d}, \quad (1.7)$$

где N_c, N_v – эффективные плотности разрешенных состояний в свободной и валентной зонах соответственно.

Из выражения (1.7) видно, что контактная разность потенциалов и высота потенциального барьера увеличиваются с ростом ширины запрещенной зоны полупроводника и концентрации примесей и уменьшаются с ростом температуры.

1.2 Электронно-дырочный переход в состоянии теплового равновесия

1.2.1 Резкий несимметричный переход

Переход, в котором область изменения концентрации примесей значительно меньше ширины ОПЗ, называется резким, а если величина этой области больше или равна ширине ОПЗ, – плавным. Первый тип p - n -переходов получают методом эпитаксиального выращивания, второй – диффузией или имплантацией. Если величина концентрации примеси в одной из областей p - n -перехода значительно превышает концентрацию в соседней, то такой переход называется несимметричным (в отличие от симметричного, у которого $N_d = N_a$).

Зависимости характеристик перехода от координаты (рисунок 1.2) можно получить, решив уравнение Пуассона:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (1.8)$$

где $\rho(x) = q(p - n + N_d - N_a)$.

Для идеализированного p - n -перехода.

В приближении полного обеднения в ОПЗ отсутствуют свободные носители $\rho(x) = q(N_d - N_a)$.

Решая уравнения Пуассона для областей $-x_{dp} \leq x \leq 0$ и $0 \leq x \leq x_{dn}$ [1], запишем:

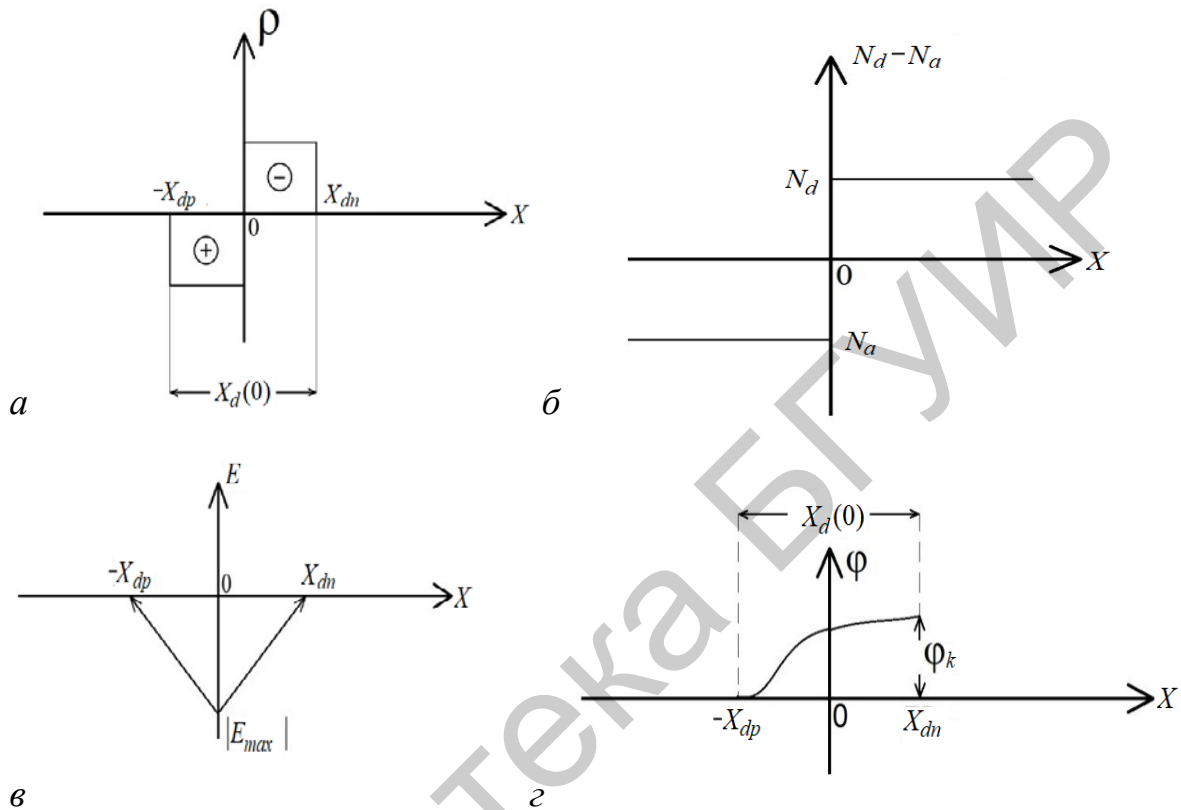
$$\varphi_1 = \frac{qN_a}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x + x_{dp})^2 \text{ и } \varphi_2 = -\frac{qN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x + x_{dn})^2 + \varphi_k. \quad (1.9)$$

При $x = 0$ $\varphi_1 = \varphi_2$, следовательно,

$$\varphi_k = \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0} (N_a x_{dp}^2 + N_d x_{dn}^2). \quad (1.10)$$

Используя выражение (1.10) и $x_d = x_{dn} + x_{dp}$, получаем выражение для ширины ОПЗ в состоянии теплового равновесия:

$$x_{d(0)} = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(N_a + N_d)\varphi_k}{qN_aN_d} \right]^{1/2}. \quad (1.11)$$



a – результирующая примесная концентрация; $б$ – объемный заряд;
 $в$ – электрическое поле; $г$ – потенциал

Рисунок 1.2 – Характеристики резкого p - n -перехода

Так как обычно $N_d \gg N_a$ или $N_a \gg N_d$, получим

$$x_{d(0)} = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_k}{qN_B} \right), \quad (1.12)$$

где N_B – концентрация примесей в базе, т. е. в наиболее слабелегированной области p - n -перехода;

$x_{d(0)}$ – ширина обедненного слоя (или ОПЗ), когда напряжение на p - n -переходе $U = 0$.

1.3 Барьерная емкость p - n -перехода

Удельную барьерную емкость p - n -перехода C_{j0} ($C_{\text{бар}0}$) можно определить, используя известное выражение $C_{j0} = dQ / dU$, где dQ – дифференциальное приращение плотности заряда, вызванное достаточно малым изменением приложенного к p - n -переходу напряжения.

Следовательно, для несимметричных резких p - n -переходов, принимая $Q = qN_b x_{d0}$ и $U = \Phi_k$, выражая величину Φ_k из (1.12), получим

$$C_{j0} = \frac{d[qN_B X_{d(0)}]}{d[qN_B X_{d(0)}^2 / 2\varepsilon\varepsilon_0]} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{X_{d(0)}} = \left(\frac{qN_B \varepsilon\varepsilon_0}{2\Phi_k} \right)^{1/2}, \quad (1.13)$$

а для плавного p - n -перехода с линейным распределением примесей

$$C_{j0} = \frac{d[qax_{d(0)}^2 / 8]}{d[qax_{d(0)}^2 / 12\varepsilon\varepsilon_0]} = \left(\frac{qa(\varepsilon\varepsilon_0)}{12\Phi_k} \right)^{1/3}. \quad (1.14)$$

Следует отметить, что величина барьерной емкости не зависит от токов, протекающих через p - n -переход, а связана только с токами смещения. При прямых смещениях p - n -перехода она суммируется с диффузионной емкостью и маскируется при больших плотностях прямого тока диффузионной емкостью.

1.4 Электронно-дырочный переход при нарушении равновесия

Если приложить к p - n -переходу прямое внешнее напряжение с полярностью «+» на p -область и «-» на n -область, то, как видно из рисунка 1.3, суммарное электрическое поле, приложенное к ОПЗ p - n -перехода, уменьшится:

$$E_{\Sigma} = (E_{\text{диф}} - E) < E_{\text{диф}}.$$

В результате влияния внешнего поля изменятся характеристики p - n -перехода: во-первых, ширина ОПЗ уменьшится до величины x_d , а следовательно, увеличится барьерная емкость p - n -перехода; во-вторых, уменьшится высота потенциального барьера на величину qU . Уменьшение высоты потенциального барьера приведет к тому, что наиболее высокоэнергетические электроны в n -области перехода и дырки в p -области в силу уменьшения поля, противодействующего диффузии, смогут диффундировать в соседние области, таким образом начнется процесс инжекции (*инжекция* – введение свободных носителей заряда в область полупроводника, где они являются неосновными, через потенциальный барьер при уменьшении его величины внешним электрическим полем).

Введем понятие *коэффициента инжекции* γ – это отношение потока носителей из наиболее легированной области p - n -перехода к общему потоку носителей через p - n -переход:

$$\gamma = \frac{J_n / (J_n + J_p) \dots n^+ - p \text{ переход}}{J_p / (J_n + J_p) \dots p^+ - n \text{ переход}}, \quad (1.15)$$

где J_n и J_p – плотности электронного и дырочного тока соответственно.

При подаче на p - n -переход обратного напряжения («-» на p -область и «+» на n -область) суммарное поле, приложенное к ОПЗ, увеличивается $E_{\Sigma} = (E_{\text{диф}} + E) > E_{\text{диф}}$ (рисунок 1.4), что, соответственно приведет, во-первых, к увеличению ширины ОПЗ, а значит, к уменьшению величины C_j , во-вторых, к увеличению высоты потенциального барьера.

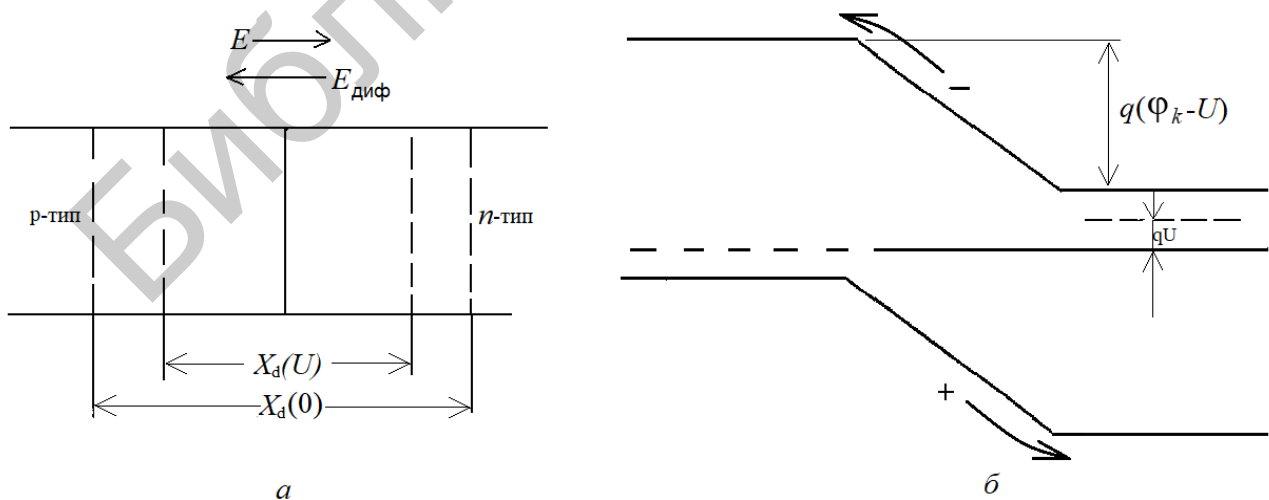
Если предположить, что ОПЗ бесконечно тонкая (идеализированный случай), и игнорировать все процессы, которые могут в ней происходить, то ток в p - n -переходе будет обусловлен тепловой генерацией носителей в областях, прилегающих к p - n -переходу, и их экстрагированием в соседние области.

Ток экстракции (ток насыщения, тепловой ток) – выведение неосновных носителей заряда в соседние области p - n -перехода, где они являются основными.

Ширина ОПЗ и величина барьерной емкости p - n -перехода при $U \neq 0$ изменяются по закону

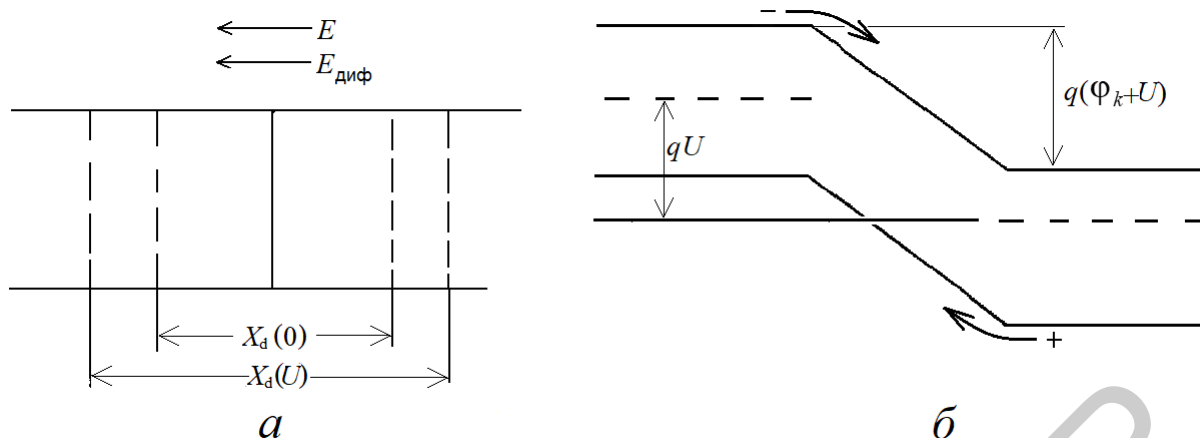
$$X_{d(U)} = X \left(1 - \frac{U}{\Phi_k}\right)^n, \quad C_j(U) = \frac{C_j(0)}{\left(1 - \frac{U}{\Phi_k}\right)^n}, \quad (1.16)$$

где $n = 1/2$ для резкого и $n = 1/3$ для плавного переходов; U – напряжение, поданное на p - n с учетом знака.



а – изменение ширины обедненного слоя; б – изменение высоты потенциального барьера

Рисунок 1.3 – p - n -переход при подаче прямого смещения



a – изменение ширины обедненного слоя; *б* – изменение высоты потенциального барьера
 Рисунок 1.4 – Электронно-дырочный переход при подаче обратного смещения

1.5 Граничная концентрация неосновных носителей в базе

Анализ работы активных элементов ИМС (диод, биполярный транзистор) показывает, что их характеристики во многом определяются концентрацией и распределением неосновных носителей в базе. Другими словами, необходимо знать выражение для граничной концентрации неосновных носителей в базе и закон ее распределения.

Запишем уравнение полной плотности тока для дырок:

$$J_p = q\mu_p E p - qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (1.17)$$

Учитывая, что $E = -d\phi / dx$, где ϕ – электростатический потенциал вдоль образца, и что $D = \mu kT / q$, запишем

$$J_k = -q\mu_p p \frac{d\phi}{dx} - q\mu_p \frac{kT}{q} \frac{dp}{dx} \approx 0. \quad (1.18)$$

Будем считать, что ток, плотность которого для дырок равна J_p , мал настолько, что справедливо неравенство $J_p \ll qD_p \cdot dp / dx$.

Если отсчитывать потенциал относительно p -области (p -область «заземлена»), то наличие внешнего смещения в прямом направлении приводит к повышению средней энергии электронов в n -области на величину qU . Поэтому, как показано на рисунке 1.3, *б*, высота потенциального барьера уменьшится и станет равна $q(\phi_k - U)$.

Следовательно, можно записать выражение

$$-\frac{q}{kT} \int_0^{(\phi_k - U)} d\phi - \int_{p_{p0}}^{p_n^{(0)}} \frac{dp}{p} = 0, \quad (1.19)$$

где $p_n(0)$ – концентрация дырок в n -области на границе перехода $x = x_n$, т. е. $p_n(0) = p_{nгр}$.

Решая это уравнение и зная, что $\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{p_{p0}}{p_{n0}} \right)$, получим

$$p_{n2p} = p_{n0} \exp \frac{qU}{kT}.$$

Аналогично

$$n_{p2p} = n_{p0} \exp \frac{qU}{kT}. \quad (1.20)$$

При решении выражений считали, что концентрации основных носителей вне области объемного заряда при условии малости токов практически равны равновесной. Величина напряжения U на p - n -переходе подставляется в выражение (1.20) со знаком «+» при прямом смещении p - n -перехода и со знаком «-» при обратном.

1.6 Распределение концентрации неосновных носителей в базе

1.6.1 Общий случай

Рассматривая p^+ - n -переход, запишем уравнение непрерывности для дырок в n -базе:

$$\frac{dp}{dt} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \operatorname{div} J_p, \quad (1.21)$$

где G_p и R_p – скорости генерации и рекомбинации дырок соответственно.

Распределение концентрации дырок в n -базе находим при следующих допущениях:

- рассматривается одномерная модель p - n -перехода;
- все внешнее напряжение падает только на ОПЗ;
- ОПЗ p - n -перехода бесконечно тонкая, а следовательно, в ней не происходит никаких физических процессов;
- отсутствует накопление неосновных носителей на омическом контакте базы, т. е. $p_k = p_{n0}$;

- учитывается только линейная рекомбинация, т. е. скорость рекомбинации прямо пропорциональна избыточной концентрации неосновных носителей $R_p = (p_n(x) - p_{n0}) / \tau_p = \Delta p_n(x) / \tau_p$, где τ_p – время жизни дырок в базе;

- так как учитывается только тепловая генерация, а она учтена в величине рекомбинации, то $G_p = 0$.

Выражение для неосновных носителей, инжектированных в базу, можно записать как

$$p_n(x) \exp(j\omega t) = p_{n0} + \Delta p_n(x) + p_n \exp(j\omega t), \quad (1.22)$$

где $\Delta p_n(x)$ – избыточная концентрация неосновных носителей в базе.

Подставляя (1.22) в (1.21) и произведя ряд математических преобразований, которые опускаются в этом учебном пособии и подробно описаны в источнике [1], получим

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \left(\operatorname{ch} x / L_p - \operatorname{ctg} W_B / L_p \cdot \operatorname{sh} x / L_p \right). \quad (1.23)$$

1.6.2 Случай тонкой базы

Если $W_B < L_p$ (или $W_B < L_n$ для n^+p), то $\operatorname{cth}(W_B / L_p) \approx L_p / W_B$, $\operatorname{ch}(x / L_p) \approx 1$, $\operatorname{sh}(x / L_p) \approx x / L_p$, и выражение (1.23) запишется как

$$\Delta p_n(x) = p_{n0} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \left(1 - \frac{x}{W_B} \right) \quad (1.24)$$

или

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \left(1 - \frac{x}{W_B} \right). \quad (1.25)$$

При подаче прямого смещения $U > 0$ при $x = 0$

$$p_n(0) = p_{n0} \left(\exp \frac{qU}{kT} \right) \text{ при } x = W_B, \quad p_n(W_B) = p_{n0}.$$

При подаче обратного напряжения $U < 0$

$$\begin{aligned} x = 0, p_n(0) &= 0; \\ x = W_B, p_n(W_B) &= p_{n0}. \end{aligned}$$

Начальные и конечные значения концентраций неосновных носителей в базе при прямом и обратном смещениях на p - n -переходе в этом случае не отличаются от случая «длинной» базы [1], но закон их распределения будет линейным (рисунок 1.5).

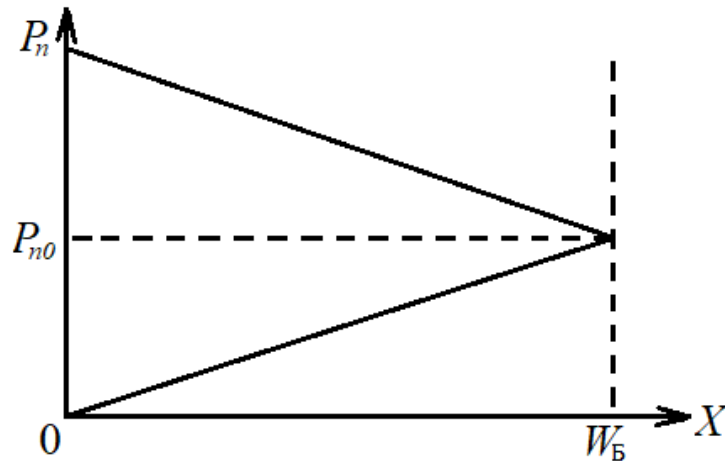


Рисунок 1.5 – Распределение концентрации неосновных носителей в тонкой базе

1.7 Аналитические выражения для ВАХ p - n -переходов

1.7.1 Общее выражение

Считаем, что перенос носителей заряда обусловлен только диффузией:

$$J = J_n + J_p \approx qD_n \text{grad } n - qD_p \text{grad } p; \quad J_p = -qD_p \frac{dp_n(x)}{dx}. \quad (1.26)$$

Подставляя в (1.26) выражение (1.22), для J_p получим

$$J_p = -qD_p \frac{p_{n0}}{L_p} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \left(\text{sh} \frac{x}{L_p} - \text{cth} \left(\frac{W_B}{L_p} \right) \text{ch} \frac{x}{L_p} \right)$$

и для сечения $x = 0$

$$J_p = qD_p \frac{p_{n0}}{L_p} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \text{cth} \frac{W_B}{L_p}. \quad (1.27)$$

По аналогии (диффузия электронов в эмиттер W_Δ) получим

$$J_n = qD_n \frac{n_{p0}}{L_n} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \text{cth} \frac{W_\Delta}{L_n}. \quad (1.28)$$

1.7.2 Электронно-дырочный переход с тонкой базой

Так как $W_B \ll L_p$, $W_\Delta \ll L_n$, то $\text{cth} W_B / L_p \approx L_p / W_B$, а $\text{cth} W_\Delta / L_n \approx L_n / W_\Delta$.

Выражение для плотности тока насыщения:

$$J = (qn_{p0} \frac{D_n}{W_{\text{Э}}} + qp_{n0} \frac{D_p}{W_{\text{Б}}}) (\exp \frac{qU}{kT} - 1). \quad (1.29)$$

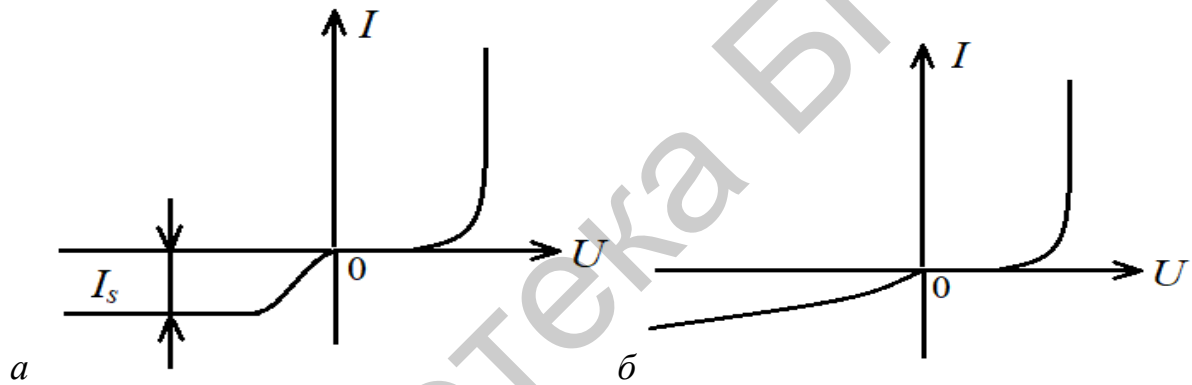
Это значит, что выражение $I = I_s (\exp \frac{qU}{kT} - 1)$ сохраняется, но

$$I_s = Aq (\frac{n_{p0} D_n}{W_{\text{Э}}} + \frac{p_{n0} D_p}{W_{\text{Б}}}). \quad (1.30)$$

На рисунке 1.6 приведена ВАХ p - n -перехода с тонкой базой.

Прямые ветви практически идентичны, но обратная ветвь на рисунке 1.7 не имеет насыщения. Это можно объяснить, анализируя график распределения неосновных носителей в базе при изменении обратного напряжения.

Для $U_{\text{обр1}}$ ширина ОПЗ составляет x_{d1} , а для $U_{\text{обр2}} - x_{d2}$, причем $|U_{\text{обр2}}| > |U_{\text{обр1}}|$. Так как угол 2 больше угла 1, то $\text{grad}(P_{n2}) > \text{grad}(P_{n1})$ и $J_{P2} > J_{P1}$.



a – с «длинной» базой; b – с тонкой базой

Рисунок 1.6 – ВАХ p - n -перехода

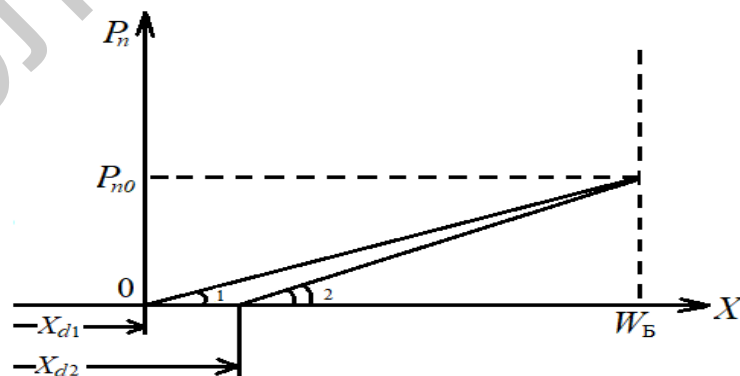


Рисунок 1.7 – Влияние величины обратного напряжения на распределение концентрации неосновных носителей в тонкой базе

1.8 Генерация и рекомбинация носителей в ОПЗ p - n -переходов

Обедненные области реальных p - n -переходов не могут быть бесконечно тонкими, а следовательно, необходимо учитывать результаты некоторых физических эффектов, которые могут происходить в ОПЗ при подаче на p - n -переход прямого или обратного напряжения.

При обратном смещении p - n -перехода суммарное электрическое поле в ОПЗ увеличивается, и равновесие между процессами генерации и рекомбинации нарушается в пользу генерации носителей заряда. Генерация заряда происходит через ловушки, имеющие энергетические уровни вблизи середины запрещенной зоны. Если тепловое возбуждение приведет к забросу электрона из валентной зоны на уровень ловушки, то дырка, возникшая в валентной зоне, переносится электрическим полем ОПЗ в p -область. Электрон, локализованный на ловушке, вернуться в валентную зону не может, так как там нет дырок, с которыми он может рекомбинировать. Поэтому возникает вероятность теплового возбуждения электрона в зону проводимости ОПЗ, откуда он переносится в n -область. Этот ток называется *током генерации*.

Ток генерации в ОПЗ пропорционален скорости генерации носителей:

$$G = \frac{n_i}{2\tau_0}, \quad (1.31)$$

где $\tau_0 = 1 / N_t \sigma U_{\text{диф}}$ – время жизни, связанное с рекомбинацией избыточных носителей в области, где концентрация центров рекомбинации равна $N_t / (E_t \approx E_i)$;

σ – поперечное сечение захвата дырок и электронов (полагаем $\sigma_n \approx \sigma_p \approx \sigma$);

$U_{\text{диф}}$ – скорость диффузии.

Ток генерации пропорционален объему ОПЗ (произведение площади A на ширину x_d) и скорости генерации. Таким образом,

$$I_G = Ax_d q n_i / 2\tau_0. \quad (1.32)$$

Ток генерации совпадает по направлению с током насыщения, следовательно, суммарный ток реального p - n -перехода

$$I_{\text{обр}} = I_s + I_G + I_{\text{ут}}, \quad (1.33)$$

где $I_{\text{ут}}$ – ток утечки p - n -перехода.

Известно, что:

- с увеличением ширины запрещенной зоны E_g в обратном токе p - n -перехода преобладает ток генерации (в кремниевых p - n -переходах, в отличие от германиевых $I_G \gg I_s$);

- если величина I_G преобладает в обратном токе p - n -перехода, то с возрастанием обратного напряжения обратный ток не имеет насыщения, так как при увеличении $U_{\text{обр}}$ ток генерации в ОПЗ растет так же, как и ширина ОПЗ,

$$I_G(0) = \frac{Aqn_i x_d}{2\tau_0} \left(1 - \frac{U}{\Phi_k}\right)^n = I_{G0} \left(1 - \frac{U}{\Phi_k}\right)^n, \quad (1.34)$$

где $n = 1/2$ для резкого p - n -перехода и $n = 1/3$ для перехода с линейным распределением примеси;

- с ростом температуры значительно медленнее возрастает обратный ток p - n -перехода, в котором основной составляющей является ток генерации.

При прямом смещении баланс между процессами генерации и рекомбинации склоняется в сторону рекомбинации.

Ток рекомбинации может быть выражен как

$$I_R = \frac{Aqn_i x_d}{2\tau_0} \exp \frac{qU}{2kT}. \quad (1.35)$$

1.9 Диффузионная емкость

В подразделе 1.3 было дано понятие барьерной емкости, которая определяется изменением связанного заряда ионизированных доноров и акцепторов в обедненной области. Аналогичным образом изменение накопленного заряда неосновных носителей в областях, прилегающих к ОПЗ, при прямом смещении может быть смоделировано с помощью другой малосигнальной емкости. Эта емкость обычно называется *диффузионной емкостью* C_D , так как в случае идеального диода неосновные носители двигаются через квазинейтральную область вследствие диффузии. Следовательно,

$$C_0 = dQ / dU ,$$

где Q – заряд, накопленный в квазинейтральных областях:

$$Q = Aq \left[\int_0^{W_B} \Delta p_n(x) dx + \int_{-W_E}^0 \Delta n_p(x) dx \right]. \quad (1.36)$$

Значение диффузионной емкости диода с тонкой базой получим, анализируя распределение концентрации неосновных носителей в n -базе (рисунок 1.8).

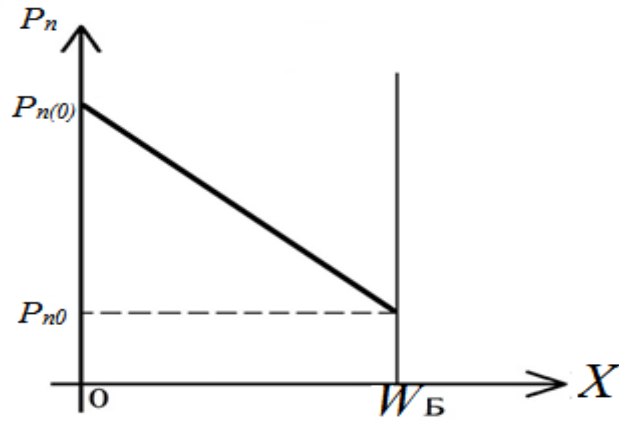


Рисунок 1.8 – Распределение концентрации неосновных носителей в тонкой n -базе при прямом смещении p^+ - n -перехода

Как и для предыдущего случая, полагаем, что $\Delta p_n(x) \gg \Delta n_p(x)$, и тогда

$$Q_B = Q_{B0} A, \quad (1.37)$$

где $Q_{B0} = q \Delta n_p(x) W_B / 2$ – удельный заряд носителей, накопленных в базе.

Так как мы полагаем, что ток чисто диффузионный и $I \approx I_p$, то

$$I = -q D_p \frac{dp}{dx} = -q D_p \frac{\Delta p_n(x)}{W_B}. \quad (1.38)$$

Выражая из (1.38) $\Delta p_n(x)$ и подставляя его значение в (1.37), получим

$$Q_B = \frac{I W_B^2}{2 D_p}. \quad (1.39)$$

Зная, что $I = I_s \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right)$, для C_D получим

$$C_D = \frac{dQ_B}{dU} = \frac{q}{kT} I \frac{W_B^2}{2 D_p} = \frac{q}{kT} I t_{np}, \quad (1.40)$$

где $t_{np} = W_B^2 / 2 D_p$ – время пролета неосновных носителей через базу при отсутствии в нем электрического поля (или среднее время диффузии).

1.10 Высокий уровень инжекции

Аналитическое выражение для ВАХ p - n -перехода (1.29) выводилось исходя из условия малых плотностей токов, протекающих через p - n -переход (малый уровень инжекции).

Уровни инжекции ранжируются по соотношению величин концентрации неосновных носителей, инжектированных в базу, и равновесной концентрации основных носителей в базе.

Для $p^+ - n$ -переходов: $\Delta p_n \ll n_{n0}$ – малый уровень инжекции, $p_{np} - p_{n0} = \Delta p_n \gg n_{n0}$ – высокий уровень инжекции.

Процессы, происходящие в $p - n$ -переходах при больших плотностях тока, во многом определяют их работу и существенно видоизменяют аналитические выражения для ВАХ $p - n$ -переходов. Подробнее рассмотрим те эффекты, которые учитываются при выводе аналитического выражения для ВАХ $p - n$ -перехода, работающего при высоком уровне инжекции.

Во-первых, появляется электрическое поле в базе, направление которого способствует быстрейшему переходу неосновных носителей через базу. Появление поля вызвано следующим: в n -базу поступает такое количество неосновных носителей Δp_n , которое нарушает квазинейтральность области; для ее обеспечения из вывода базы в базовую область поступает такое же количество основных носителей $\Delta n_n \approx \Delta p_n$. Образуется электрическое поле, направленное от ОПЗ в глубь базы. Наличие электрического поля в базе такого направления приводит к удвоению коэффициента диффузии неосновных носителей в базе.

Во-вторых, при высоком уровне инжекции мы не можем считать, что все напряжение, приложенное к нему, падает на ОПЗ $p - n$ -перехода. Действительно, при малых плотностях тока можно было пренебречь падением напряжения на омических сопротивлениях эмиттерной и базовой областей, т. е. величина $U_{RЭ}$ и $U_{RБ}$ малы. При высоком уровне инжекции напряжение на $p - n$ -переходе будет суммой падения напряжений на ОПЗ и на базе $U_j = U_{ОПЗ} + U_{RБ}$ или при переходе к прибору напряжение на диоде является суммой падений напряжений на $p - n$ -переходе и на базе $U_{Д} = U_j + U_{RБ}$.

Для $p - n$ -перехода с «длинной» базой аналитическим выражением вольт-амперной характеристики при высоком уровне инжекции является

$$j = j_s \left[\exp \frac{q(U - I_{RБ})}{kT} - 1 \right]. \quad (1.41)$$

В-третьих, при высоких плотностях тока количество дырок Δp_n , инжектируемых в базу, нарушает ее квазинейтральность. Для ее соблюдения из вывода в базу поступает такое же количество электронов $\Delta n = \Delta p_n$. Следовательно, удельное сопротивление базы $R_B = 1 / \sigma_B = 1 / q\mu_n (n + \Delta n)$ уменьшается. Этот эффект, который играет определяющую роль в переходных процессах при высоком уровне инжекции, называют *модуляцией сопротивления базы*.

В инженерных расчетах трудно учесть такой эффект высокого уровня инжекции, как изменение времени жизни носителей заряда. Это происходит из-за изменений в процессе рекомбинации: возможно заполнение уровней ло-

вушек, изменение концентрации как основных, так и неосновных носителей, изменение путей рекомбинации (например, возникновение рекомбинации через такие ловушки, в которых при малых плотностях тока она не происходит). Все это приводит к тому, что при больших плотностях тока время жизни носителей, зависящее от множества факторов, может и расти, и уменьшаться.

1.11 Пробой p - n -перехода (диода)

При высоких напряжениях изолирующие слои двуокиси кремния, материалы корпуса или другие материалы могут разрушаться, также может резко возрасти ток через p - n -переход. Вторым случаем – пробой p - n -перехода, который определяется как резкое увеличение дифференциальной проводимости p - n -перехода при достижении обратного напряжения заданной критической величины.

Пробой барьера p - n -перехода, как правило, не носит необратимого характера (если при этом величину тока в момент пробоя ограничивать внешним сопротивлением).

При сильных электрических полях в полупроводнике может действовать один из двух электронных механизмов пробоя.

1.11.1 Лавинный пробой

При этом механизме пробоя свободные носители между отдельными столкновениями в ОПЗ p - n -перехода приобретают в электрическом поле энергию, достаточную для разрыва ковалентных связей при ударах. В этом процессе каждый носитель, взаимодействующий таким образом с решеткой, генерирует два дополнительных носителя. Когда максимальное электрическое поле достаточно велико для срабатывания лавинного механизма, все три носителя могут участвовать в последующих лавинных столкновениях, вызывая быстрое умножение количества носителей в области пространственного заряда.

Обозначим через коэффициент лавинного умножения (M) отношение концентраций электронов, выходящих из области пространственного заряда (n_j), и электронов, входящих в эту область.

Расчет M представляет собой достаточно сложную задачу, поэтому для описания коэффициента умножения часто используют эмпирическую аппроксимацию вида

$$M = \left[1 - \left(\frac{U}{U_{\text{пр}}} \right)^n \right]^{-1}, \quad (1.42)$$

где U – обратное напряжение;

$U_{\text{пр}}$ – пробивное напряжение;

$n = 4$.

Для инженерных расчетов можно воспользоваться эмпирическим выражением для величин пробивного напряжения для резкого p - n -перехода:

$$U_{\text{пр}} = 60 \left(\frac{E_g}{1,1} \right)^{1,5} \left(\frac{N_B}{10^{16}} \right)^{-0,75}, \quad (1.43)$$

где $N_B \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

1.11.2 Туннельный пробой

В ОПЗ p - n -перехода напряженность поля может стать настолько большой, что развиваемая им сила будет достаточна для высвобождения электрона из ковалентной межатомной связи. С точки зрения зонных диаграмм при таком механизме пробоя электрон совершает переход из валентной зоны в зону проводимости без взаимодействия с какими-либо другими частицами. Этот вид пробоя включает в себя туннелирование электронов через энергетические барьеры, так как с увеличением примесной концентрации ширина обедненной области уменьшается. При больших примесных концентрациях в полупроводнике ширина ОПЗ, соответствующая некоторому обратному напряжению, уменьшается и наклон энергетических зон в обедненной области становится все более крутым. Вследствие волновой природы электрона существует некоторая конечная вероятность того, что электрон из валентной зоны полупроводника p -типа, приблизившийся к запрещенной зоне, сможет туннелировать через нее и с той же самой энергией появиться в зоне проводимости полупроводника n -типа.

Приборы с туннельным пробоем обычно имеют более низкие пробивные напряжения, чем приборы с лавинным пробоем. В кремнии чистый туннельный пробой обычно имеет место для диодов с $U_{\text{пр}} < 5 \text{ В}$. При пробивных напряжениях от 5 до 6 В в приборах могут одновременно действовать как лавинный, так и туннельный механизмы пробоя. При напряжениях свыше 6 В превалирует лавинный механизм пробоя.

Так как туннельный механизм пробоя действует в приборах, имеющих малую ширину (до 4 нм) барьера, а напряженность поля $E = U / x_d$, то напряженность полей при туннельном механизме пробоя выше, чем при лавинном.

1.12 Переходные процессы в p - n -переходе

При резком изменении тока через p - n -переход (или напряжения, подаваемого на p - n -переход) напряжение на нем (или ток, протекающий через него) устанавливается в течение определенного времени. Такой переходный процесс обусловлен инерционностью явлений в p - n -переходе при переключении, которые в основном обусловлены:

- накоплением и рассасыванием неосновных носителей в базе;
- перезарядкой барьерной емкости;
- изменением заряда поверхностных состояний.

Степень влияния двух первых эффектов на вид переходных характеристик определяется величиной плотностей токов (уровнем инжекции), протекающих через p - n -переход. Третий эффект зависит от состояния поверхности, что

в основном определяется технологией изготовления диода. Этот эффект трудно учесть при расчетах переходных процессов, и в дальнейших рассуждениях его рассматривать не будем. При высоком уровне инжекции основную роль в переходных процессах играет процесс накопления и рассасывания неосновных носителей в базе диода.

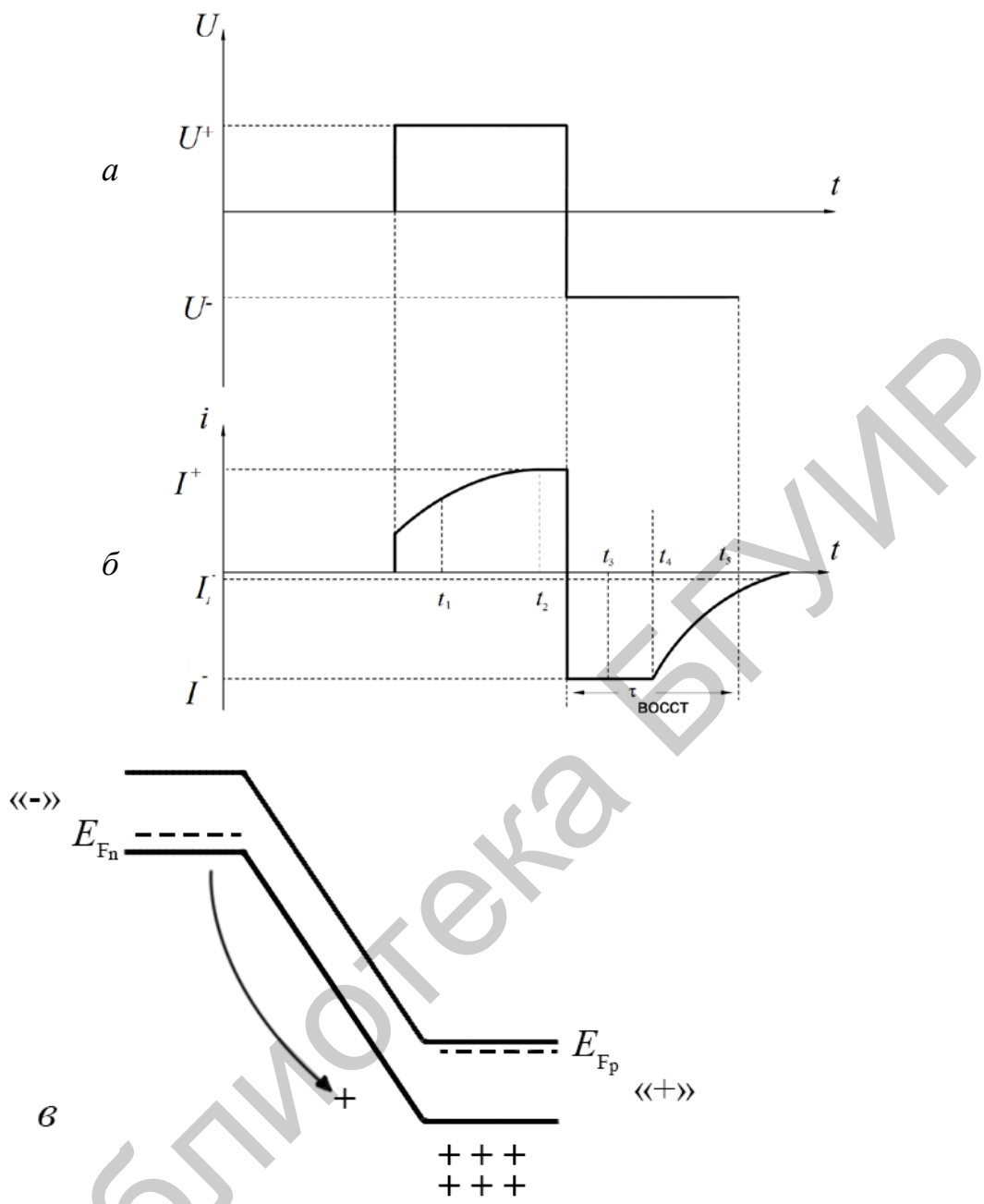
Выражения для накопленного заряда, а также для времен накопления и рассасывания заряда подробно рассмотрены в подразделе 1.9. Вид переходных характеристик, описывающих процессы включения и переключения диода с прямого смещения на обратное, во многом будет определяться режимом работы источника входного сигнала (режим генератора тока или генератора напряжения).

Рассмотрим процесс переключения p^+n -диода, работающего при высоком уровне инжекции, при подаче на него идеальных прямого и обратного импульсов напряжения (генератор напряжения) (рисунок 1.9).

При подаче на диод прямого напряжения ток через диод устанавливается не сразу (см. рисунок 1.9), так как с течением времени происходит накопление в базе инжектированных через p - n -переход неосновных носителей. В первый момент величина тока будет определяться в основном количеством примеси в базе, т. е. технологией изготовления диода. Дальнейший рост тока связан с модуляцией сопротивления базы – процессами накопления неосновных носителей в базе и основных, поступающих из вывода базы для обеспечения ее электронейтральности. Сопротивление базы падает, ток через диод растет. В момент времени t_2 процесс стабилизируется. В установившемся состоянии ток дырок, инжектированных в базу, равен току дырок, рекомбинирующих в базе. Поэтому стационарное значение заряда дырок в базе составляет

$$Q_B \approx Q_p = I_p \tau_p \approx I \tau_p. \quad (1.44)$$

В первый момент после переключения диода с прямого напряжения на обратное наблюдается большой обратный ток, так как для неосновных носителей, накопленных в базе, суммарное электрическое поле в ОПЗ является ускоряющим и величина обратного тока ограничивается только внешним сопротивлением $I^- = U^- / R$ (см. рисунок 1.9, б).



a – изменение напряжения на диоде; b – изменение тока, протекающего через p - n -переход; $в$ – энергетическая зонная диаграмма, поясняющая протекание максимального обратного тока I_1^- в первый момент после переключения

Рисунок 1.9 – Характеристики переходных процессов диода, работающего при высоком уровне инжекции, в режиме генератора напряжения

После переключения диода на обратное напряжение начинается процесс рассасывания неосновных носителей, в свое время накопленных в базе. Из-за ограничения обратного тока концентрация дырок в базе не может мгновенно уменьшиться до равновесного значения. До тех пор пока концентрация дырок в базе около p - n -перехода превышает равновесное значение (время t_4), на ОПЗ p - n -перехода сохраняется прямое падение напряжения. С момента времени t_4

напряжение на ОПЗ p - n -перехода меняет знак, сопротивление перехода резко возрастает, а ток через диод начинает уменьшаться, как показано на промежутке времени $t_4 \dots t_5$ (см. рисунок 1.9, б).

Таким образом, весь переходный процесс переключения диода делится на две фазы: начальную, в течение которой $p_{нгр} > p_{n0}$, и ток диода ограничен внешней цепью и остается постоянным, и заключительную, в течение которой обратный ток падает практически до нуля (точнее, до установившегося значения обратного тока). Первую фазу называют фазой высокой обратной проводимости, вторую t_c – фазой спада обратного тока.

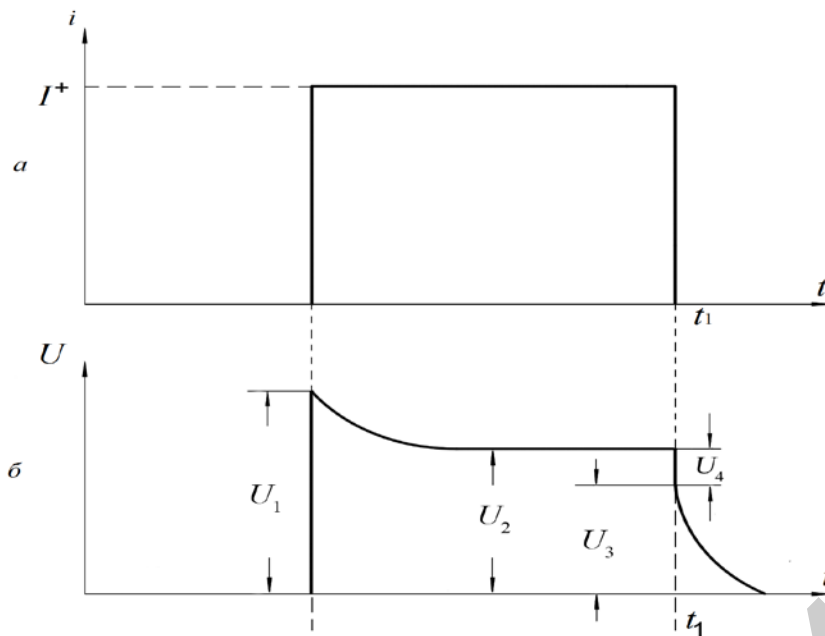
Длительность первой фазы прямо пропорциональна времени жизни дырок в базе и зависит от соотношения прямого I^+ и обратного I^- токов через диод. С ростом I^+ заряд накопленных в базе дырок растет, что при неизменном токе I^- приводит к увеличению времени t_n . При неизменном токе I^+ время расщивания тем меньше, чем больше обратный ток.

Длительность фазы спада обратного тока t_c зависит также от барьерной емкости p - n -перехода ($C_{бар}$) и сопротивления цепи R .

Сумма времени $t_n + t_c = \tau_{восст}$ определяет один из основных параметров импульсных диодов – время восстановления обратного сопротивления (обратного тока) диода.

Рассмотрим переходные процессы при прохождении через диод прямого импульса тока большой амплитуды (рисунок 1.10).

В первый момент после подачи импульса прямого тока напряжение на диоде будет равно падению напряжения на сопротивлении базы U_1 и может быть достаточно велико. По мере накопления избыточного заряда неосновных носителей в базе и заряда основных, нейтрализующего избыточный, сопротивление R_B и падение напряжения на нем снижаются, достигая установившегося значения, которое складывается из падения напряжения на p - n -переходе U_4 и на модулированном сопротивлении базы U_3 , таким образом, $U_2 = U_3 + U_4$ (рисунок 1.10, б). Промежуток времени с момента подачи на диод импульса прямого тока до момента, когда напряжение на нем станет равным 1,1 от величины статического падения напряжения, называется временем установления прямого напряжения на диоде $\tau_{уст}$ и является одним из параметров импульсных диодов.



a – импульс прямого тока; b – напряжение на диоде p - n -перехода
 Рисунок 1.10 – Характеристики переходных процессов диода, работающего при высоком уровне инжекции в режиме генератора тока

При выключении импульса тока в момент времени t_1 напряжение на сопротивлении базы пропадает и на такую же величину уменьшается напряжение на диоде (см. рисунок 1.10, b). Практически линейное уменьшение послеинжекционного напряжения при $t > t_1$ от значения U_3 до нуля определяется процессами рекомбинации дырок в базе и разрядом барьерной емкости p - n -перехода.

При переключении диода, работающего при малом уровне инжекции, диаграммы токов и напряжений переходных процессов определяются процессами перезарядки барьерной емкости p - n -перехода.

РАЗДЕЛ 2 КОНТАКТЫ «МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК»

Большинство электронных приборов, из которых состоит ИС, соединяются друг с другом с помощью контактов «металл – полупроводник». Эти контакты на практике получили наибольшее распространение прежде всего из-за того, что благодаря различным электрофизическим свойствам металла и полупроводника (диэлектрическая проницаемость, ширина запрещенной зоны, работа выхода) контакт между ними может быть, в отличие от *p-n*-перехода, как выпрямляющим, так и невыпрямляющим.

2.1 Барьер Шоттки

Для того чтобы построить правильную зонную диаграмму идеального перехода «металл – полупроводник», находящегося в тепловом равновесии, нужно учитывать следующее:

- энергия вакуумного уровня E_0 должна быть изображена в виде непрерывной линии, так как величина E_0 представляет собой энергию «свободного» электрона и поэтому должна быть непрерывной однозначной функцией от положения в пространстве;

- сродство к электрону χ , так же как и ширина запрещенной зоны, есть свойство, связанное с кристаллической решеткой, поэтому для заданного материала является постоянным;

- в полупроводнике E_c и χ постоянны, а E_0 непрерывна.

Исходя из этих факторов, изобразим зонную диаграмму для системы «металл – полупроводник» (рисунок 2.1) для полупроводника *n*-типа, работа выхода из которого меньше, чем из металла.

На границе раздела (см. рисунок 2.1, *a*) наблюдается скачок разрешенных энергетических состояний $q\Phi_B$, называемый барьером Шоттки, который равен

$$q\Phi_B = q(\Phi_M - \chi). \quad (2.1)$$

Этот скачок разрешенных энергетических состояний был назван барьером Шоттки, так как впервые В. Шоттки в 1933 г. вывел аналитическое выражение для ВАХ перехода «металл – полупроводник», предполагая, что толщина области пространственного заряда x_d по крайней мере в несколько раз превосходит среднюю длину свободного пробега электронов, а напряженность поля меньше той, при которой происходит насыщение дрейфовой скорости.

Из-за различия величин работы выхода электронов из металла и полупроводника наблюдается обмен зарядами (часть электронов у границы раздела из полупроводника переходит в металл). Примем условия так называемого приближения обеднения, а именно:

- концентрация свободных дырок чрезвычайно мала, и ее можно не принимать во внимание;

- на участке от границы раздела до плоскости $x = x_d$ концентрация электронов много меньше концентрации доноров;

- за пределами $x = x_d$ концентрация доноров $N_d = n$.

В таком случае напряжение, падающее на области пространственного заряда, будет равно взятой со знаком «минус» площади ограниченной кривой, показанной на рисунке 2.1, в:

$$\varphi_k = -\frac{1}{2} \varepsilon_{\max} x_d = \frac{qN_d x_d^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} \quad (2.2)$$

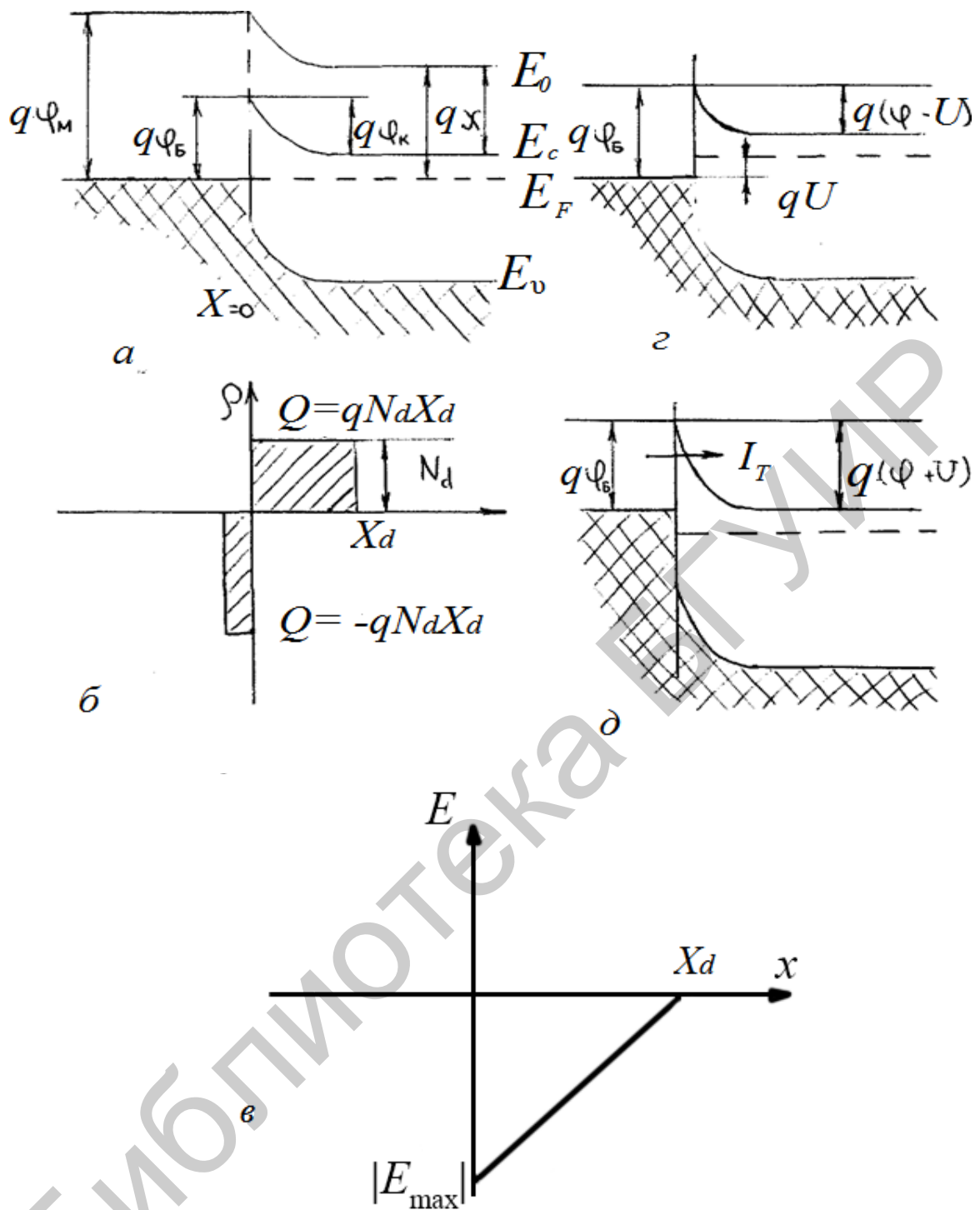
где в соответствии с законом Гаусса $\varepsilon_{\max} = -qN_d x_d / \varepsilon\varepsilon_0$.

Соотношение (2.2) часто используется, чтобы выразить x_d .

Барьер Шоттки $q\varphi_B$ затрудняет создание результирующего потока свободных электронов из металла в полупроводник по сравнению с потоком электронов в обратном направлении. В первом приближении высота этого барьера не зависит от величины и знака прикладываемого напряжения, так как в металле практически отсутствует падение напряжения. Полное падение напряжения в области пространственного заряда приходится целиком на полупроводник. Прикладываемое напряжение изменяет результирующее искривление зон в полупроводнике, что приводит к изменению высоты потенциального барьера для электронов $q\varphi_k$ со стороны полупроводника: барьер уменьшается, если металл находится под положительным смещением относительно полупроводника (прямое смещение, см. рисунок 2.1, з), и увеличивается, если смещение имеет противоположную полярность (обратное смещение, см. рисунок 2.1, д). Свойство выпрямления контакта может быть нарушено, если при подаче обратного напряжения электроны из металла в полупроводник смогут проходить за счет туннелирования (см. рисунок 2.1, д, ток I_T). Это накладывает ограничение на концентрацию примеси в полупроводнике.

Предположение о независимости высоты барьера $q\varphi_B$ от величины приложенного напряжения не совсем корректно при учете эффекта Шоттки, обнаруженного еще в 1914 г. применительно к электронным лампам, но имеющего прямое отношение к рассматриваемому случаю.

Согласно этому эффекту электрон, переходящий из металла в полупроводник, оставляет после себя «электрическое изображение», эквивалентное положительному заряду $+q$ (рисунок 2.2).



a – идеализированная равновесная зонная диаграмма для выпрямляющего контакта «металл – полупроводник (барьер Шоттки)»;
 b – расположение заряда для равновесного состояния;
 $в$ – распределение поля для равновесного состояния;
 $г$ – зонная диаграмма при смещении в прямом направлении;
 $д$ – зонная диаграмма при смещении в обратном направлении
 Рисунок 2.1 – Энергетические зонные диаграммы контакта Шоттки

2.2 Диод Шоттки

В выпрямляющем контакте, который называют диодом Шоттки, электропроводность обусловлена основными носителями заряда. По этой причине диоду Шоттки свойственна высокая скорость переходных процессов, что позволяет использовать его для создания быстродействующих переключателей. К тому же у диода Шоттки низкое (по отношению к кремниевому p - n -переходу) напряжение отпираания, что в совокупности с первой особенностью дает диоду Шоттки два положительных отличия от диодов на p - n -переходе. Аналитическое выражение, описывающее вольт-амперную характеристику диода Шоттки, имеет вид

$$I = AR^*T^2 \exp\left(-\frac{\Delta q\phi_B}{kT}\right) \left[\exp\frac{qU}{nkT} - 1\right], \quad (2.6)$$

где A – площадь контакта;

$R^* = 4\pi qm^*k / h^2$ – эффективная постоянная Ричардсона;

m^* – эффективная масса электрона;

h – постоянная Планка;

k – постоянная Больцмана;

n – коэффициент неидеальности, который находится экспериментальным путем (лежит в пределах 1,02...1,15).

Или

$$I = I_{\text{сш}} \left(\exp\frac{qU}{nkT} - 1\right), \quad (2.7)$$

где $I_{\text{сш}} = AR^*T^2 \exp\left(-\frac{\Delta q\phi_B}{kT}\right)$ – ток насыщения диода Шоттки.

Как уже отмечалось, отсутствие инжекции неосновных носителей в базу диода (дырок в n -полупроводник), а следовательно, отсутствие эффектов их накопления и рассасывания позволяет использовать диоды Шоттки в сверхвысокочастотном (гигагерцевом) диапазоне. Но если при определенных условиях в состоянии термодинамического равновесия концентрация дырок на границе «металл – полупроводник» превысит граничную концентрацию электронов, то в плоскости контакта образуется слой с инверсной проводимостью. В этом случае нельзя игнорировать инжекцию дырок в n -базу из инверсного слоя со всеми ее последствиями в аспекте частотных ограничений. Для того чтобы этого не произошло, как показывают расчеты, необходимо выбирать материал полупроводника с большим отношением μ_n / μ_p и достаточно сильно его легировать. Но большая концентрация доноров может привести к наличию туннельного тока I_T при обратном смещении диода (см. рисунок 2.1, д).

Другая причина, ограничивающая верхнюю частоту использования диодов Шоттки, обусловлена инжекцией горячих электронов как в полупроводник (при обратном смещении диода), так и в металл (при прямом смещении диода). Время, необходимое для уравнивания средних энергий инжектируемых и равновесных электронов (время «выстывания» электронов), которое можно оценить как отношение длины свободного пробега электронов к его скорости

насыщения, колеблется в зависимости от знака смещения диода в пределах $t = 10^{-11} \dots 10^{-13}$ с. По этой причине инерционность более сильно проявляется при обратном смещении диода, поскольку длина свободного пробега электронов в полупроводнике больше, чем в металле.

И, наконец, к числу основных причин, ограничивающих частоту диодов Шоттки, относится процесс перезаряда барьерной емкости диода. Ее величина $t = R_B C_j$, где C_j – барьерная емкость контакта, R_B – сопротивление базы диода (объемное сопротивление слоя полупроводника). Расчетная величина постоянной времени в лучших конструкциях диодов Шоттки находится в пределах $\tau = 5 \cdot 10^{-12} \dots 5 \cdot 10^{-13}$ с, но может оказаться больше из-за влияния паразитных элементов реального прибора (сопротивление контактов и подводящих проводов, спин-эффекта и т. д.). В реальных приборах из-за концентрации электрических силовых линий вблизи углов пробой при обратном смещении происходит при сравнительно малой величине (порядка 15 В). Существует несколько модификаций конструкций, улучшающих обратную характеристику диода, одна из которых, использующая диффузионное охранное кольцо, приведена на рисунке 2.3.

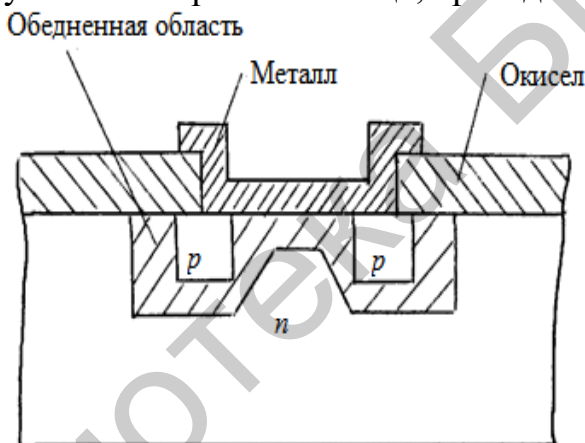


Рисунок 2.3 – Конструкция диода Шоттки с диффузионным охранным кольцом

Из уравнения (2.7) для данного значения прямого тока падение напряжения на диоде задается выражением

$$U_{\text{пр}}(U_{\text{ш}}^*) \approx \frac{nkT}{q} \ln \frac{I}{I_{\text{сш}}}, \quad (2.8)$$

где ток насыщения $I_{\text{сш}}$ определяется выражением (2.7).

Для миллиамперного диапазона токов у алюминиевых диодов Шоттки, изготовленных из кремния *n*-типа, величина $U_{\text{ш}}^*$ равна приблизительно 0,45 В.

Для кремниевого *p-n*-перехода в этом же диапазоне прямого тока (см. [2.8]) $U^* \approx 0,7$ В, так как величина тока насыщения кремниевого *p-n*-перехода $I_s = 10^{-13} \dots 10^{-14}$ А намного меньше величины $I_{\text{сш}}$.

Это свойство диода Шоттки используется для создания быстродействующих логических схем, в которых за счет включения в цепь «коллектор – база» диода Шоттки напряжение на коллекторе относительно базы фиксируется не более 0,45 В, что не дает транзистору перейти в режим насыщения. Подробнее это будет рассмотрено в разделе 3.

2.3 Невыпрямляющий (омический) контакт

О свойствах контакта «металл – полупроводник» можно судить по величине падения напряжения в области контакта: если приконтактная область (со стороны полупроводника) обеднена свободными носителями заряда, то почти все напряжение падает на контакте, и такой контакт является выпрямляющим. Если обеспечить условие, когда сопротивление контакта R_k будет намного меньше сопротивления объема образца вне контакта R_0 , то речь идет об омическом контакте.

Осуществление омических контактов на практике связано с большими трудностями. Наличие на поверхности полупроводника и металла посторонних дефектов химического и механического свойства приводит к появлению локальных уровней энергии в запрещенной зоне полупроводника. В результате контактная разность потенциалов в большей степени зависит от этих уровней, нежели от разности работ выхода. В силу этого контакты могут иметь инверсные и обедненные области.

Для устранения отмеченных недостатков в качестве омического контакта используются структуры и $M - n^+ - n$, где область n^+ соответствует вырожденному полупроводнику (рисунок 2.4). Контакт $n^+ - n$ относится к группе гомопереходов и является невыпрямляющим.

Трудности, связанные с обработкой поверхности, в этом случае тоже не возникают, поскольку $n^+ - n$ -переход образуется в объеме полупроводника с помощью специального технологического процесса. Изготовить хороший невыпрямляющий контакт между вырожденной областью n^+ и металлом гораздо проще, так как даже при образовании в месте контакта барьера (см. рисунок 2.4) его толщина оказывается соизмерима с длиной волны де Бройля ($\leq 10^{-6}$ см). В результате туннельный ток I_T (см. рисунок 2.4, б) сквозь $M - n^+$ -барьер оказывается настолько значительным, что обеспечивает необходимую проводимость при любой полярности внешнего смещения на контакте.

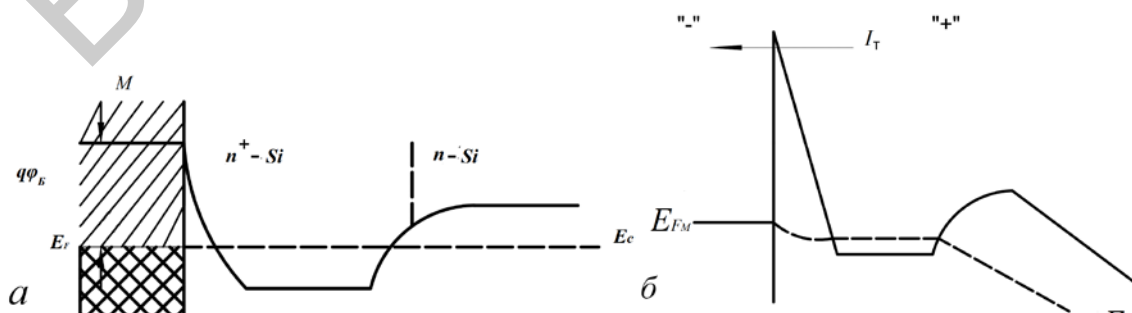


Рисунок 2.4 – Зонная диаграмма омического контакта $M - n^+ - Si - n - Si$ в отсутствие (а) и при наличии (б) смещения

Найдем нижнюю границу контактного сопротивления, приведенного к единице площади (приведенное контактное сопротивление), полагая, что она определяется приведенным контактным сопротивлением n^+ - n -перехода:

$$r_{\text{кmin}} = \frac{(2\pi m^* kT)^{1/2}}{q^2 n_0}, \quad (2.9)$$

где n_0 – равновесная концентрация электронов в глубине полупроводника.

Сопротивление планарного контакта определяется по формуле

$$R_{\text{к}} = R_{\text{пов}} \frac{d}{W} F_0, \quad (2.10)$$

где $R_{\text{пов}}$ – поверхностное сопротивление полупроводниковой пленки под контактом (Ом/□);

W – толщина контакта;

d – длина контакта;

$F_0 = (L_T / d) \text{cth}(d / L_T)$;

$L_T = r_{\text{к}} / R_{\text{пов}}$ – длина затухания. Величина $r_{\text{к}}$ определяется из (2.9).

Связь между уровнем Ферми и концентрацией для сильного вырождения задается соотношением

$$E_F - E_c = \frac{\hbar(3\pi n_0)^{2/3}}{2m^*}, \quad (2.11)$$

где $E_F - E_c = \frac{\hbar(3\pi n_0)^{2/3}}{2m^*}$ – полная концентрация валентных электронов в кристалле.

Записав эффективную плотность состояний у дна зоны проводимости

$$N_c = 2 \left[\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right]^{3/2},$$

можно связать с этим параметром концентрацию электронов в n^+ -области:

$$n^+ = N_c \left[\frac{E_F - E_c}{kT} \right]^{3/2} \sim (10...20)N_c.$$

В связи с тем что область n^+ вырождена, контакт n^+ - n может работать при гелиевых температурах (примесь не «вымораживается») и обладает хорошими инжекционными свойствами, так как $n^+ > N_c$.

РАЗДЕЛ 3 БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

3.1 Общие сведения

Биполярный транзистор – полупроводниковый прибор, предназначенный для усиления и генерации электромагнитных колебаний. Он включает в себя два $p-n$ -перехода (эмиттерный и коллекторный) и три полупроводниковых области (эмиттер, база и коллектор). Термин «биполярный» означает то, что токоперенос в этом типе транзистора осуществляется двумя типами свободных носителей заряда: основными и неосновными.

Слово «биполярные», определяющее класс транзисторов, обусловлено биполярной проводимостью, осуществляющейся в транзисторах этого типа.

Биполярный транзистор представляет собой три полупроводниковые области (эмиттер, база, коллектор), определяющиеся по типу электропроводности ($n-p-n$ или $p-n-p$), которые с помощью имеющихся в каждой области омических контактов подключаются к внешней электрической схеме. Функции эмиттера и коллектора определены самими названиями этих областей: эмиттировать (инжектировать) носители заряда и собирать их.

Среднюю область транзистора назвали базой исторически, так как первый транзистор был создан сплавлением в базу (германий p -типа) двух полупроводниковых навесок n -типа электропроводности. В зависимости от типа электропроводности областей транзисторы подразделяются на $p-n-p$ и $n-p-n$. Отличие их обозначения в принципиальных электрических схемах – направление стрелки эмиттера, которая совпадает с направлением тока эмиттера (коллектора). В дальнейшем в этом разделе будем рассматривать $n-p-n$ -транзисторы как основной тип транзистора в настоящее время.

Биполярные транзисторы делятся на *бездрейфовые*, перенос инжектированных в базу носителей у которых осуществляется только за счет диффузии, и *дрейфовые*, у которых перенос носителей через базу осуществляется как за счет диффузии, так и за счет дрейфа. В дальнейшем будем рассматривать физику работы биполярного транзистора, базируясь на более простой модели бездрейфового транзистора, вводя необходимые коррективы при переходе к работе дрейфового транзистора.

Биполярный транзистор может работать в четырех режимах:

- режим *отсечки* (эмиттерный и коллекторный переходы смещены в обратном направлении);
- режим *насыщения* (эмиттерный и коллекторный переходы смещены в прямом направлении);
- *активный нормальный* режим (эмиттерный переход включен в прямом, а коллекторный в обратном направлениях);
- *активный инверсный* режим (эмиттерный переход включен в обратном, а коллекторный – в прямом направлениях).

Графики распределения концентрации неосновных носителей заряда в базе транзистора для всех режимов его работы строили исходя из следующих соображений: во-первых, база в транзисторе всегда тонкая, и, следовательно, распределение линейное; во-вторых, граничную концентрацию неосновных носителей в базе со стороны эмиттера или коллектора можно рассчитать, воспользовавшись выражением

$$n_{pгр} = n_{p0} \exp \frac{qU_j}{kT}, \quad (3.1)$$

где в качестве U_j подставляют величину напряжения перехода «эмиттер – база» или «коллектор – база» соответствующего знака.

Если предположить, что ток основных носителей базы (дырок для n - p - n -транзисторов) равен нулю (считаем, что рекомбинация отсутствует), то

$$J_p = 0 = q\mu_p p \varepsilon_x - qD_p \frac{dp}{dx}; \quad (3.2)$$

$$E_x = \frac{D_p}{\mu_p} \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dx} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dx}. \quad (3.3)$$

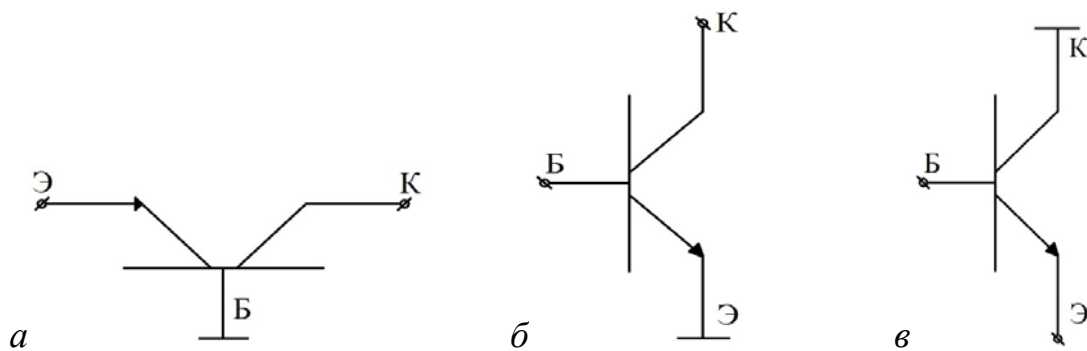
Из (3.3) видно, что если база легирована равномерно, то $E_x = 0$ (случай бездрейфового транзистора).

Если, используя методы диффузии или ионной имплантации, получаем концентрацию легирующей примеси $N(x)$ в базе около эмиттера $N_{БЭ}$ значительно больше, чем на границе с коллектором $N_{БК}$, то из-за наличия градиента концентрации в базе транзистора создается продольное электрическое поле E_x , отличное от нуля, направление которого способствует переносу неосновных носителей.

Как правило, в инженерных расчетах наличие поля в базе учитывается удвоением коэффициента диффузии неосновных носителей в базе. Наличие поля в базе несколько изменит вид энергетической зонной диаграммы транзистора и распределение концентрации неосновных носителей в базе.

В зависимости от названия электрода, который подключается к общему электроду внешней электрической цепи и по отношению, к которому отсчитывается потенциал, различают три схемы включения транзистора: схема с общей базой – ОБ (схема с эмиттерным входом) (рисунок 3.1, а), схема с общим эмиттером – ОЭ (схема с базовым входом) (рисунок 3.1, б), схема с общим коллектором – ОК (эмиттерный повторитель) (рисунок 3.1, в).

В таблице 3.1 приведены соотношения коэффициентов передачи тока K_I , напряжения K_U и мощности K_P транзисторов с различным типом включения.



a – с общей базой; *б* – с общим эмиттером; *в* – с общим коллектором
 Рисунок 3.1 – Схемы включения транзисторов

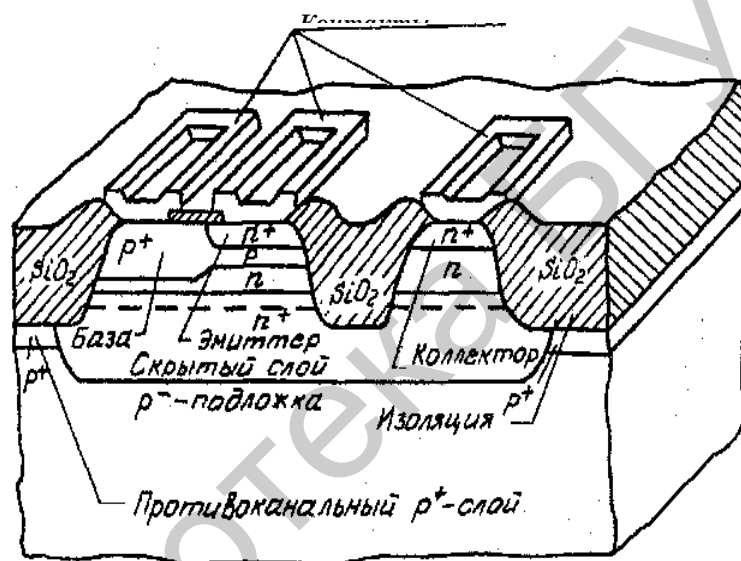


Рисунок 3.2 – Структура биполярного интегрального транзистора *n-p-n*-типа

Таблица 3.1 – Сравнительный анализ коэффициентов усиления по току, напряжению и мощности для различных схем включения транзистора

Коэффициент передачи	Схема включения		
	ОБ	ОЭ	ОК
K_I	< 1	> 1	> 1
K_U	> 1	> 1	< 1
K_P	> 1	> 1	> 1

3.2 Принцип работы и коэффициент передачи тока одномерной идеализированной модели биполярного транзистора

3.2.1 Схема с ОБ

В основе работы биполярного транзистора (БТ) лежат двух- и трехмерные механизмы движения носителей заряда, но поведение транзистора будем описывать с помощью одномерной идеализированной модели. На рисунке 3.2 приведена типичная структура биполярного интегрального транзистора $n-p-n$ -типа. Но основы физики его работы могут быть поняты при рассмотрении его одномерной модели (рисунок 3.3).

Псевдоконтакт – граница в нейтральной базовой области, которая не влияет на поток неосновных носителей,двигающихся к коллектору.

Идеализация модели БТ заключается в игнорировании процессов, происходящих в ОПЗ эмиттерного и коллекторного переходов (т. е. считаемых бесконечно тонкими), а также токов, текущих параллельно переходам. При работе БТ в активном нормальном режиме [1] (см. рисунок 3.1) базы такое же количество дырок входит в область базы из базового контакта. Потоки электронов и дырок за счет диффузии и дрейфа проходят базу и достигают коллекторного $p-n$ -перехода. Незначительная часть электронов рекомбинирует с дырками, создавая дырочный ток. Основная часть электронов втянется электрическим полем обратносмещенного коллекторного $p-n$ -перехода, создавая ток коллектора I_{nK} , а дырки через базовый контакт уйдут в общий вывод.

Допустим, ток эмиттера изменился на величину $\Delta I_{\text{Э}}$. Пренебрегая рекомбинацией в базе, считаем, что ток коллектора тоже изменится на величину $\Delta I_{\text{К}} \approx \Delta I_{\text{Э}}$.

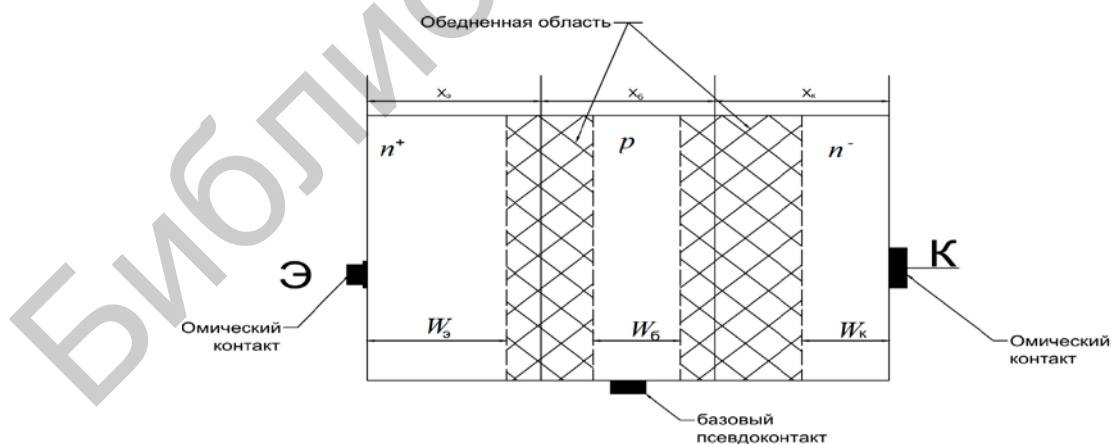


Рисунок 3.3 – Одномерное представление активной области планарно-эпитаксиального транзистора

На прямосмещенном эмиттерном переходе падение напряжения будет равно $\Delta U_{\text{ЭБ}} = \Delta I_{\text{Э}} \cdot r_{\text{Э}}$, а на сопротивлении нагрузки в цепи коллектора

$\Delta U_K = \Delta I_K \cdot R_H$. Так как $R_H > r_{\text{Э}}$, то $\Delta U_K > \Delta U_{\text{ЭБ}}$ и, следовательно, схема с ОБ обладает усилением по напряжению.

Обозначим коэффициент передачи постоянного тока БТ, включенного по схеме с ОБ (коэффициент передачи тока эмиттера), который работает в активном нормальном режиме, через α_N .

$$\alpha_N = \frac{I_K}{I_{\text{Э}}} \left(\frac{I_{n\text{Э}}}{I_{n\text{Э}}} \cdot \frac{I_{n\text{К}}}{I_{n\text{К}}} \right) = \frac{I_{n\text{Э}}}{I_{\text{Э}}} \frac{I_{n\text{К}}}{I_{n\text{Э}}} \frac{I_K}{I_{n\text{К}}}, \quad (3.4)$$

где $I_{n\text{Э}} / I_{\text{Э}} = I_{n\text{Э}} / (I_{n\text{Э}} + I_{p\text{Э}}) = \gamma_{\text{Э}}$ – эффективность эмиттера, которая отражает тот факт, что при прямом смещении эмиттерного перехода наряду с инжекцией электронов из эмиттера в базу существует и инжекция дырок из базы в эмиттер;

$I_{n\text{К}} / I_{n\text{Э}} = \alpha_T$ – коэффициент переноса носителей через базу, который не позволяет игнорировать рекомбинацию электронов в базе;

$I_K / I_{n\text{К}} = M$ – коэффициент умножения коллектора, который для активного режима БТ близок к единице, следовательно,

$$\alpha_N \approx \gamma \cdot \alpha_T. \quad (3.5)$$

Получим выражение для эффективности эмиттера одномерной идеализированной модели транзистора:

$$\gamma = \frac{I_{n\text{Э}}}{I_{n\text{Э}} + I_{p\text{Э}}} = \frac{1}{1 + \frac{I_{p\text{Э}}}{I_{n\text{Э}}}} = \left(1 + \frac{W_{\text{Б}} N_{a\text{Б}} D_{p\text{Э}}}{W_{\text{Э}} N_{d\text{Э}} D_{n\text{Б}}} \right)^{-1}. \quad (3.6)$$

Учитывая, что $I_{n\text{Э}} \gg I_{p\text{Э}}$, $D = \mu kT / q$, $\sigma_{\text{Э}} = q N_{d\text{Э}} \mu_{n\text{Э}}$, $\sigma_{\text{Б}} = q N_{a\text{Б}} \mu_{p\text{Б}}$, и полагая, что $\mu_{n\text{Э}} = \mu_{n\text{Б}}$ и $\mu_{p\text{Э}} = \mu_{p\text{Б}}$ (что не всегда корректно), выражение (3.6) запишем как

$$\gamma = \left(1 + \frac{I_{p\text{Э}}}{I_{n\text{Э}}} \right)^{-1} \approx 1 - \frac{I_{p\text{Э}}}{I_{n\text{Э}}} \approx 1 - \frac{\sigma_{\text{Б}} W_{\text{Б}}}{\sigma_{\text{Э}} W_{\text{Э}}}. \quad (3.7)$$

Уравнение (3.6) можно записать, используя числа Гуммеля как для базы $GN_{\text{Б}}$, так и для эмиттера $GN_{\text{Э}}$:

$$\gamma = \left[1 + \frac{GN_{\text{Б}} \bar{D}_{p\text{Э}}}{GN_{\text{Э}} \bar{D}_{n\text{Э}}} \right]^{-1}, \quad (3.8)$$

где $\bar{D}_{p\text{Э}}$ и $\bar{D}_{n\text{Э}}$ – усредненные значения коэффициентов диффузии в эмиттерной и базовой областях соответственно.

Число Гуммеля для базы – это количество примесных атомов на 1 см² площади квазинейтральной области базы:

$$GN_B = \int_0^{W_B} N_a(x) dx. \quad (3.9)$$

Число Гуммеля можно выразить через встроенный заряд Q_B , который представляет заряд дырок на единицу площади в квазинейтральной базе при стремлении эмиттерного напряжения к нулю:

$$GN_B = \frac{Q_B}{q} = \frac{qn_i^2 \bar{D}}{j_s}, \quad (3.10)$$

где плотность тока насыщения j_s определяется в точке пересечения экстраполированной экспериментальной характеристики $j_k = f(U_{БЭ})$ с осью тока при $U_{БЭ} = 0$, построенной в полулогарифмическом масштабе.

Для одномерной модели транзистора (см. рисунок 3.3) встроенный заряд можно определить как

$$Q_B = qN_{aB}W_B.$$

Если бы все инжектированные в базу электроны достигли коллекторного перехода, то

$$I_{nK} = I_{nЭ} = \frac{Aqn}{t_{пр}},$$

где $t_{пр} = W_B^2 / 2D_n$ – время пролета носителей через базу (среднее время диффузии).

Величина тока рекомбинации обратно пропорциональна времени жизни носителей:

$$I_R = \frac{Aqn}{\tau_{nB}}.$$

Поток электронов, достигших коллекторного перехода, уменьшится по отношению к инжектированному потоку на количество рекомбинированных в базе:

$$I_{nK} = I_{nЭ} - I_R = I_{nЭ} \left(1 - \frac{t_{пр}}{\tau_n}\right). \quad (3.11)$$

Из (3.11) получим величину коэффициента переноса носителей через базу:

$$\alpha_T = \frac{I_{nK}}{I_{nЭ}} = 1 - \frac{t_{пр}}{\tau_n} = 1 - \frac{W_B}{2D_n \tau_n} = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W_B}{L_n}\right)^2. \quad (3.12)$$

Чаще всего для расчета коэффициента переноса носителей через базу в дрейфовых транзисторах удваивают коэффициент диффузии:

$$\alpha_T = 1 - \frac{W_B^2}{4D_n \tau_n}. \quad (3.13)$$

Величина коэффициента передачи тока БТ, работающего в активном инверсном режиме, $\alpha_I \ll \alpha_N$ по двум причинам. Во-первых, в выражениях для γ (3.6) и (3.8) вместо числа Гуммеля для эмиттера GN_Δ нужно подставлять число Гуммеля для коллектора GN_K или вместо проводимости эмиттера σ_Δ (3.7) – проводимость коллектора σ_K , причем известно, что $GN_\Delta \gg GN_K$ и $\sigma_\Delta \gg \sigma_K$. Во-вторых, электрическое поле в базе, направление которого способствует переносу неосновных носителей от эмиттера к коллектору, будет препятствовать их движению от коллектора к эмиттеру.

Коэффициент передачи переменного тока БТ в схеме с ОБ, работающего в активном нормальном режиме α_N , можно записать

$$\alpha_N = \frac{dI_K}{dI_\Delta} = \alpha_N + I_\Delta \frac{d\alpha_N}{dI_\Delta}. \quad (3.14)$$

В зависимости от величины тока эмиттера I_Δ величина α_N может быть как больше, так и меньше величины α_N в силу нелинейной зависимости коэффициента передачи тока α_N от тока эмиттера.

Запишем выражение, связывающее входной и выходной токи БТ для схемы с ОЭ, работающего в активном нормальном режиме:

$$I_K = \alpha_N I_\Delta + I_{K0} = \alpha_N (I_K + I_B) + I_{K0} = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} I_B + \frac{I_{K0}}{1 - \alpha_N} = \beta_N I_B + I'_{K0}, \quad (3.15)$$

где $\beta_N = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N}$ – коэффициент передачи тока базы (коэффициент усиления по току) БТ, работающего в активном нормальном режиме;

I_{K0} – обратный ток коллектора одномерной идеализированной модели БТ, включенного по схеме с ОЭ.

Физическую причину усиления тока в схеме с ОЭ можно объяснить исходя из следующих соображений. Пусть в момент времени t в базу поступает p_1 дырок (базовый ток из источника $E_{B\Delta}$). Высота потенциального барьера эмиттерного перехода уменьшится, и из эмиттера для соблюдения электронейтральности базы поступит n_1 электронов ($n_1 = p_1$). Пакеты электронов и дырок в момент времени t_2 достигнут коллекторного перехода, потеряв за счет рекомбинации в базе $\Delta n = \frac{n_1 t_{пр}}{\tau_n} = \Delta p$ носителей заряда. Электроны втянутся в

коллекторный переход, создавая коллекторный ток, а дырки в отличие от схемы с ОБ не смогут покинуть базу через вывод, так как через него поступает новый пакет дырок p_1 . В базе в этот момент находится $p_1 - \frac{p_1 t_{\text{пр}}}{\tau_N}$ дырок, а с учетом

вновь поступивших в базе будет $p_1 + p_1 - \frac{p_1 t_{\text{пр}}}{\tau_N} \approx 2p_1$ дырок, так как $t_{\text{пр}} \ll \tau_N$.

Это количество дырок вызовет, понижая барьер, $2n_1$ электронов и т. д. Нарастание потока электронов будет происходить до тех пор, пока число рекомбинирующих электронов не станет равным числу дырок, поступающих в базу, т. е. пока не будет выполняться условие

$$n \frac{t_{\text{пр}}}{\tau_N} = p_1. \quad (3.16)$$

Так как количество электронов n пропорционально $I_{\text{Э}}$, а $p_1 \sim I_{\text{Б}}$, то выражение (3.16) можно записать как

$$\frac{I_{\text{Э}}}{I_{\text{Б}}} = \frac{\tau_N}{t_{\text{пр}}}, \text{ или } \frac{I_{\text{К}} + I_{\text{Б}}}{I_{\text{Б}}} = \frac{\tau_N}{t_{\text{пр}}}, \text{ или } \beta_N = \frac{\tau_N}{t_{\text{пр}}} - 1. \quad (3.17)$$

3.3 Модель Эберса – Молла

Модель Эберса – Молла построена для биполярного транзистора, работа которого описана в подразделе 3.2. Прохождение токов БТ в этой модели представлено взаимодействием работы двух p - n -переходов, что отражает нормальное и инверсное включение (рисунок 3.4).

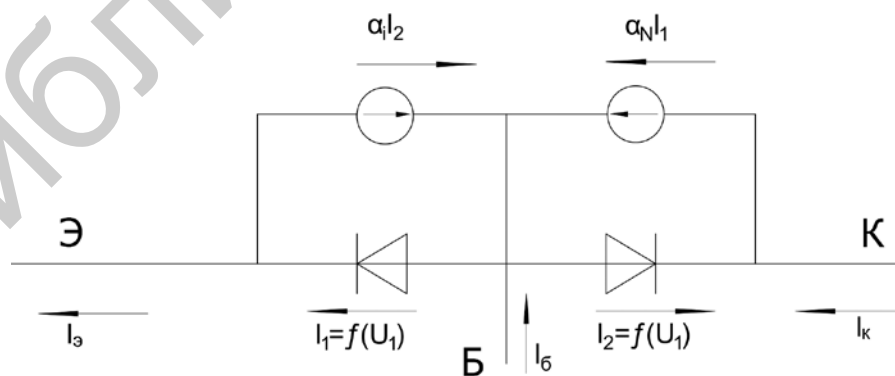


Рисунок 3.4 – Эквивалентная схема, соответствующая модели Эберса – Молла n - p - n -транзистора

Токи эмиттера и коллектора на рисунке 3.4 можно определить из выражений

$$\begin{aligned} I_{\text{Э}} &= I_1 - \alpha_I I_2 = I_{\text{ЭС}} \left(\exp \frac{qU_{\text{Э}}}{kT} - 1 \right) - \alpha_I I_{\text{КС}} \left(\exp \frac{qU_{\text{К}}}{kT} - 1 \right); \\ I_{\text{К}} &= I_1 \alpha_N - I_2 = \alpha_N I_{\text{ЭС}} \left(\exp \frac{qU_{\text{Э}}}{kT} - 1 \right) - I_{\text{КС}} \left(\exp \frac{qU_{\text{К}}}{kT} - 1 \right), \end{aligned} \quad (3.18)$$

где $U_{\text{Э}}, U_{\text{К}}$ – напряжение на эмиттерном и коллекторном переходах соответственно;

$I_{\text{ЭС}}, I_{\text{КС}}$ – обратные токи насыщения эмиттерного и коллекторного переходов (обратные токи идеализированной модели БТ) в режиме короткого замыкания электродов «база – коллектор» и «база – эмиттер» соответственно.

3.4 Распределение потоков носителей в реальной одномерной модели БТ в активном нормальном режиме

В реальной модели БТ, не учитывающей эффекты, связанные с двух- и трехмерностью, необходимо учитывать эффекты, происходящие в ОПЗ эмиттерного и коллекторного переходов. На рисунке 3.5 показаны токи, протекающие в $p-n-p$ -транзисторе в активном нормальном режиме его работы. В $p-n-p$ -транзисторе направление токов эмиттера и коллектора совпадает с движением носителей (дырок), которые в основном образуют эти токи. Для $n-p-n$ -транзистора направления токов изменятся на обратные, а в обозначениях токов изменится индексация (например, $I_{p\text{Э}} \rightarrow I_{n\text{Э}}$ и т. д.).

Поскольку ток эмиттера является суммарным током БТ, рассмотрим (см. рисунок 3.5) его составляющие, определяя также их отношение к токам двух других электродов. Ток $I_{\text{Э}} = I_{n\text{Э}} + I_{p\text{Э}}$, и для $p-n-p$ -транзистора является «полезным» $I_{p\text{Э}}$, так как он в основном определяет величину тока коллектора. Ток $I_{n\text{Э}}$ (ток инъекции из n -базы в эмиттер) – одна из составляющих тока базы (1). Часть дырок тока $I_{p\text{Э}}$ рекомбинирует в эмиттерном $p-n$ -переходе, увеличивая ток базы на составляющую $I_{Rj\text{Э}}$ (2).

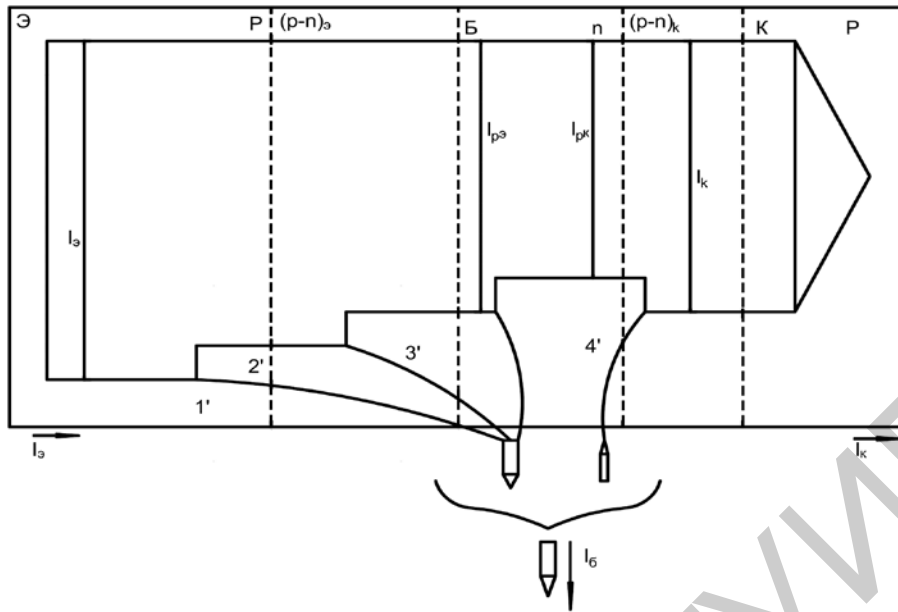


Рисунок 3.5 – Токи, протекающие в *p-n-p*-транзисторе в активном нормальном режиме

При прохождении через базу часть дырок будет рекомбинировать на поверхности и в объеме базы, увеличивая ток базы на величину $I_{КС}$ (3). У коллекторного перехода пакет дырок определяет ток коллектора как $I_{РК}$. В коллекторном переходе с этим током будет суммироваться обратный ток коллектора $I_{КБ_0}$ (4), в который входит ток насыщения $I_{КС}$ ток генерации I_G и ток лавинного умножения $I_{ЛУ}$ в коллекторном *p-n*-переходе, и ток утечки $I_{УТ}$. Эта составляющая тока коллектора входит в ток базы. Ток $I_{КБ_0}$ в отличие от первых трех составляющих базового тока (1, 2, 3) имеет противоположное направление. Таким образом, ток базы I_B представляет собой алгебраическую сумму перечисленных четырех составляющих:

$$I_B = I_{nЭ} + I_{RЭ} + I_{RБ} - I_{КБ_0}, \quad (3.19)$$

и ток коллектора составляет

$$I_K = I_Э - I_B = \alpha_N I_Э + I_{КБ_0}. \quad (3.20)$$

3.5 Отклонения от модели Эберса – Молла в реальном транзисторе

3.5.1 Отклонения по току

В реальном транзисторе α_N (а следовательно, и β_N) нелинейно зависит от тока эмиттера (коллектора) (рисунок 3.6).

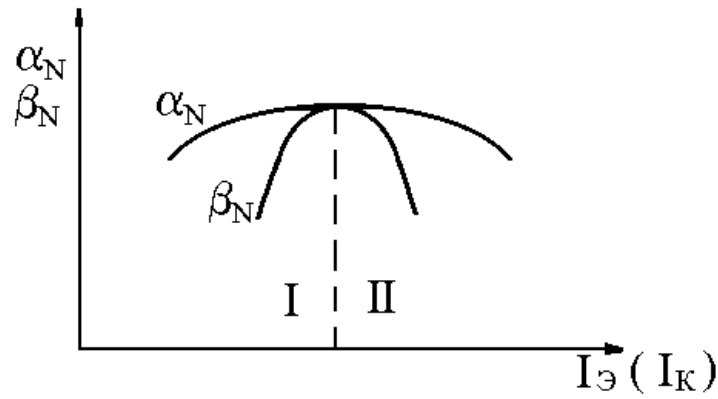


Рисунок 3.6 – Зависимость α_N и β_N от тока эмиттера (коллектора)

При увеличении тока $I_E (I_K)$ до определенной величины, которая зависит от типа транзистора, коэффициент передачи тока α_N (β_N) растет (см. рисунок 3.6, область I). Рост коэффициента передачи тока обусловлен двумя причинами. Во-первых, с ростом I_E , первопричиной которого является снижение высоты потенциального барьера эмиттерного перехода, уменьшается ток рекомбинации в ОПЗ эмиттерного $p-n$ -перехода, а следовательно, уменьшается I_B , увеличиваются α_N и β_N . Во-вторых, с увеличением I_E начинает выполняться условие высокого уровня инжекции. Известно, что при выполнении этого условия появляется электрическое поле в базе, что приводит к удвоению коэффициента диффузии и, следовательно, к увеличению коэффициента переноса носителей через базу (3.13), соответственно, и росту коэффициентов α_N и β_N . Но при высоком уровне инжекции наряду с удвоением коэффициента диффузии D увеличивается проводимость базы, что в соответствии с (3.7) ведет к уменьшению α_N и β_N (см. рисунок 3.6, область II). Еще одна причина, приводящая к уменьшению α_N (β_N), связана с расширением квазинейтральной области базы W_B при высоком уровне инжекции (эффект Кирка). Наиболее слаболегированная область БТ – эпитаксиальный коллекторный слой вблизи базовой области.

Этот низколегированный (эпитаксиальный) слой коллектора выполняет многие положительные функции: увеличивает пробивное напряжение транзистора, уменьшает коллекторную емкость и ослабляет действие эффекта Эрли. Но также благодаря этой области могут наблюдаться нежелательные последствия эффекта Кирка – расширения квазинейтральной области базы.

Поясним этот эффект на структуре мощного биполярного бездрейфового n^+p-n^+ -транзистора (рисунок 3.7).

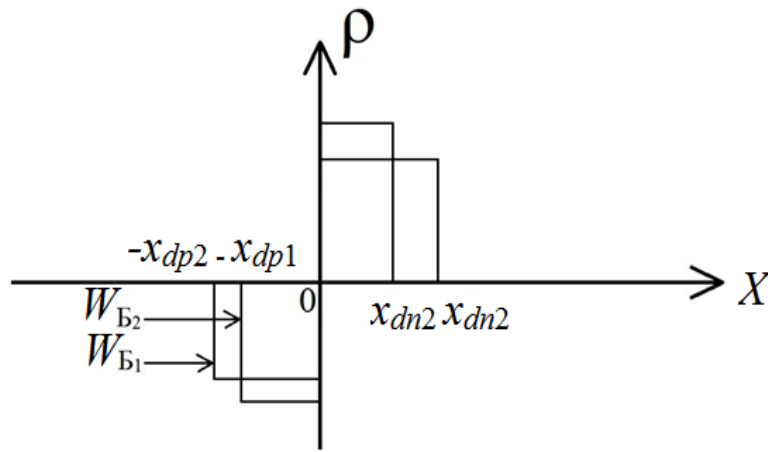


Рисунок 3.7 – Изменение результирующей плотности примесной концентрации $N_d(x) - N_a(x)$ в коллекторном p - n -переходе при учете большой плотности тока

При высоком уровне инжекции (больших плотностях тока эмиттера) мы обязаны считаться с наличием заряда неосновных носителей (в данном случае электронов) в области пространственного заряда коллекторного перехода, который будет складываться с зарядом нескомпенсированных ионизированных акцепторов со стороны базы и вычитаться из заряда нескомпенсированных ионизированных доноров со стороны коллектора, расширяя тем самым квазинейтральную область базы. Таким образом, если при малых плотностях тока выражение электронейтральности ОПЗ $N_{aB1} \cdot x_{dp2} = N_{dK1} \cdot x_{dn1}$, то при высоких плотностях тока она запишется как

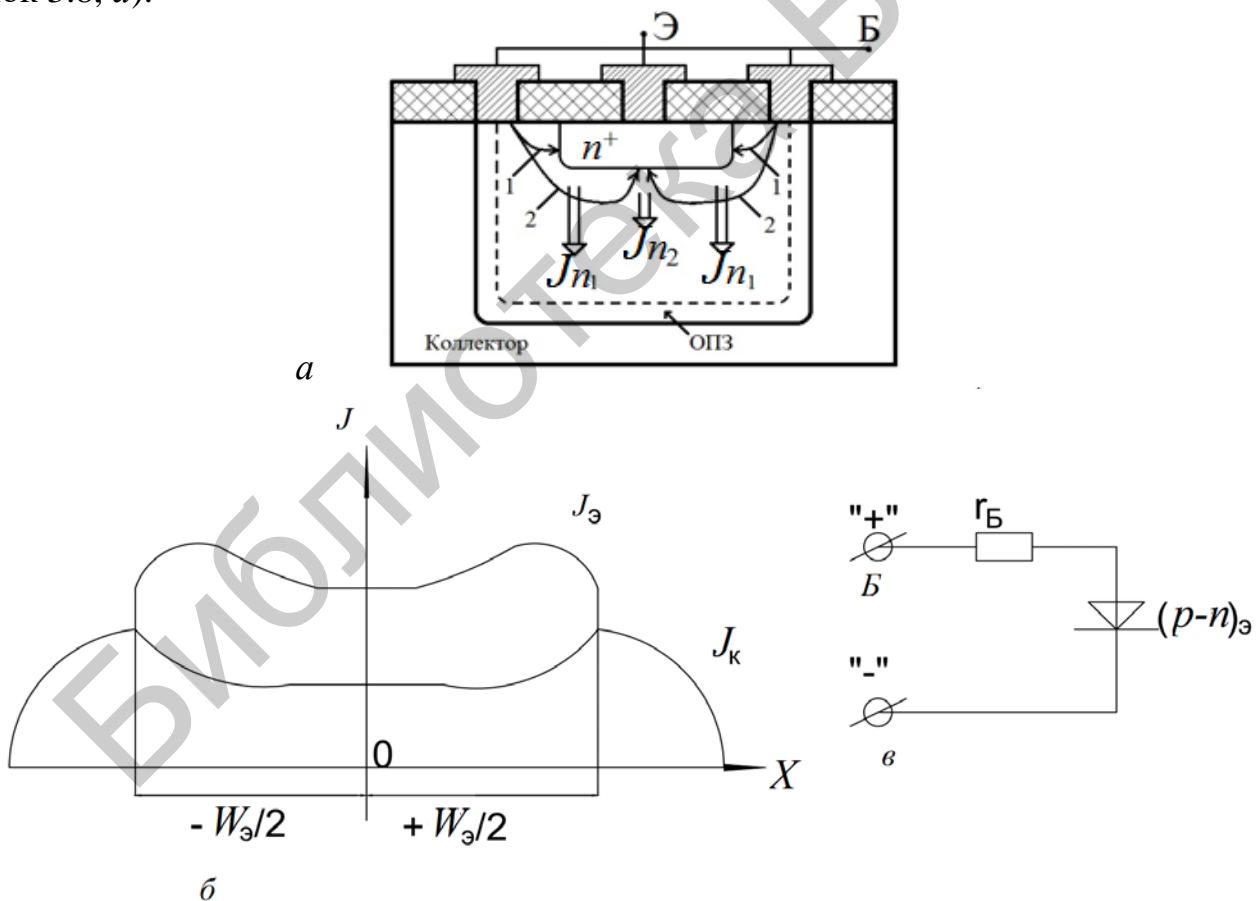
$$(N_{aB1} + n) \cdot x_{dp2} = N_{dK1} \cdot x_{dn2}.$$

Если без учета заряда свободных носителей в ОПЗ коллекторного перехода ширина квазинейтральной области базы была W_{B0} , а ОПЗ коллекторного p - n -перехода занимала промежуток от $-x_{dp1}$ до 0, то наличие этого заряда, с которым необходимо считаться при высоком уровне инжекции, увеличивает квазинейтральную область базы до величины W_{B2} , уменьшая часть ОПЗ коллекторного перехода со стороны базы на величину $|x_{dp1} - x_{dp2}|$. Увеличение ширины базы приводит к некоторым нежелательным эффектам: уменьшению коэффициента усиления по току, уменьшению граничной частоты работы транзистора и т. д.

Отклонение по току от простой модели Эберса – Молла связано с эффектом отеснения тока эмиттера на край эмиттера. Остановимся подробнее на этом эффекте, анализируя влияние его на токораспределение в БТ на примере транзистора с кольцевой базой (рисунок 3.8, а).

Ток базы I_B , который протекает от базы к эмиттеру параллельно эмиттерному переходу, представлен на рисунке 3.8, а силовыми линиями 1 и 2. Эк-

вивалентную схему участка транзистора между выводами эмиттера и базы можно представить суммой последовательных сопротивлений базы R_B и эмиттерного $p-n$ -перехода $R_{j\varepsilon}$ (см. рисунок 3.8, б). Напряжение равно сумме падений напряжений на отдельных участках сопротивления базы и на эмиттерном $p-n$ -переходе $U_{БЭ} = I_B R_B + I_B U_{j\varepsilon}$. Очевидно, что сопротивление короткого участка базы $R_{Б1}$ «вывод базы – край эмиттера» (силовые линии тока 1) меньше, чем сопротивление длинного участка базы $R_{Б2}$ «вывод базы – центр эмиттера» (силовые линии тока 2). Так как $U_{ЭБ} = I_B R_{Б1} + I_B R_{j\varepsilon} = I_B R_{Б2} + I_B R_{j\varepsilon}$, то чем меньше напряжения падает на базе, тем большая его величина приложена к эмиттерному $p-n$ -переходу (край эмиттера). Следовательно, высота потенциального барьера эмиттерного перехода на краю эмиттера будет меньше, чем в центре эмиттера. Таким образом, ток на краю эмиттера $I_{\varepsilon 1} = I_s \left(\exp \frac{qU_{j\varepsilon 1}}{kT} - 1 \right)$ больше, чем в центре $I_{\varepsilon 2} = I_s \left(\exp \frac{qU_{j\varepsilon 2}}{kT} - 1 \right)$ (см. рисунок 3.8, а).

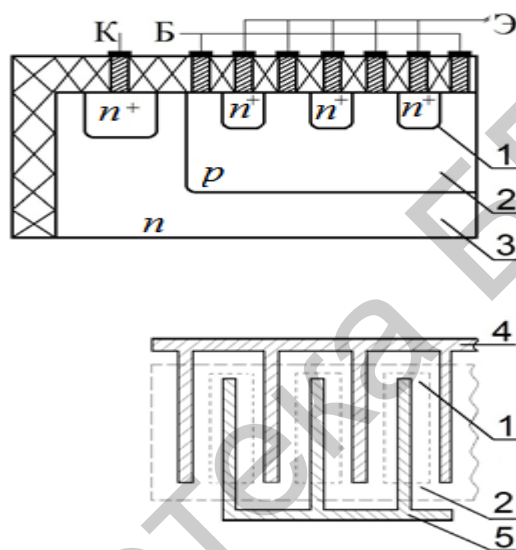


а – сечение активной области транзистора, работающего в активном нормальном режиме;
 б – распределение плотностей эмиттерного и коллекторного токов по длине эмиттера;
 в – эквивалентная схема участка транзистора между выводами базы и эмиттера:

J_{n1} и J_{n2} – плотности электронных токов на краю и в центре эмиттера соответственно

Рисунок 3.8 – Схема, поясняющая эффект вытеснения эмиттерного тока

Высота потенциального барьера уменьшена по отношению к величине барьера центральной части эмиттера, и инжекция у края эмиттера будет сильнее, чем в центре (см. рисунок 3.8, *a*). Соответствующее этому распределение плотностей эмиттерного и коллекторного тока показано на рисунке 3.8, *б*. Вытеснение тока эмиттера на край эмиттера усиливается с ростом напряжения смещения, и даже при абсолютно допустимых токах в случае равномерного их распределения наблюдаются локальные перегревы из-за описанного эффекта. По этой причине затруднен расчет значения сопротивления, которое бы имитировало омическое падение напряжения в базовой области. Для снижения сопротивления базы (для борьбы с вытеснением эмиттерного тока) в мощных транзисторах базовые и эмиттерные контакты делают в виде больших гребенчатых структур (рисунок 3.9).



a – разрез; *б* – вид сверху на металлизацию эмиттера и базы: 1 – элементарный эмиттер; 2 – база; 3 – коллектор; 4 – базовая металлизация; 5 – эмиттерная металлизация
Рисунок 3.9 – Мощный *n-p-n*-транзистор с гребенчатой структурой

3.5.2 Отклонения по напряжению

При описании работы БТ необходимо учитывать, что ширина ОПЗ обратносмещенного коллекторного перехода зависит от величины приложенного коллекторного напряжения (1.2). Изменение ширины ОПЗ, а следовательно, и ширины квазинейтральной области базы вносит свои коррективы в работу БТ. Модуляция ширины базы напряжением на обратносмещенном коллекторном переходе называется эффектом Эрли (по имени ученого Дж. Эрли, впервые исследовавшего это явление).

Действие эффекта Эрли проявляется в работе БТ в виде двух основных следствий.

Если БТ работает в активном нормальном режиме и напряжение $U_{КБ} < U$ увеличивается по модулю, то коллекторный переход расширяется, база становится меньше и коэффициенты α_N и β_N возрастают. А так как $I_K = \alpha_N I_{\mathcal{E}} + I_{K0}$, то возрастает ток коллектора при $I_{\mathcal{E}} = \text{const}$, что не учитывается моделью Эберса – Молла. Следовательно, учитывая эффект Эрли, коллекторный диод в схеме Эберса – Молла необходимо шунтировать сопротивлением, дифференциальное значение которого составляет $r_K = -\frac{dU_{КБ}}{dI_K}$ при $I_{\mathcal{E}} = \text{const}$.

Зная (3.20), для активного режима получим

$$r_K = -\left(I_{\mathcal{E}} \frac{d\alpha_N}{dU_{КБ}}\right)^{-1} = -\left(I_{\mathcal{E}} \frac{d\alpha_N}{dW_B} \frac{dW_B}{dU_{КБ}}\right)^{-1} = -\left(I_{\mathcal{E}} \frac{d\alpha_N}{dW_B} \frac{dx_{дК}}{dU_{КБ}}\right)^{-1}, \quad (3.21)$$

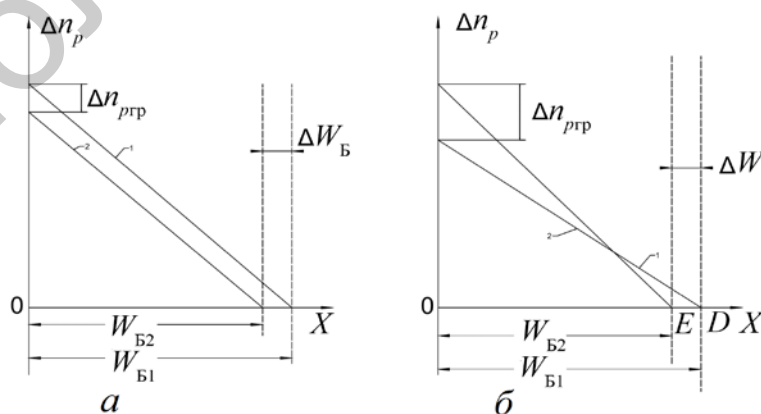
где $x_{дК}$ – ширина коллекторного перехода в базовой области;

$$dx_{дК} = dW_B.$$

Из (3.21) видно, что, во-первых, сопротивление r_K обратно пропорционально току эмиттера, а во-вторых, так как $\frac{d\alpha_N}{dU_{КБ}}$ очень мало, сопротивление r_K велико.

Вторым следствием эффекта Эрли является существование в БТ внутренней обратной связи, которая проявляется в зависимости напряжения $U_{\mathcal{E}Б}$ от $U_{КБ}$ при $I_{\mathcal{E}} = \text{const}$ для схемы с ОБ и зависимости $U_{Б\mathcal{E}}$ от $U_{К\mathcal{E}}$ при $I_B = \text{const}$ для схемы с ОЭ и характеризуется коэффициентами $\mu_{\mathcal{E}} = \left. \frac{dU_{\mathcal{E}Б}}{dU_{К\mathcal{E}}} \right|_{I_B = \text{const}}$ и

$$\mu_{\mathcal{E}} = \left. \frac{dU_{\mathcal{E}Б}}{dU_{К\mathcal{E}}} \right|_{I_B = \text{const}}.$$



а – ОБ, $I_{\mathcal{E}} = \text{const}$; б – ОЭ, $I_B = \text{const}$

Рисунок 3.10 – Механизм возникновения внутренней обратной связи под действием эффекта Эрли

Механизм возникновения внутренней обратной связи под действием эффекта Эрли поясним на графиках распределения неосновных носителей в базе бездрейфового n - p - n -транзистора в активном нормальном режиме работы (рисунк 3.10, *a*) и ОЭ (рисунок 3.10, *б*)

При изменении напряжения $U_{КБ}$ или $U_{КЭ} = U_{КБ}$ изменяется толщина базы и, как видно из рисунка 3.10, граничная концентрация неосновных носителей составляет

$$n_{p2p} = n_{p0} \exp\left(\frac{qU}{kT}\right).$$

При $I_{Э} = \text{const}$ (см. рисунок 3.10, *a*) получим

$$\mu_{Б} = \frac{dU_{ЭБ}}{dU_{КБ}} = \frac{dU_{ЭБ}}{dn_{p2p}} \frac{dn_{p2p}}{dW_{Б}} \frac{dW_{Б}}{dU_{КБ}};$$

учитывая, что

$$\frac{dU_{ЭБ}}{dn_{p2p}} = \frac{kT}{qn_{p2p}} \text{ и } \left. \frac{dn_{p2p}}{dW_{Б}} \right|_{dI_{Э}=0} = \frac{n_{p2p}}{W_{Б}},$$

получим

$$\mu = \frac{kT}{qW_{Б}} \frac{dW_{Б}}{dU_{КБ}}.$$

3.6 Статические ВАХ биполярного транзистора

Входные и выходные токи и напряжения биполярного транзистора I_1, I_2, I_3 и U_2 наиболее удобно связать с помощью следующих выражений:

$$U_1 = f(I_1, U_2); I_2 = f(I_1, U_2), \quad (3.22)$$

где I_1, U_1 – входные ток и напряжение;

I_2, U_2 – выходные ток и напряжение.

Из выражения (3.22) получаем статические характеристики:

$U_1 = f(I_1)|_{U_2=\text{const}}$ – входная ВАХ;

$I_2 = f(U_2)|_{I_1=\text{const}}$ – выходная ВАХ;

$U_1 = f(U_2)|_{I_1=\text{const}}$ – характеристика обратной связи;

$I_2 = f(U_1)|_{U_2=\text{const}}$ – характеристика передачи тока.

В теории транзисторов наиболее часто используются первые две характеристики, и чаще всего входная статическая ВАХ анализируется как $I_1 = f(U_1)|_{U_2=\text{const}}$.

3.6.1 Схема с ОЭ

Вид входной характеристики $I_B = f(U_{БЭ})|_{U_{КЭ}=\text{const}}$ не отличается от ВАХ прямого смещенного $p-n$ -перехода. На входной ВАХ (рисунок 3.11, а) действие отрицательной обратной связи, вызванное эффектом Эрли, проявляется в смещении характеристик $I_B(U_{БЭ})$ в сторону больших значений $U_{КЭ}$ при увеличении обратного смещения на коллекторном переходе $U_{КЭ}$.

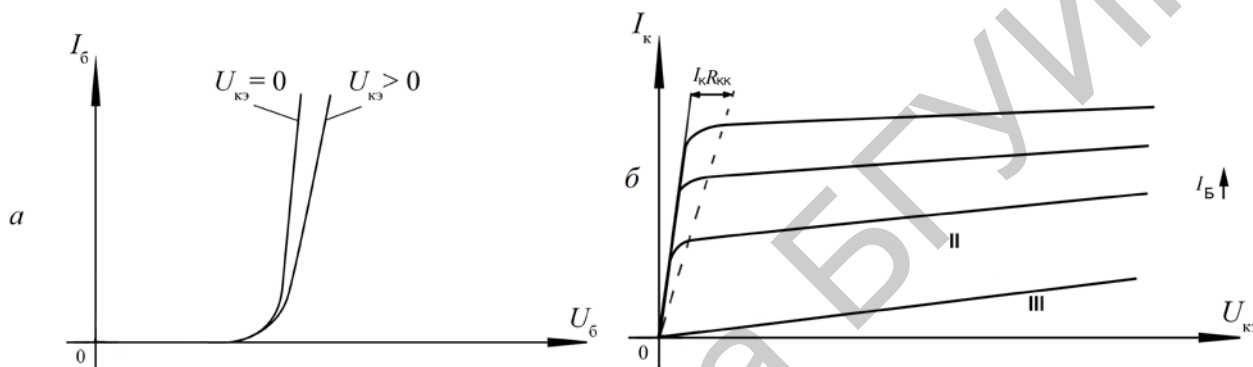


Рисунок 3.11 – Входная (а) и выходная (б) статические ВАХ БТ в схеме с ОЭ

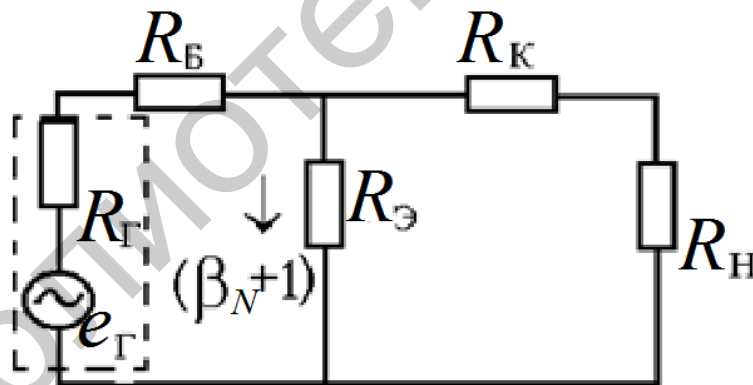


Рисунок 3.12 – Физическая эквивалентная схема БТ с ОЭ на низкой частоте

Дифференциальное входное сопротивление $R_{вх}$ определим из физической эквивалентной схемы БТ с ОЭ на низкой частоте (рисунок.3.12). Полагаем, что коэффициент передачи тока базы на НЧ $\beta_0 = \beta_N$.

В этом случае можно записать:

$$R_{вх} = \frac{i_B R_B + i_E R_E}{i_B} = R_B + R_E (\beta_N + 1) \approx R_E \beta_N. \quad (3.23)$$

Следовательно, дифференциальное входное сопротивление БТ в схеме с ОЭ в β_N больше, чем с ОБ.

Все области работы БТ в схеме с ОЭ (I – насыщение, II – активной нормальной работы, III – отсечки) располагаются в одном квадранте.

Выражая из уравнений (3.18) для токов эмиттера и коллектора по модели Эберса – Молла величины напряжений на эмиттерном $U_{\text{Э}}$ и коллекторном $U_{\text{К}}$ переходах, зная, что $U_{\text{КЭ}} = U_{\text{К}} - U_{\text{Э}} = -U_{\text{ЭК}}$, $\alpha_N I_{\text{ЭС}} = \alpha_I I_{\text{КС}}$, и полагая, что $(1 - \alpha_N) \rightarrow 0$, для $I_{\text{К}} = 0$ получим

$$U_{\text{КЭнас}}|_{I_{\text{К}}=0} \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{1}{\alpha_I}. \quad (3.24)$$

Следовательно, область насыщения в отличие от схемы с ОБ лежит в том же квадранте, что и две другие области.

В реальном транзисторе область насыщения занимает несколько больший диапазон напряжений $U_{\text{КЭ}}$, чем тот, что выводится из модели Эберса – Молла. Необходимо учитывать падение напряжения в квазинейтральной области коллектора $I_{\text{К}} R_{\text{КК}}$. На рисунке 3.11, б прирост напряжения на транзисторе в режиме насыщения с учетом $I_{\text{К}} R_{\text{КК}}$ обозначен штриховой линией. Как уже было показано в подразделе 3.5, выходное дифференциальное сопротивление $r_{\text{К}}^*$ в схеме с ОЭ в $\beta_N + 1$ раз меньше, чем в схеме с ОБ:

$$R_{\text{К}}^* = \frac{R_{\text{К}}}{\beta_N + 1} \approx \frac{R_{\text{К}}}{\beta_N}. \quad (3.25)$$

3.7 Импульсные свойства БТ

3.7.1 Переходные процессы при воздействии малого сигнала

Важным параметром БТ при анализе его импульсных и частотных свойств служит время пролета неосновных носителей через квазинейтральную область базы в активных режимах его работы. В современных конструкциях биполярных интегральных транзисторов эта величина является основной причиной ограничения быстродействия БТ. Для транзисторов с равномерно легированной базой время пролета равно $W_{\text{Б}}^2 / 2D_n$, которое при высоком уровне инжекции уменьшается до $W_{\text{Б}}^2 / 4D_n$. Для транзистора с произвольным примесным профилем

$$t_{\text{пр}} = \left[D_n n_i^2 \exp\left(\frac{qU_{\text{БЭ}}}{kT}\right) \right]^{-1} \int_0^{W_{\text{Б}}} p dx \int_0^{W_{\text{Б}}} \Delta n_p dx. \quad (3.26)$$

3.7.2 Импульсные свойства БТ при малом сигнале

Длительность переходных процессов БТ определяется прежде всего тем, по какой схеме включен транзистор: с общей базой или с общим эмиттером.

Пусть в момент времени $t = 0$ на вход БТ, включенного по схеме с ОБ, подается отпирающий импульс тока $I_{\text{вх}} (I_{\text{Э}})$. Движение электронов, инжектированных в базу, после заряда барьерной емкости эмиттера будет осуществляться за счет диффузии (или диффузия + дрейф для дрейфового транзистора) от эмиттера к коллектору, и через время $\tau_{\alpha N}$ они достигнут ОПЗ коллектора. Из-за различия траекторий и скоростей электронов в базе БТ происходит размытие фронта импульса тока коллектора (рисунок 3.13).

На этапе включения транзистора выражение для изменения тока коллектора с момента времени $t = 0$ до момента достижения установившегося тока коллектора $I_{\text{К.уст}} = \alpha_N I_{\text{Э}}$ можно записать как

$$I_{\text{К}}(t) = \alpha_0 I_{\text{Э}} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\alpha N}}\right) \right), \quad (3.27)$$

где α_0 – коэффициент передачи тока эмиттера на низкой частоте.

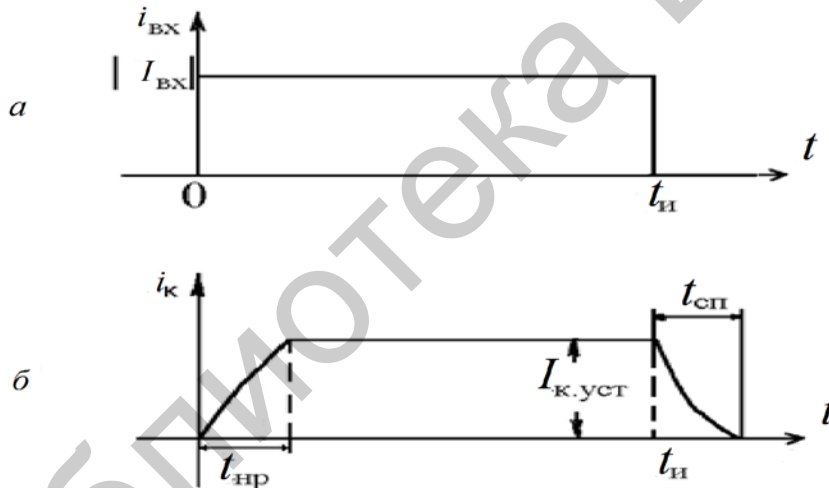


Рисунок 3.13 – Импульс входного тока (а) и импульс тока коллектора (б)

Длительность фронта тока коллектора (время нарастания $t_{\text{нр}}$), определяемая на уровне $0,9 I_{\text{К.уст}}$ из (3.27), $t_{\text{нр}} = 2,3 \tau_{\alpha N}$.

После выключения входного импульса t_n ток коллектора уменьшается:

$$I_{\text{К}}(t) = \alpha_0 I_{\text{Э}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\alpha N}}\right). \quad (3.28)$$

Рассмотрим переходные процессы в БТ с общим эмиттером. Введение в момент времени $t = 0$ дырок в базу приводит к снижению потенциального барьера эмиттерного p - n -перехода, что вызывает инжекцию электронов из эмит-

тера в базу. В начальный момент времени на каждую дырку, поступающую в базу, приходится электрон и $I_{\ominus} = I_{\text{Б}}$.

Избыточные дырки и электроны диффундируют к коллектору и разделяются на границе ОПЗ коллектора: электроны перебрасываются в коллектор, а дырки остаются в базе. Это приводит к дополнительному снижению потенциального барьера эмиттерного перехода и дальнейшему увеличению инжекции электронов и тока эмиттера. Неограниченному накоплению электронов в базе препятствует их рекомбинации с дырками.

При заданном токе базы чем больше заряды избыточных электронов в базе и дырок в эмиттере, тем меньше скорость накопления зарядов электронов в базе и дырок в эмиттере. Таким образом, переходный процесс нарастания тока коллектора обусловлен рекомбинационными процессами в основном в базовой области. Поэтому длительность переходных процессов в транзисторе с ОЭ определяется главным образом непосредственно временем жизни электронов в базе.

На стадии включения БТ выражение для изменения тока коллектора с момента времени $t=0$ до момента достижения установившегося значения $I_{\text{К,уст}} = \beta_N I_{\text{Б}}$ можно записать как

$$I_{\text{К}}(t) = \beta_0 I_{\text{Б}} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\beta N}}\right) \right), \quad (3.29)$$

где β_0 – коэффициент усиления по току на низкой частоте. И на стадии выключения

$$I_{\text{К}}(t) = \beta_0 I_{\text{Б}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\beta N}}\right). \quad (3.30)$$

Время нарастания и спада связано с постоянной времени соотношением

$$t_{\text{нр}} \approx t_{\text{сп}} \approx 2,3\tau_{\beta N}.$$

3.7.3 Импульсный режим работы БТ при большом сигнале

При работе в ключевом режиме, имеющем два состояния – «отсечка» и «насыщение» – переход БТ из одного состояния в другое осуществляется входным сигналом большой амплитуды. При этом используется схема включения БТ с ОЭ.

Если на вход БТ с ОЭ подан отпирающий импульс тока $I_{\text{Б}}$, достаточный для перевода рабочей точки БТ в область насыщения, то ток коллектора в области насыщения

$$I_{\text{КН}} = \frac{E_{\text{К}} - U_{\text{КЭН}}}{R_{\text{Н}}} \approx \frac{E_{\text{К}}}{R_{\text{Н}}}. \quad (3.31)$$

Если ток базы больше тока базы насыщения $I_{\text{Б}} > I_{\text{БН}}$, то в конце переходного процесса транзистор окажется в режиме насыщения. Время перехода транзистора во включенное состояние можно разделить на три этапа: задержка, формирование фронта $I_{\text{К}}$ и накопление избыточного заряда. Время задержки связано со временем пролета и зарядом $C_{\text{ЭБ}}$ и $C_{\text{БК}}$.

Этап формирования фронта заканчивается, когда накопленный заряд не станет равен граничному $Q_{\text{Н}} = Q_{\text{гр}} (Q_{\text{гр}} = I_{\text{БН}} \tau_{\text{БН}})$, время нарастания $t_{\text{нр}}$ (рисунок 3.13) равно

$$t_{\text{нр}} = \tau_{\text{БН}} \ln \left(\frac{I_{\text{Б}}}{1 - I_{\text{БН}} / I_{\text{Б}}} \right). \quad (3.32)$$

Начиная со времени $t_{\text{нр}}$ БТ входит в насыщение, и ток коллектора остается постоянным. Однако накопление заряда в БТ продолжается, пока заряд в базе не станет равным $Q_{\text{нБ}} = I_{\text{Б}} / \tau_{\text{БН}}$. После выключения импульса базового тока начнется рассасывание накопленного заряда. Ток коллектора не меняется, пока $Q_{\text{Н}} > Q_{\text{гр}}$:

$$t_{\text{рас}} = \tau_{\text{БН}} \ln \frac{I_{\text{Б}}}{I_{\text{БН}}}. \quad (3.33)$$

Время спада (см. рисунок 3.13) определяется выражением

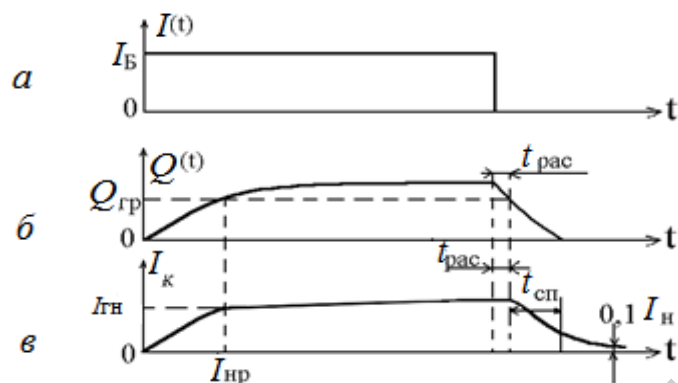
$$t_{\text{сп}} = \tau_{\text{БН}} \ln \frac{I_{\text{БН}}}{0,1 I_{\text{КН}}}. \quad (3.34)$$

При наличии в цепи коллектора нагрузочного сопротивления вместо $\tau_{\text{БН}}$ нужно подставлять

$$\tau_{\text{БН}}^* = \tau_{\text{БН}} + (\beta_{\text{Н}} + 1) R_{\text{Н}} C_{\text{БК}}.$$

Во всех выводах этого раздела мы не учитывали избыточный заряд, который накапливается в режиме насыщения в коллекторной области (особенно в транзисторах с высокоомным коллектором). В этом случае полный накопленный заряд становится суперпозицией зарядов, соответствующих прямому ($Q_{\text{Н}}$) и инверсному ($Q_{\text{И}}$) активным режимам. В этом случае уравнение (3.30)

остаётся в силе, но токи эмиттера, базы и коллектора нужно рассчитывать исходя из выражения (3.30).



a – ток базы; *б* – заряд электронов в базе

Рисунок 3.14 – Переходные процессы в БТ при большом сигнале

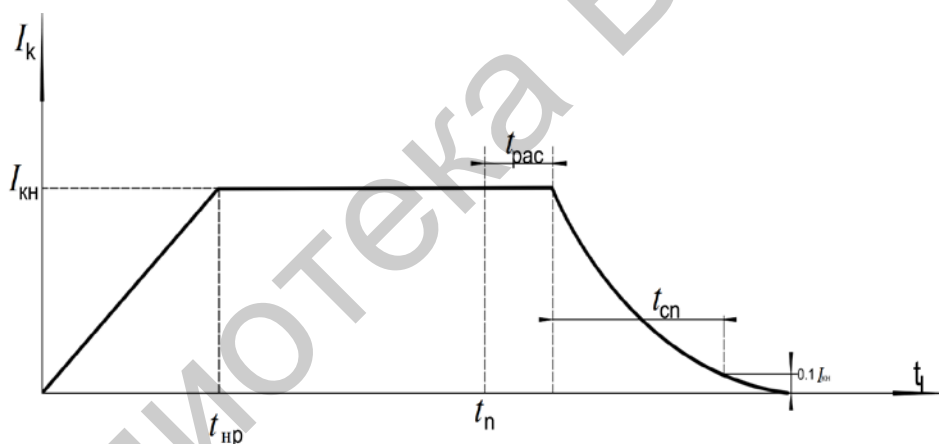


Рисунок 3.15 – Форма импульса тока коллектора в режиме переключения при большом сигнале

3.8 Физические эквивалентные схемы для малого сигнала

Транзисторы в схемах аналоговой техники (линейные усилители, частотные фильтры и т. д.) работают в активном нормальном режиме ($U_{ЭБ} > 0$, $U_{КБ} > 0$), причем изменение входного напряжения на эмиттерном переходе меньше теплового потенциала $\phi_T = kT/q$. Транзистор, работающий в таких условиях, удобно анализировать с привлечением малосигнальной физической эквивалентной схемы, в которой все элементы являются линейными. Эти элементы моделируют конкретные физические процессы, происходящие в транзи-

сторе, а их значения можно вычислить через электрофизические или топологические параметры транзисторной структуры.

Физическую малосигнальную эквивалентную схему транзистора можно построить таким образом, что она сможет описать его свойства для любой из известных схем включения, но, как правило, для каждой схемы включения удобнее приводить свою конкретную эквивалентную схему.

На рисунке 3.16 представлена физическая малосигнальная схема транзистора с равномерно легированной базой при включении с ОБ, построенная на основе модели Эберса – Молла и учитывающая инерционные свойства коэффициента передачи эмиттерного тока путем задания функции $\alpha(\omega)$.

Дифференциальное сопротивление R_K и источник $\mu_B \dot{U}_{KB}$ связаны с эффектом Эрли. Сопротивление R_K моделирует сопротивление квазинейтральной коллекторной области. Его нужно учитывать при анализе транзистора со слаболегированным коллектором. Эмиттерный вход заменен дифференциальным сопротивлением эмиттерного перехода R_Σ , значение которого может быть определено из (3.23) как $R_\Sigma = \frac{kT}{qI_\Sigma}$.

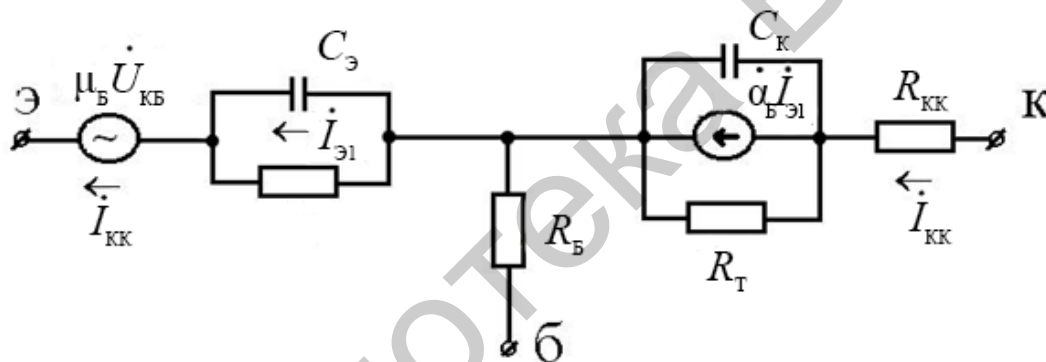


Рисунок 3.16 – Малосигнальная физическая эквивалентная схема транзистора для включения с ОБ

Транзисторный эффект моделируется генератором тока $\alpha \dot{I}_\Sigma$. Причем в генераторе тока не учитывается та часть эмиттерного тока, которая проходит по барьерной емкости эмиттера C_Σ , так как эта часть тока не связана с инжекцией, а следовательно, и с коллекторным током. Иногда барьерные емкости эмиттерного и коллекторного переходов суммируются с диффузионными емкостями.

3.9 Характеристические частоты транзистора

Частотные свойства БТ связаны с физической структурой транзистора через время задержки неравновесного заряда, переносимого от эмиттера к коллектору $t_{ЭК}$.

Время задержки в каждой из пяти областей транзистора квазинейтральных областей транзистора (квазинейтральных областей эмиттера, базы и коллектора и двух областей обедненных слоев) складывается в результирующее время установления коллекторного тока.

Частота отсечки БТ – частота, на которой модуль коэффициента усиления по току в режиме короткого замыкания схемы с ОЭ равен 1, – определяется как

$$f_T = \frac{1}{2\pi t_{\text{ЭК}}}, \quad (3.35)$$

где $t_{\text{ЭК}}$ – суммарное время задержки сигнала, характеризующее последовательные фазы движения носителей от эмиттера к коллектору:

$$t_{\text{ЭК}} = \tau_{\text{Э}} + t_{\text{Б}} + \tau_{\text{К}} + t_{\text{жк}}. \quad (3.36)$$

В квазинейтральных областях эмиттера и коллектора механизм проводимости подобен проводимости в металлическом проводнике n -типа со временем максвелловской релаксации:

$$t_{0\text{Э}} \approx t_{0\text{К}} = \tau^* = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\sigma_{\text{Э}}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{q\mu_n N_d}.$$

Для типовых значений N_d и μ_n величина τ^* лежит в пределах $10^{-13} \dots 10^{-14}$ с и в выражении (3.36) не учитывается.

Время установления напряжения на эмиттерном переходе равно постоянной времени

$$\tau_{\text{Э}} = R_{\text{Э}}(C_{\text{жэ}} + C_n), \quad (3.37)$$

где $r_{\text{Э}}$, $C_{\text{жэ}}$ – дифференциальное сопротивление и емкость обедненного слоя эмиттерного перехода;

C_n – паразитные емкости, связанные с базовым выводом.

Чаще всего при расчете величины f_T это время определяется как $R_{\text{Э}}C_{\text{жэ}}$ и учитывается в основном в микрорежиме, так как величина $r_{\text{Э}}$ обратно пропорциональна эмиттерному току.

Время задержки в области базы $t_{\text{Б}}$ определяется временем установления стационарного заряда $Q_{\text{нб}}$ или градиента концентрации dn/dx . Минимальное значение времени задержки имеем при управлении транзистора эмиттерным током (схема с ОБ), и оно равно времени пролета $t_{\text{пр}}$. Для транзистора с равномерно легированной базой $t_{\text{пр}} = \frac{W_{\text{Б}}^2}{nD}$.

В кремнии, а тем более в арсениде галлия, подвижность электронов велика, поэтому средняя длина свободного пробега l будет того же порядка или

больше ширины обедненной области p - n -перехода. В этом случае электроны (дырки) будут проходить ОПЗ со скоростью, близкой к скорости насыщения $v_s = 10^7$ см/с, а время пролета можно рассчитать как $\sim x_d / 2v_s$.

Так как эмиттер и база около эмиттера сильнолегированы, а эмиттерный переход смещен в прямом направлении, то ширина x_d мала и время пролета $t_{jЭ} = x_{dЭ} / 2v_s$ можно не учитывать.

Иногда учитывается время пролета носителей через коллекторный переход:

$$t_{jК} = \frac{x_{dК}}{2v_s}. \quad (3.38)$$

Время установления напряжения на коллекторном p - n -переходе не определяет времени установления коллекторного тока, так как он задается током эмиттера и практически не зависит от напряжения на коллекторе. Дифференциальное сопротивление коллектора в режиме короткого замыкания на выходе не оказывает влияния на постоянную заряда барьерной емкости коллектора, которая определяется соотношением

$$\tau_K = R_B C_{jК}$$

или

$$\tau_K = C_{jК}(R_B + R_K), \quad (3.39)$$

если анализировать частотные свойства транзистора с высокоомным коллектором.

Суммарное время задержки при пролете носителей от эмиттера к коллектору равно

$$t_{ЭК} = \frac{(C_{jЭ} + C_n)kT}{qI_{Э}} + t_{пр} + \frac{x_{dn}}{2v_s} + C_{jК}(R_B + R_K). \quad (3.40)$$

Максимальной частотой f_{max} называют частоту, на которой коэффициент усиления по мощности равен 1. Таким образом, при частоте $f \geq f_{max}$ транзистор становится пассивным элементом:

$$f_{max} = \left[\frac{\alpha_0 f_T}{8\pi r_B C_{jК}} \right]^{1/2}. \quad (3.41)$$

Рисунок 3.17 дает представление о соотношении величин характеристических частот транзистора f_T , f_α и $f_\alpha \beta$.

Полагают, что справедливо соотношение

$$f_T \approx \alpha_0 f_\alpha \approx \beta_0 f_\beta. \quad (3.42)$$

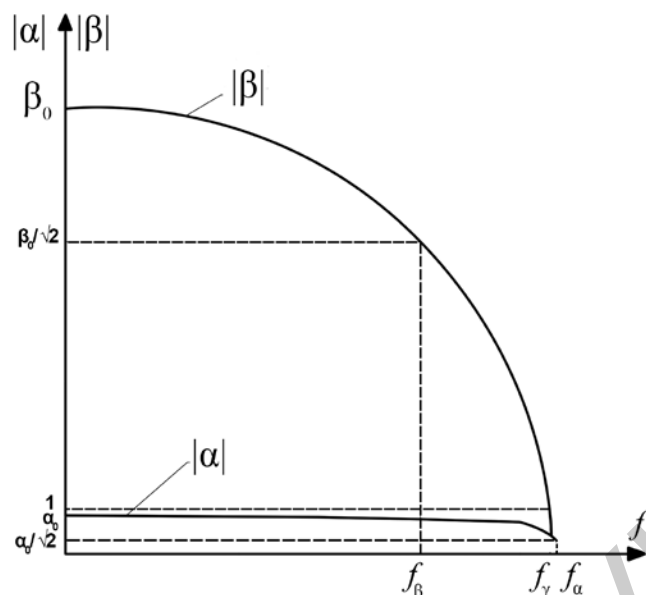


Рисунок 3.17 – Характеристические частоты биполярного транзистора

3.10 Пробой транзистора

Пробой биполярного транзистора, если не учитывать редко встречающийся пробой эмиттерного $p-n$ -перехода, можно охарактеризовать тремя физическими механизмами:

- смыкание коллекторного и эмиттерного $p-n$ -переходов;
- лавинный пробой коллекторного $p-n$ -перехода;
- вторичный пробой.

Первый вид пробоя – смыкание коллекторного и эмиттерного $p-n$ -переходов – обусловлен эффектом Эрли, т. е. расширением ОПЗ коллекторного $p-n$ -перехода при увеличении коллекторного напряжения. Если база высокоомна, то ОПЗ коллектора расширяется в основном в сторону базы, и если база очень тонкая (десятые доли микрона, что характерно для СВЧ-транзисторов), при определенном напряжении на коллекторе может наступить момент, когда ОПЗ коллекторного перехода сомкнется с ОПЗ эмиттерного перехода (рисунок 3.18).

В схеме ОБ $\alpha_N = \frac{I_K}{I_\Omega}$, ток базы $I_B = 0$ и $I_K = I_\Omega$, поэтому $\alpha_N = 1$. Таким образом, в схеме ОБ при напряжении на коллекторе, равном напряжению смыкания $U_K = U_{см}$, коэффициент передачи постоянного эмиттерного тока равен единице. В схеме ОЭ $\beta_N = \frac{I_K}{I_B} \rightarrow \infty$.

Следовательно, в схеме ОЭ в этом случае коэффициент передачи тока базы стремится к бесконечности.

В предположении резкого коллекторного $p-n$ -перехода ширина ОПЗ определяется как

$$x_{dК} = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_K}{qN_B} \right)^{1/2}.$$

При $U_K = U_{см}$, $x_{dК} = W_B$ для $n^+ - p^+$ -транзистора

$$U_{см} = \frac{W_B^2 q N_B}{2\varepsilon\varepsilon_0}.$$

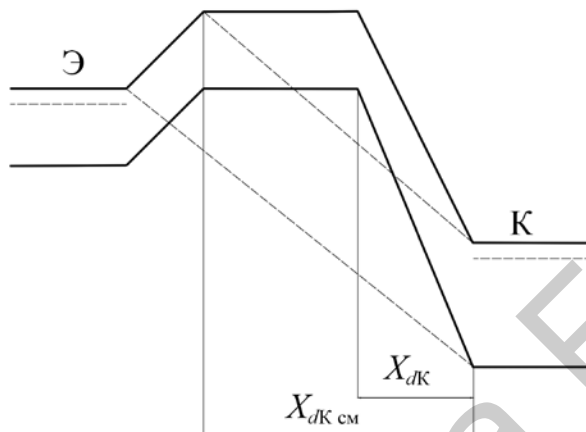


Рисунок 3.18 – Рисунок, поясняющий механизм смыкания эмиттерного и коллекторного переходов

Величины напряжений лавинного пробоя транзисторов, построенных по схемам ОБ и ОЭ, отличаются во много раз, что определяется механизмом стока дырок (случай $n-p-n$ -транзистора), попадающих в область базы при лавинном умножении носителей в коллекторном $p-n$ -переходе. Рассмотрим два крайних случая подключения электродов БТ для величин пробивных напряжений. Если база заземлена, а эмиттер отключен, то лавинный процесс в коллекторном переходе полностью определяется процессами, происходящими в отдельном $p-n$ -переходе, а величина напряжения определяется как напряжение лавинного пробоя отдельно взятого $p-n$ -перехода.

Если эмиттер заземлен, а база отключена, то дырки, попадающие в область базы из коллекторного $p-n$ -перехода при лавинном умножении, не могут выйти в общий вывод и накапливаются в базе. Это приводит к понижению высоты потенциального барьера эмиттерного перехода и дополнительной инжекции электронов в базу. Дополнительный поток электронов в коллекторном переходе вызывает дополнительные акты ударной ионизации, т. е. вызывают дополнительное количество дырок, которые втягиваются в базу, и т. д.

В качестве электрического параметра режима пробоя БТ в схеме ОЭ в русскоязычной литературе введено *граничное напряжение* $U_{КЭ0}$ (в иностранной литературе BV_{CE0}) – это напряжение между коллектором и эмиттером при протекании через транзистор заданного тока коллектора и при токе базы, равном нулю. Исходя из определения, величину $U_{КЭ0}$ можно выразить через $U_{КБПР}$.

Известно, что коэффициент передачи тока эмиттера равен $\alpha_N = \gamma\alpha_T M$. Считая, что в активном режиме работы транзистора $M = 1$, имеем $\alpha_N = \gamma\alpha_T$. В режиме пробоя $M > 1$ и при каком-то значении M величина может быть равна 1. Следовательно, при этом значении величины коллекторного напряжения ток базы равен нулю.

$$\text{Известно, что } M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{ПР}}\right)^B}.$$

$$\text{При } \alpha_N M = 1 \quad U = U_{КЭ0}, \text{ следовательно, } 1 = \frac{\alpha_N}{1 - \left[\frac{U_{КЭ0}}{U_{КБПР}}\right]^B} \quad \text{или}$$

$$U_{КЭ0} = U_{КБПР} \sqrt[B]{1 - \alpha_N}. \quad (3.43)$$

Обычно для $n-p-n$ -транзисторов n берут равным 4.

Чаще для определения величины $U_{КЭ0}$ используют эмпирическое выражение

$$U_{КЭ0} = \frac{U_{КБПР}}{N\sqrt{\beta_N}}, \quad (3.44)$$

где $N = 4 \dots 5$.

Если после развития лавинного пробоя в коллекторном переходе не ограничивать ток пробоя, то это приведет к тепловой нестабильности, которая известна как вторичный пробой. ВАХ вторичного пробоя, как и любого теплового пробоя, имеет участок отрицательного дифференциального сопротивления [9].

При прямосмещенном эмиттере $n-p-n$ -транзистора управляющий ток в базе протекает под эмиттером по направлению к базовому контакту, приводя к эффекту отеснения тока эмиттера на край эмиттера. Ток может оказаться сконцентрированным на сравнительно малой площади с плотностью, достаточно высокой для того, чтобы инициировать тепловую нестабильность и вторичный пробой. Такая ситуация может иметь место из-за существования неоднородностей в области $p-n$ -перехода «эмиттер – база». Шнурование тока может иметь место при соответствующих условиях даже в совершенном материале; оно возникает при более низких плотностях тока при наличии в кристалле точечных дефектов.

РАЗДЕЛ 4 ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

4.1 Общие сведения

Вне зависимости от конструкторских и технологических особенностей полевые транзисторы (ПТ) включают в себя проводящий канал и четыре области с омическими контактами для подключения к внешней цепи электродов: истока, стока, затвора и подложки. Со стороны истока основные для областей истока, канала и стока свободные носители входят в канал, а со стороны стока – выходят из канала в нагрузку.

В зависимости от электропроводности истока, канала и стока транзисторы могут быть *n*- и *p*-канальными.

Затвор располагается между истоком и стоком, и с его помощью осуществляется модуляция проводимости канала. Ток в цепи, образованной проводящим каналом, нагрузкой R_n и источником питания, изменяется в соответствии с управляющим напряжением на затворе.

В зависимости от конструкции затвора полевые транзисторы можно разбить на две группы. В первую группу включают канальные транзисторы, проводимость канала которых модулируется изменением его сечения путем расширения (сужения) ширины обедненного слоя *p-n*-перехода или обедненного слоя контакта «металл – полупроводник» (полевой транзистор с затвором Шоттки, у которого в качестве управляющей области используется диод Шоттки). Сокращенно их называют МП-транзисторы, или ПТШ.

Ко второй группе ПТ относятся транзисторы, у которых затвор представляет собой металлический электрод или сильнолегированный поликремний, изолированный от проводящего канала тонкой пленкой диэлектрика. Полевые транзисторы этой группы получили сокращенное наименование МДП- (металл – диэлектрик – полупроводник) или МОП-транзисторов (металл – окисел – полупроводник), так как чаще всего в качестве диэлектрика используется двуокись кремния.

В обеих группах ПТ могут быть *p*- и *n*-канальные транзисторы в зависимости от типа электропроводности проводящего канала. Причем в транзисторах первой группы тип канала совпадает с типом электропроводности подложки, а во второй – противоположен ему.

В группе канальных ПТ наряду с наиболее распространенным нормально открытым транзистором, т. е. прибором, в котором проводящий канал существует при нулевом напряжении на затворе, в маломощных ВЧ-схемах нашел применение нормально закрытый ПТ, в котором канал настолько узок, что при $U_3 = 0$ обедненный слой *p-n*-перехода или контакты «металл – полупроводник» перекрывают его и проводимость канала изменяется при уменьшении ширины обедненного слоя.

В группе МОП-транзисторов широко используются две их разновидности: МОПТ, работающие в режиме обогащения, и МОПТ, работающие в режиме обеднения. В первом типе приборов этой группы отсутствует проводящий канал при нулевом напряжении на затворе, и транзистор открывается (начинает проводить) при напряжении на затворе, равном пороговому, при котором индуцируется канал. Второй вид МОПТ проводит при $U_3 = 0$ и перестает проводить, когда напряжение на затворе станет равным напряжению отсечки, при котором перекрывается канал, технологически встроенный между истоком и стоком в процессе изготовления прибора или индуцированный плотностью заряда на границе «кремний – окисный слой».

Не рассматривая отдельных типов ПТ, основы которых будут изложены в следующих разделах, можно отметить некоторые различия в работе биполярных и полевых транзисторов, определяющие области их использования.

Полевые транзисторы имеют большое входное сопротивление, так как они управляются или обратносмещенным $p-n$ -переходом, или выпрямляющим контактом «металл – полупроводник», или емкостью МОП-транзистора. Поэтому в отличие от БТ полевые транзисторы управляются напряжением (полем). В биполярных транзисторах токопрохождение обусловлено двумя видами носителей: основными и неосновными, а у ПТ – только основными. Поэтому ПТ иногда называют униполярными приборами. Униполярностью ПТ объясняется малый уровень шумов канальных транзисторов, у которых проводящий канал находится в объеме полупроводника. И, наконец, в отличие от БТ полевой транзистор – обратимый прибор.

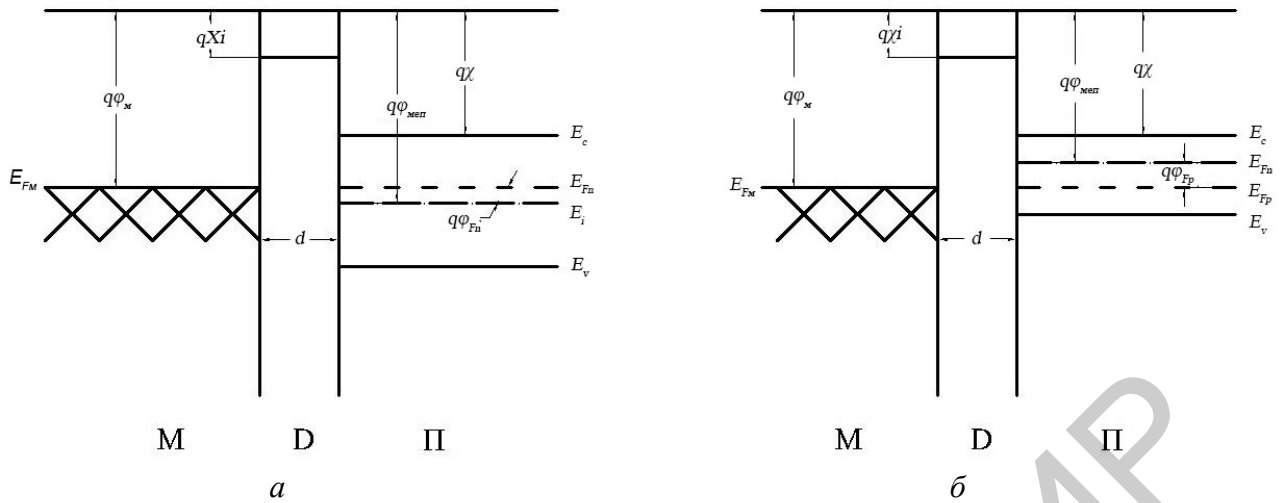
4.2 МОП-транзисторы

В подразделе будут рассматриваться транзисторы, работающие в режиме обогащения, как наиболее распространенный класс транзисторов в микроэлектронике.

4.2.1 Идеальная МДП-структура

На рисунке 4.1 приведены энергетические зонные диаграммы МДП-структур со следующими допущениями:

- диэлектрик считается идеальным, т. е. при любых смещениях по постоянному току через него не протекает ток;
- полупроводниковая подложка легирована равномерно;
- не существует захваченных зарядов на границе раздела «диэлектрик – полупроводник»;
- разность работ выхода металла и полупроводника $\Phi_{\text{МП}}$ равна нулю.



a – полупроводник *n*-типа; *б* – полупроводник *p*-типа

Рисунок 4.1 – Энергетические зонные диаграммы идеальных МДП-структур при $U_M = 0$

Разность работ выхода (в единицах потенциала) «металл – полупроводник» (см. рисунок 4.1) составляет

$$\Phi_{МП} = \Phi_M - (\chi + E_g / 2q - \Phi_{Fn}) = \Phi_{МП} + \Phi_{Fn} \text{ для } n\text{-типа}; \quad (4.1)$$

$$\Phi_{МП} = \Phi_M - (\chi + E_g / 2q + \Phi_p) = \Phi_{МП} - \Phi_{Fp} = 0 \text{ для } p\text{-типа}, \quad (4.2)$$

где $\Phi_{МП}$ – разность работ выхода «металл – собственный полупроводник»;

$$\Phi_F = (kT / q) N_n / n_i;$$

N_n – концентрация примеси в полупроводнике.

Если в идеальной МДП-структуре к металлическому полевому электроду не прикладывается напряжение $U_M = 0$, то выполняется условие плоских зон, т. е. проводимость полупроводникового слоя у границы раздела такая же, как и в объеме полупроводника.

4.2.1.1 Эффект поля в идеальной МДП-структуре

Рассмотрим возможные варианты состояний полупроводника границы раздела «кремний – оксид кремния» при изменении напряжения, приложенного к металлу (поликремнию).

Возможны четыре основные ситуации, которые поясняются рисунком 4.2.

1. Приложенное напряжение отрицательно ($U < 0$) (см. рисунок 4.2, *a*). Поле в полупроводнике экранируется избыточными дырками, концентрация которых вблизи поверхности полупроводника повышается. Такой режим называется **режимом обогащения**. Положительный заряд избыточных дырок в полупроводнике уравновешен отрицательным зарядом электронов на поверхности

затвора. Электрическое поле проникает в полупроводник на глубину порядка дебаевой длины экранирования в подложке.

2. Приложенное напряжение положительно и не превышает некоторой величины $U_{\text{ин}}$, называемой *напряжением инверсии* (см. рисунок 4.2, б): $0 < U < U_{\text{ин}}$. В этом режиме энергетические зоны искривляются в противоположную сторону. Величина поверхностного потенциала положительна и не превышает величины Φ_F :

$$0 < \varphi_s < \Phi_F = \frac{E_i - E_F}{q}. \quad (4.3)$$

Очевидно, что приповерхностный слой полупроводника обеднен основными носителями (*режим обеднения*). При условии (4.3) уровень электростатической энергии остается выше уровня Ферми $E_i > E_F$, поэтому концентрация неосновных носителей (электронов) весьма мала ($n_{p0} < n_i$). Ширина x_d и плотность заряда qN_a обедненной области на единицу площади для однородно-легированной подложки определяются условием электронейтральности и выражаются в приближении обедненного слоя простыми зависимостями от поверхностного потенциала:

$$x_d \cong \left(\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 \varphi_s}{qN_a} \right)^{1/2}, \quad (4.4)$$

$$Q_d(\varphi_s) = qN_a x_s = \sqrt{2\varepsilon_s \varepsilon_0 N_a \varphi_s}. \quad (4.5)$$

Соотношение (4.5) аналогично соотношению, определяющему ширину резкого несимметричного *p-n*-перехода с заменой контактной разности потенциалов φ_k на поверхностный потенциал φ_s .

Отсюда легко получить удельную (на единицу площади) емкость обедненной области:

$$C_D = \frac{dQ_d}{d\varphi_s} = \left(\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 N_a}{2\varphi_s} \right)^{1/2} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{\varphi_d(\varphi_s)}. \quad (4.6)$$

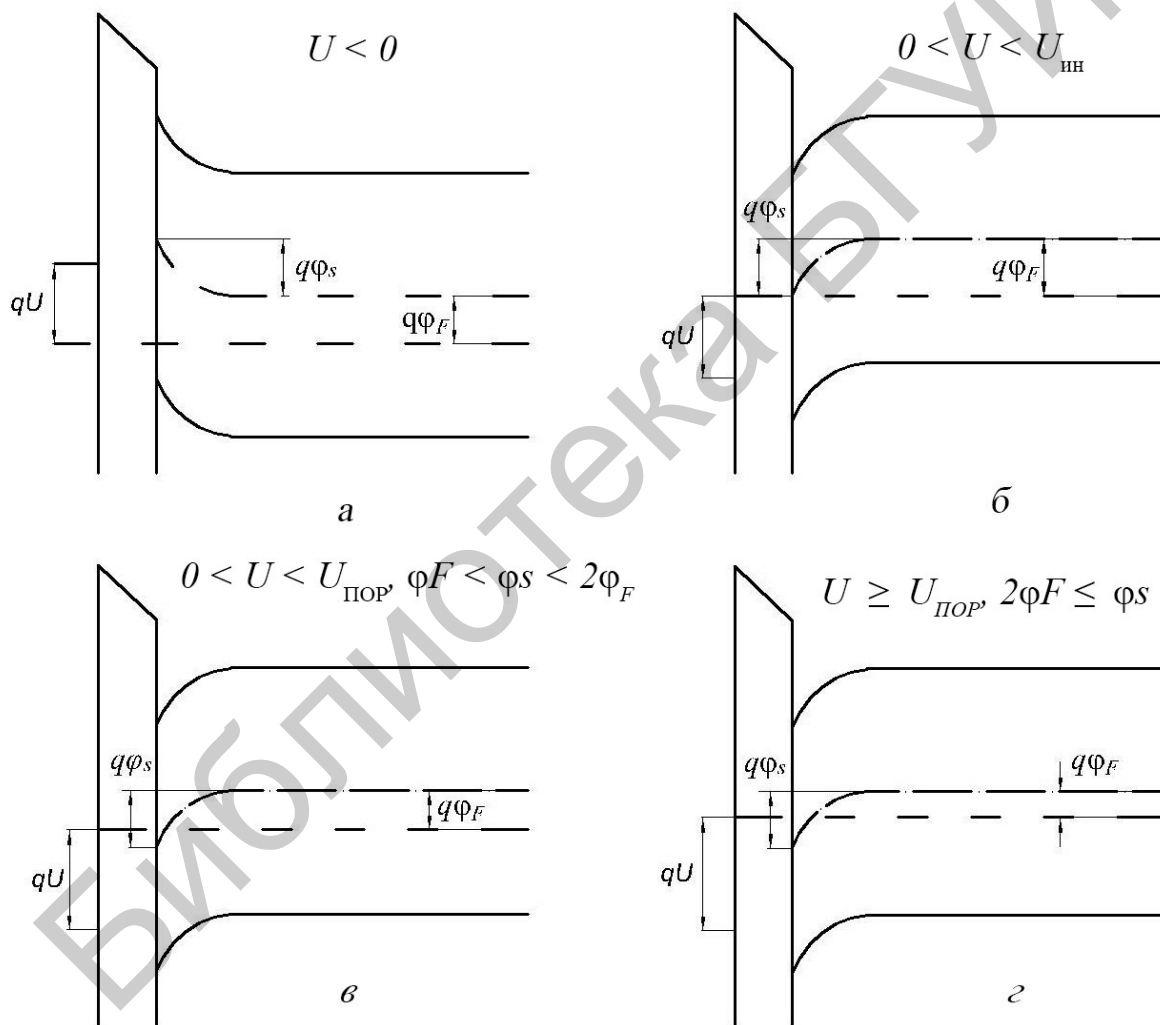
При увеличении напряжения U до величины напряжения инверсии $U_{\text{ин}}$ выполняется условие $\varphi_s(U_{\text{ин}}) = \Phi_F$. В этом случае уровень Ферми на границе «диэлектрик – полупроводник» ($x = 0$) совпадает с уровнем электростатической энергии E_i , что соответствует равенствам $p(0) = n(0) = n_i$.

3. Приложенное напряжение превышает напряжение инверсий ($U > U_i$) (см. рисунок 4.2, в). В этом режиме $\varphi_s > \Phi_F$ и в приповерхностном слое полупроводника уровень электростатической энергии расположен ниже уровня

Ферми. В соответствии с (4.6) в данной области концентрация неосновных носителей больше, чем основных ($n > p$), т. е. инвертируется тип проводимости подложки. Этот режим называется режимом инверсии. При условии $2\phi_F \gg \phi_s$ получим

$$p_{p0}(N_a) > n(0).$$

Такой режим называется режимом при **слабой инверсии**, в котором практически во всей области пространственного заряда (ОПЗ) ($0 < x < x_d$) концентрации подвижных носителей заряда остаются намного меньшими, чем в подложке, поэтому толщина ОПЗ определяется соотношением (4.4). Концентрация электронов максимальна на поверхности ($x = 0$) и резко убывает при $x > 0$.



a – режим обогащения; *б* – режим обеднения; *в* – режим слабой инверсии;
г – режим сильной инверсии

Рисунок 4.2 – Энергетические зонные диаграммы МДП-структуры

4. Когда поверхностный потенциал $\phi_s \gg 2\phi_F$, имеет место **сильная инверсия** ($n(0) > p_0 = N_a$) (рисунок 4.2, з). Условие $\phi_s \gg 2\phi_F$ выполняется при некотором значении приложенного напряжения $U_{\text{пор}}$, которое называется **пороговым напряжением** МДП-структуры. При увеличении напряжения до значения $U_{\text{пор}}$ ширина ОПЗ x_d возрастает в соответствии с (4.7) вследствие увеличения поверхностного потенциала до $\phi_s \gg 2\phi_F$, достигая значения $x_{d \text{ max}}$:

$$x_{d \text{ max}} = x_d(U_{\text{пор}}) = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_0 \cdot 2\phi_F}{qN_a}}. \quad (4.7)$$

Дальнейшее увеличение напряжения (переход в область сильной инверсии) не приводит к заметному расширению ОПЗ, так как тонкий инверсионный слой экранирует ОПЗ от электростатического воздействия со стороны затвора. При повышении напряжения электрическое поле увеличивается только в диэлектрике. Толщина инверсионного слоя в режиме сильной инверсии имеет порядок дебаевой длины экранирования L_D (5...10 нм).

4.2.2 Реальная МДП-структура

Зонные диаграммы материалов структуры «металл (алюминий) – окисел – полупроводник *p*-типа» изображены на рисунке 4.3.

Рассмотрим энергетические зонные диаграммы реальных МДП-структур «Al – (сильнолегированный поликремний) – SiO₂ – Si», предполагая, что сопротивление диэлектрика бесконечно велико и полупроводниковая подложка легирована равномерно. Эти предположения, как правило, остаются в силе при расчете параметров реальных МОПТ.

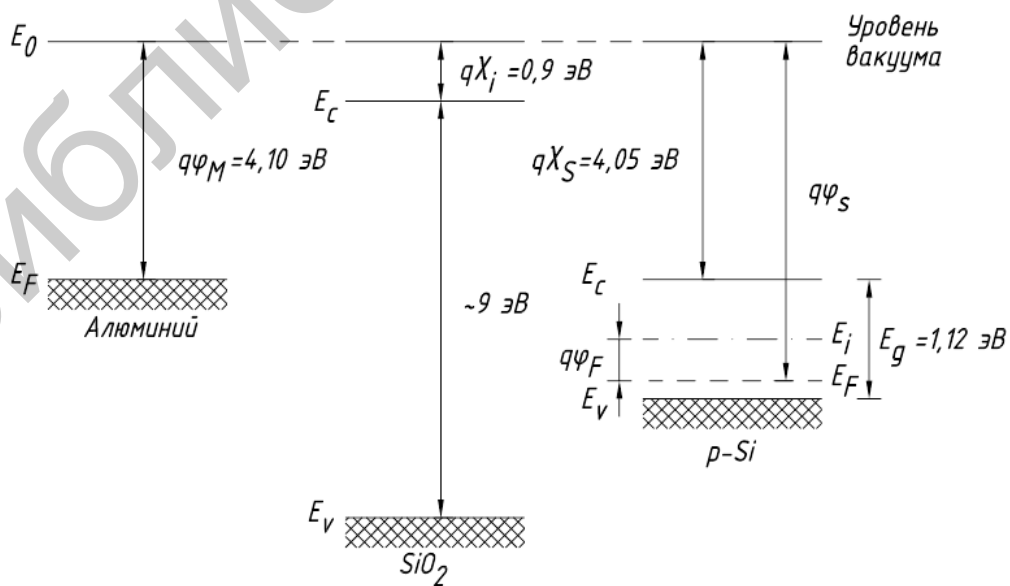


Рисунок 4.3 – Зонные диаграммы алюминия, SiO₂ и кремния *p*-типа с концентрацией легирующей примеси N_a

Разность работ выхода из алюминия и собственного кремния $\varphi_{\text{МП}} = -0,6$ В. Следовательно, разность работ выхода $\varphi_{\text{МП}}$ в структурах Al-SiO₂-Si $\varphi_{\text{МП}} = -0,6 \pm \frac{kT}{q} \ln \frac{N_n}{n_i}$ зависит от концентрации носителей в подложке и для типичных значений $N_n \approx 10^{15} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$ вне зависимости от типа электропроводности подложки – величина отрицательная. Следовательно, в обоих случаях зоны у границы раздела искривятся вниз (см. рисунок 4.2), но для n -полупроводника выполняется режим обогащения, а для p -полупроводника – обеднения.

Для поликремниевых затворов n^+ -типа, где уровень Ферми практически совпадает с положением дна зоны проводимости, работа выхода φ_{Si}^* равна величине сродства к электрону в кремнии $\varphi_{\text{M}}(\varphi_{\text{Si}}^*) = \chi$, и

$$\varphi_{\text{МП}} = \varphi_{\text{M}} - \left(\chi + \frac{1}{2} \varphi_g \pm \varphi_F \right) = -\varphi_g / 2 + \varphi_F. \quad (4.8)$$

В поликремниевых затворах p^+ -типа, где уровень Ферми лежит у потолка валентной зоны, работа выхода $\varphi_{\text{M}}(\varphi_{\text{Si}}^*) = \chi + \varphi_g$,

$$\varphi_{\text{МП}} = \frac{1}{2} \varphi_g \pm \varphi_F. \quad (4.9)$$

До сих пор мы считали, что граница раздела Si-SiO₂ лишена каких-либо зарядовых состояний, способных повлиять на работу МОП-транзистора. В реальных структурах влияние неидеальной границы раздела и заряда в окисле может привести к существенным изменениям их электрических параметров и приборов, изготовленных на основе МОП-структур.

В настоящее время различают следующие типы зарядов и ловушек.

1. Заряд поверхностных состояний, возникающий в глубине запрещенной зоны полупроводника из-за неидеальности кристаллической решетки, обусловленной разорванными связями, избыточными атомами кремния, избыточным кислородом или атомами примеси. Поверхностные состояния называются *донорными*, если, отдавая электрон, они становятся нейтральными или положительно заряженными, и *акцепторными*, которые, захватывая электрон, становятся нейтральными или отрицательно заряженными. Поверхностные состояния называются также *быстрыми*, поскольку обладают способностью быстро перезаряжаться, обмениваясь электронами (дырками) с кремнием. В современных МОП-структурах, получаемых термическим окислением кремния, подавляющая часть поверхностного заряда нейтрализуется в процессе низкотемпературного (450 °С) отжига в атмосфере водорода.

2. Фиксированный заряд в окисле, расположенный в слое толщиной порядка 3 нм вблизи границы раздела Si-SiO₂. Величина этого заряда практически не зависит от толщины слоя окисла, типа проводимости и концентрации

легирующей примеси в подложке. Фиксированный заряд в окисле, как правило, положителен, хотя может существовать и небольшое число отрицательных центров. Предположительно, фиксированный заряд обусловлен или избыточным трехвалентным кремнием, или избыточным (несвязанным, потерявшим один электрон) кислородом в приповерхностном слое SiO_2 . Фиксированный заряд в окисле может изменяться при инжекции в него горячих носителей, влияние которых существенно проявляется при работе структур с малыми размерами.

3. Заряд в окисле, вызванный дрейфом ионизированных атомов щелочных металлов, таких как натрий или калий, при сравнительно низком напряжении на металлическом полевом электроде. Особенно велика концентрация ионов натрия на границе раздела, так как он имеется в виде примеси во многих металлах. Заряд ионов натрия в термически выращенном SiO_2 является основной причиной нестабильности электрических характеристик МОП-приборов. Для предотвращения проникновения подвижного ионного заряда в окисел используют фосфоросиликатные стекла (окисел SiO_2 , обогащенный P_2O_5).

Если для простоты не учитывать заряд, захваченный на поверхностных состояниях, и предположить, что заряд в окисле находится на границе раздела $\text{SiO}_2 - \text{Si}$, то на основании закона Гаусса напряжение на затворе, обусловленное этим заряженным слоем, может быть выражено как

$$U = Q_{\text{пс}} / C_0, \quad (4.10)$$

где $Q_{\text{пс}}$ – поверхностная плотность заряда на границе раздела $\text{SiO}_2 - \text{Si}$;

$C_0 = \varepsilon_g \varepsilon_0 / d$ – удельная емкость затвора (окисла);

ε_g – диэлектрическая проницаемость SiO_2 ;

d – толщина SiO_2 .

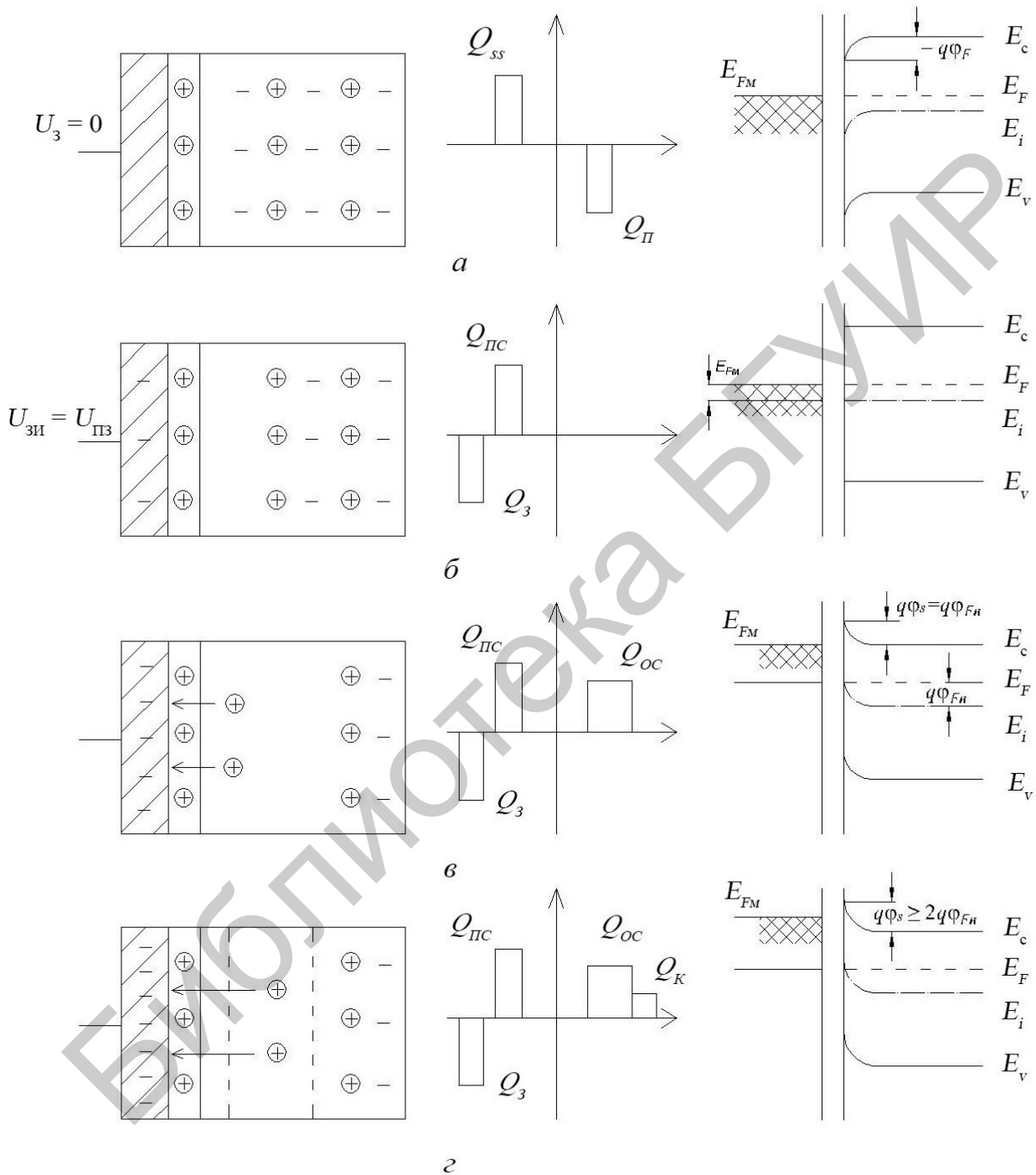
Величина напряжения на затворе, необходимого, чтобы энергетические зоны полупроводника в МОП-структурах стали плоскими, называется напряжением плоских зон $U_{\text{п.з}}$ (U_{FB}) и будет равна алгебраической сумме разности работы выхода «металл затвора – полупроводник» $\Phi_{\text{МП}}$ и напряжения, обусловленного зарядом в окисле:

$$U_{\text{п.з}} = \Phi_{\text{МП}} - Q_{\text{пс}} / C_0. \quad (4.11)$$

4.2.3 Величина порогового напряжения и пути ее регулирования

Напряжение плоских зон МОП-структуры с алюминиевым и поликремниевым n^+ -типа затворами вне зависимости от типа и степени легированности полупроводника имеет отрицательное значение. Для полупроводника (подложки) p -типа инверсный n -канал на поверхности может возникнуть даже при нулевом потенциале на металлическом полевом электроде (затворе) при малой концентрации акцепторной примеси N_a в подложке и при большой величине

положительного встроенного заряда в окисле. Поэтому целесообразно рассмотреть ситуации, возникающие при подаче напряжения на затвор МОП-структуры с полупроводником n -типа до пороговой величины $U_{\text{пор}}$, при которой на поверхности образуется проводящий канал p -типа (рисунок 4.4).



$$a - U_3 = 0; \quad б - U_3 = -U_{\text{ПЗ}}; \quad в - U_3 = -(U_{\text{ПЗ}} + \Phi_F); \quad г - U_3 = -U_{\text{пор}}$$

Рисунок 4.4 – Поперечное сечение МОП-структуры с полупроводником n -типа, плотности заряда и энергетические зонные диаграммы при различных величинах отрицательного смещения на металлическом электроде (затворе)

Рисунок 4.4 иллюстрирует процесс включения (создание инверсного проводящего канала) p -канального МОПТ, работающего в режиме обогащения. Если к затвору не прикладывается напряжение $U_3 = 0$ (см. рисунок 4.4, а), то искривление энергетических зон полупроводника обусловлено зарядом накопленных электронов Q_n , вызванным разностью работы выхода «металл – полупроводник» и положительным зарядом в окисле $Q_{\text{пс}}$. Следовательно, для достижения условия плоских зон на затворе нужно подать отрицательный заряд такой плотности, которая сможет нейтрализовать положительный заряд в окисле (см. рисунок 4.4, б), а величина напряжения плоских зон будет определяться выражением (4.10). При дальнейшем увеличении плотности отрицательного заряда на затворе он сможет скомпенсировать положительный заряд ионизированных доноров у поверхности, оттолкнув нейтрализовавшие его электроны вглубь полупроводника (см. рисунок 4.4, в). Для реализации этой ситуации плотность отрицательного заряда на затворе должна возрасти на величину плотности заряда обедненного слоя $Q_{\text{о.с}}$, которая в случае равномерного легирования подложки равна

$$Q_{\text{о.с}} = qN_n X_d, \quad (4.12)$$

где N_n – концентрация примеси в подложке;

X_d – ширина обедненного слоя.

Проводящий канал на поверхности полупроводниковой подложки будем считать созданным, когда проводимость поверхностного слоя будет такой же, как в объеме, но обратной электропроводности. Таким образом, плотность отрицательного заряда на затворе должна увеличиться на плотность заряда канала Q_K . Заряд такой плотности сможет удерживать дырки инверсного слоя на поверхности (см. рисунок 4.4, г), обеспечивая проводимость в канале такой же, как в объеме.

Напряжение на затворе, при котором на поверхности подложки образуется слой инверсной электропроводности с концентрацией свободных носителей заряда, такой же, как в подложке, называется пороговым $U_{\text{пор}}$.

Воспользовавшись законом Гаусса, величину $U_{\text{пор}}$ для длинноканальных транзисторов (длина канала много больше, чем толщина обедненных областей переходов стока или истока) можно выразить через плотности зарядов, участвующих в создании инверсного канала:

$$U_{\text{пор}} = -\frac{Q_{\text{пс}}}{C_0} + \varphi_{\text{МП}} \pm \frac{Q_{\text{о.с}}}{C_0} \pm \frac{Q_K}{C_0}, \quad (4.13)$$

где C_0 – удельная емкость затвора.

Знак «+» соответствует величине $U_{\text{пор}}$ для n -канального транзистора, знак «-» – для p -канального. Раскрывая значения плотностей зарядов, входящих в выражение (4.12), и удельной емкости C_0 , величину $U_{\text{пор}}$ выразим как

$$U_{\text{пор}} = -qN_{\text{пс}} \frac{d}{\varepsilon_g \varepsilon_0} + \varphi_{\text{МП}} \pm qN_n X_d \frac{d}{\varepsilon_g \varepsilon_0} \pm 2\varphi_F, \quad (4.14)$$

где $N_{\text{пс}}$ – плотность поверхностных состояний;

$$2\varphi_F = Q_K / C_0.$$

Выражая в (4.13) ширину обедненного слоя $x_d = [2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_K \pm U) / qN_n]^{1/2}$ и подставляя вместо $\varphi_K \pm U = 2\varphi_F$, получим

$$U_{\text{пор}} = -qN_{\text{пс}} \frac{d}{\varepsilon_g \varepsilon_0} + \varphi_{\text{МП}} \pm 2(qN_n \varepsilon \varepsilon_0 \varphi_F)^{1/2} \frac{d}{\varepsilon_g \varepsilon_0} \pm 2\varphi_F. \quad (4.15)$$

Пороговое напряжение является очень важным параметром МОП-транзисторов, поскольку с его величиной связаны скорость переключения и подпороговый ток утечки. Величина $U_{\text{пор}}$ зависит от материала затвора, плотности заряда на границе раздела $\text{SiO}_2 - \text{Si}$, толщины подзатворного окисного слоя и концентрации примеси в полупроводнике. Изменяя эти параметры, можно управлять режимом работы МОПТ.

Для p -канальных МОПТ все слагаемые правой части выражения для $U_{\text{пор}}$ (4.15) берем со знаком «-» (исключение составляет $\varphi_{\text{МП}}$ при использовании p^+ -поликремниевого затвора), а следовательно, получаем достаточно большую отрицательную величину порогового напряжения. Чтобы уменьшить эту величину, нужно подбирать соответствующие материалы, входящие в МОП-структуру, их геометрические размеры и использовать технологические приемы, позволяющие понизить положительный заряд в окисле (применение фосфорно-силикатного стекла, низкотемпературный отжиг и т. д.), а также приемы, позволяющие получить бездефектный тонкий окисел SiO_2 .

Важную роль для подгонки порогового напряжения в производстве МОП ИМС играет ионное легирование примесными атомами. Атомы примеси внедряются в область канала через затворный окисел (или с большой дозой в периферийные области кристалла ИС), изменяя величину порогового напряжения. Для типовых значений параметров ($Q_{\text{пс}}$ и N_a) n -канальных МОП ИМС величина порогового напряжения близка к нулю, что снижает надежность работы приборов. При ионном легировании пороговое напряжение n -канального транзистора повышается в основном за счет присутствия в выражении для $U_{\text{пор}}$ величины qN' / C_0 , где N' – удельная плотность атомов, проникающих в крем-

ний. Эта величина входит в выражение для $U_{\text{пор}}$ как прямая добавка к члену, отражающему влияние заряда в окисле. С учетом этой величины выражение для напряжения плоских зон (4.10) можно записать

$$U_{\text{ПЗ}} = \varphi_{\text{мп}} - \frac{Q_{\text{ss}}}{C_0} + \frac{qN}{C_0}. \quad (4.16)$$

4.2.4 Статические ВАХ МОП-транзистора, работающего в режиме обогащения

Трехмерный вид n -канального МОП-транзистора представлен на рисунке 4.5. При нормальной работе МОПТ исток заземлен. Подложка обычно тоже заземляется или на нее подается напряжение с полярностью, противоположной полярности напряжения на затворе (на подложку n -канального транзистора подается отрицательное смещение). Будем считать, что исток и подложка заземлены. Если напряжение на стоке $U_{\text{СИ}}$ равно нулю, а напряжение на затворе $U_{\text{ЗИ}}$ увеличено до порогового, то электроны, притягиваясь к поверхности, образуют инверсный слой. Считается, что он представляет собой прямоугольную область, равномерно заполненную носителями на глубину, равную примерно 10 нм. Подвижные носители в инверсном слое (электроны в рассматриваемом примере) образуют вблизи поверхности проводящий слой, соединяющий исток со стоком. При дальнейшем увеличении $U_{\text{ЗИ}}$ потенциал на поверхности незначительно увеличивается относительно $2\varphi_{F_n}$, а разность напряжения $U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{пор}}$ в основном падает на окисле. Следовательно, напряжение на затворе, создавая электрическое поле в направлении оси x (рисунок 4.5) $E(x)$, служит для создания проводящего канала между истоком и стоком.

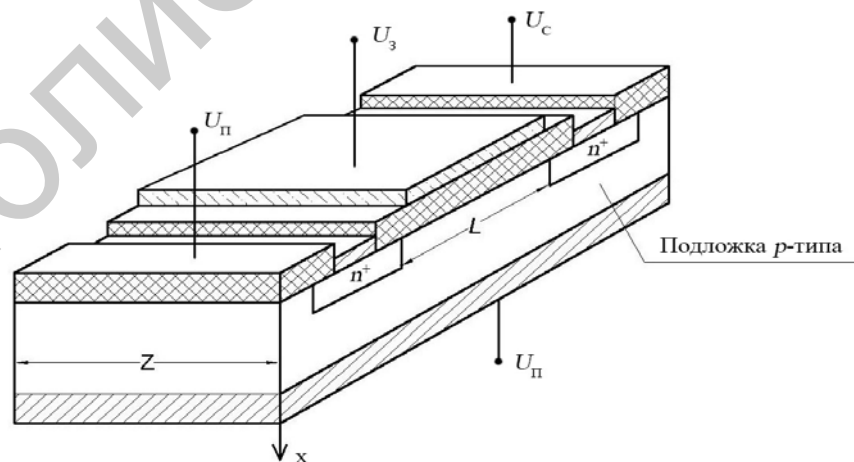
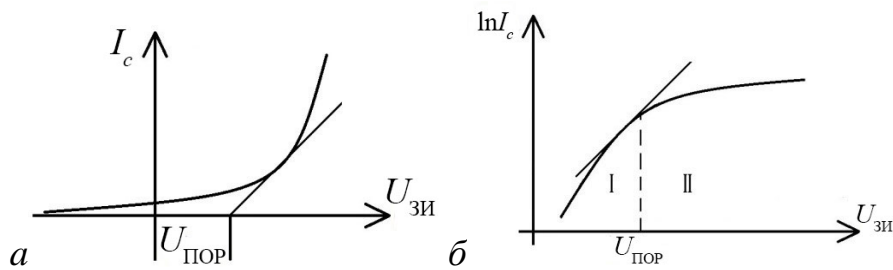


Рисунок 4.5 – Трехмерный вид n -канального МОПТ

На рисунке 4.6 приведены передаточные статические вольт-амперные характеристики n -канального МОПТ, работающего в режиме обогащения.



$$a - I_C = f(U_{СИ}); \quad б - \ln I_C = f(U_{ЗИ})$$

Рисунок 4.6 – Передаточные статические вольт-амперные характеристики n -канального МОП-транзистора, работающего в режиме обогащения

Электрическое поле $E(y)$, которое определяется напряжением на стоке $U_{СИ}$, обеспечивает поток электронов (для n -канального транзистора) от истока к стоку. При $U_{ЗИ} < U_{порог}$ в транзисторе протекает подпороговый ток, который обусловлен только диффузией, так как отсутствует проводящий канал между истоком и стоком.

Несмотря на то что величина этого тока относительно мала (порядка 1 нА при комнатной температуре и при напряжении на стоке более 100 мВ), он играет достаточно важную роль в работе транзистора: влияет на скорость переключения прибора, а также на величину мощности, рассеиваемой в ждущем режиме.

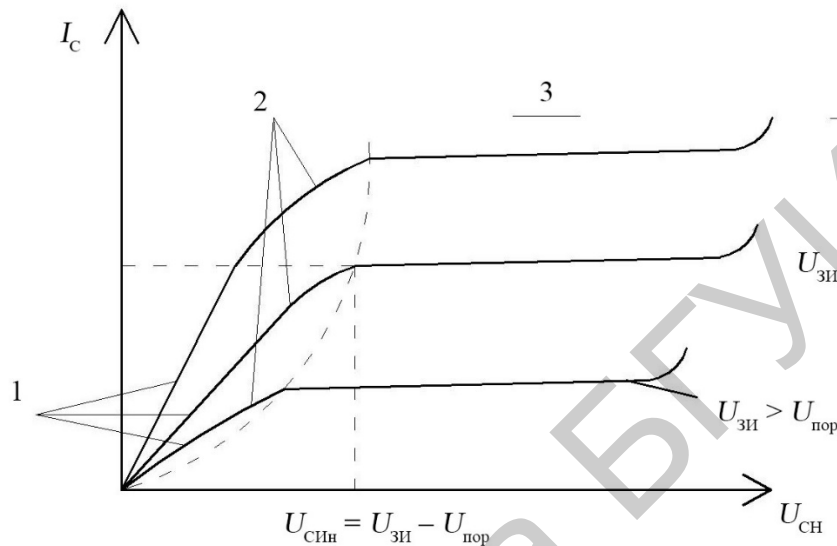
В отличие от биполярного транзистора для МОПТ нет смысла рассматривать входную статическую характеристику, так как на его входе – подзатворный окисел. Как и в электровакуумных приборах (триодах), в МОП-транзисторах наряду с выходной характеристикой анализируют передаточную (сток-затворную) характеристику $I_c = f(U_{ЗИ}) / U_{СИ} - \text{const}$.

На характеристиках (рисунок 4.6 а, б) можно выявить два участка: I – подпороговый режим работы транзистора и II – надпороговый режим работы.

На рисунке 4.7 представлена выходная статическая характеристика МОП-транзистора, работающего в режиме обогащения. При напряжении на затворе больше порогового, а напряжении на стоке $U_{СИ} < U_{ЗИ} - U_{порог}$ проводящий канал соединяет исток со стоком, и прибор, который ведет себя как полупроводниковый резистор, управляемый напряжением, имеет линейный (крутой) участок на выходной статической ВАХ (см. рисунок 4.7, область 1). Так как величина напряжения на стоке мала, то на этом участке толщина инверсного проводящего канала на поверхности практически одинакова на всем расстоянии от истока к стоку (рисунок 4.8, а).

При увеличении напряжения на стоке разность потенциалов между затвором и стоком уменьшается, а следовательно, уменьшается толщина проводящего канала около стока. При дальнейшем увеличении $U_{СИ}$ обедненная область у стока еще больше расширяется, а толщина проводящего инверсного канала сужается. Это приводит к отклонению от линейности зависимости тока стока от

напряжения $U_{СИ}$ (см. рисунок 4.7, область 2). И, наконец, когда величина напряжения на стоке станет равной $U_{СИ} = U_{ЗИ} - U_{пор}$ (т. е. разность потенциалов между затвором и стоком станет равной пороговому напряжению), проводящий инверсный канал около стока отсекается (см. рисунок 4.8, б). Эта величина напряжения на стоке называется напряжением насыщения $U_{СИ} = U_{ЗИ} - U_{пор}$.



1 – линейная область (крутой участок); 2 – область вблизи насыщения;
3 – область насыщения (пологий участок); 4 – область пробоя
Рисунок 4.7 – Выходные статические ВАХ МОПТ

При дальнейшем увеличении $U_{СИ}$ точка отсечки сдвигается к истоку (см. рисунок 4.7, область 3; рисунок 4.8, в). Перенос носителей заряда из точки отсечки канала в область стока происходит так же, как в обедненной области коллекторного $p-n$ -перехода биполярного транзистора. В области насыщения величина тока стока I_C изменяется благодаря тому, что в точке отсечки канала величина напряжения постоянна и равна $U_{ЗИ} - U_{пор}$. А так как длина канала с увеличением $U_{СИ}$ уменьшается на какое-то малое ΔL , то величина тока стока будет увеличиваться и выражаться формулой

$$I_C = I_{СН} L / (L - l). \quad (4.17)$$

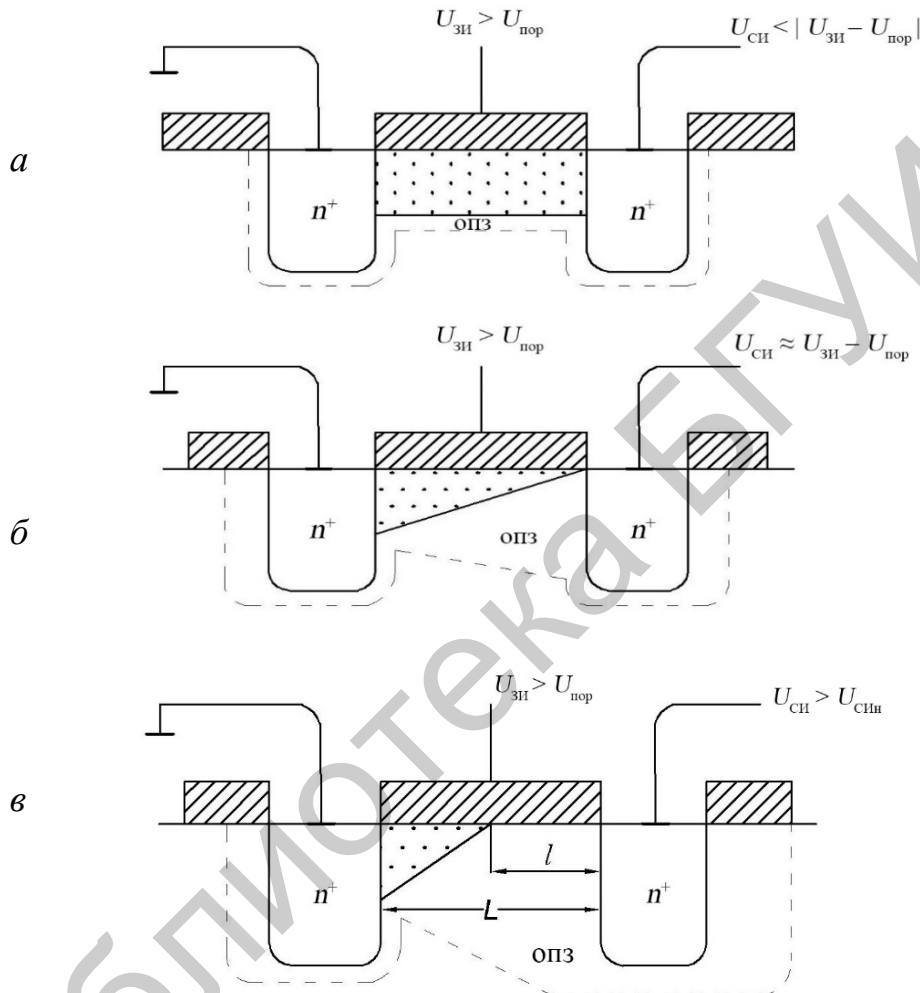
По этой же причине в области насыщения выходные характеристики будут иметь некоторый наклон к оси напряжения, определяя тем самым конечную величину дифференциального выходного сопротивления прибора.

Для построения простой математической модели, описывающей рассмотренные характеристики в линейной области работы прибора, будем считать, что падение напряжения на элементе канала длиной dy составляет

$$dU = I_c \cdot dR = -I_c \cdot dy / Z\mu_n Q_{ин}(y), \quad (4.18)$$

где $Q_{ин}(y)$ – плотность заряда инверсного слоя.

Из соображения непрерывности тока величина I_c будет постоянна вдоль координаты y .



a – линейная область; *б* – точка отсечки канала; *в* – область насыщения
Рисунок 4.8 – Упрощенные схемы, отображающие физические явления при работе МОПТ в различных областях

Поэтому

$$I_c dy = -Z\mu_n Q_{ин}(y) dU. \quad (4.19)$$

Интегрируя равенство (4.19) по x от нуля до L и по U от нуля до U_c , получаем

$$I_c \cdot L = -Z\mu_n \int_0^{U_c} Q_{ин}(y) dU. \quad (4.20)$$

Плотность заряда проводящего слоя в режиме инверсии зависит от координаты точки наблюдения, измеряемой вдоль канала:

$$Q_{\text{ин}}(y) = Q_{\text{ПЗ}}(y) - Q_{\text{о.с}}(y). \quad (4.21)$$

Если полагать, что ширина обедненного слоя x_d при приложении определенной величины напряжения на затворе идеального МОП-конденсатора достаточно велика, то это напряжение складывается из ϕ_s (поверхностного потенциала на границе $\text{SiO}_2 - \text{Si}$) и напряжения на оксидном слое $U_{\text{о.к}}$:

$$U_{\text{ЗИ}} = U_{\text{о.к}} + \phi_s, \quad (4.22)$$

где ϕ_s – поверхностный потенциал границы $\text{SiO}_2 - \text{Si}$;

$U_{\text{о.к}}$ – напряжение на оксидном слое.

С учетом (4.22), вводя напряжение плоских зон $U_{\text{ПЗ}}$ и зная, что поверхностный потенциал при инверсии $\phi_s(y) = 2\phi_F + U(x)$, получим

$$Q_{\text{ПЗ}}(y) = -C_0[U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{ПЗ}} - 2\phi_F - U(x)], \quad (4.23)$$

где $U(x)$ – напряжение в точке канала с координатой x .

Заряд обедненного слоя зависит от координаты:

$$Q_{\text{о.с}}(y) = -2[qN_0\epsilon\epsilon_0 2\phi_F + U(x)]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.24)$$

Полагаем, что заряд на единицу площади в области подложки, где сосредоточен пространственный заряд, не зависит от координаты y , поэтому

$$Q_{\text{о.с}}(y) \approx Q_{\text{о.с max}}(y). \quad (4.25)$$

Подставляя выражения (4.23) и (4.25) в формулы (4.20) и (4.21), получим

$$Q_{\text{ин}}(y) = -C_0[U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{ПЗ}} - 2\phi_F - U(x) + \frac{Q_{\text{о.с max}}}{C_0}]. \quad (4.26)$$

Подставляя значение U для n -канального МОПТ в формулу (4.26), получим

$$Q_{\text{ин}}(y) = -C_0[U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{пор}} - U(x)]. \quad (4.27)$$

Подставляя выражение (4.27) в формулу (4.20), получим

$$I_C \approx \frac{Z\mu_n C_0}{L} [(U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{пор}})U_{\text{СИ}} - \frac{1}{2}U_{\text{СИ}}^2] \quad (4.28)$$

или

$$I_C = k[(U_{зи} - U_{пор})U_{си} - \frac{1}{2}U_{си}^2], \quad (4.29)$$

где $k = Z\mu_n C_0 / L$ – удельная крутизна прибора, которая связывает его геометрические и электрофизические характеристики и измеряется в A/B^2 ;

μ_n – эффективная подвижность основных свободных носителей заряда в канале;

Z, L – ширина и длина канала соответственно.

Выражение (4.29) описывает вольт-амперную характеристику упрощенной модели транзистора, работающего в линейной области (на крутом участке характеристики).

Как уже отмечалось, работа транзистора в области насыщения (в пологой области) начинается с момента отсечки проводящего инверсного канала около стока из-за роста величины напряжения на стоке.

Если плотность заряда инверсного слоя при $x=L$ на границе «канал – подложка» равна нулю, то есть $Q_{ин}(L)=0$, то напряжение на стоке равно

$$U_{си} = U_{зи} - U_{пор} = U_{син}. \quad (4.30)$$

Ток насыщения можно найти, подставив выражение (4.30) в (4.29):

$$I_{Снас} = k / 2(U_{зи} - U_{пор})^2 = k / 2U_{син}^2. \quad (4.31)$$

С учетом того, что в пологой области $I_C = I_{СИ} \frac{L}{L - \Delta L}$, вольт-амперную характеристику транзистора в режиме насыщения можно выразить как

$$I_C = Z\mu_n C_0 L / 2(L - \Delta L) \cdot U_{СИнас}^2. \quad (4.32)$$

В системах моделей BSIM3-4 моделирование модуляций длины канала производится с помощью соотношений $\Delta L = \frac{U_{СИ} U_{СИнас}}{E_{\Delta L}}$, где $E_{\Delta L}$ – электрическое поле в области отсечки.

4.2.5 Параметры МОП-транзистора

Подвижность носителей в канале определяется главным образом тремя механизмами рассеяния:

- рассеяние на заряженных центрах;
- рассеяние на фононах;
- рассеяние на шероховатостях границы раздела носителей.

В надпороговом режиме эффективная подвижность начинает падать в основном из-за рассеяния на неровностях поверхности (рисунок 4.9).

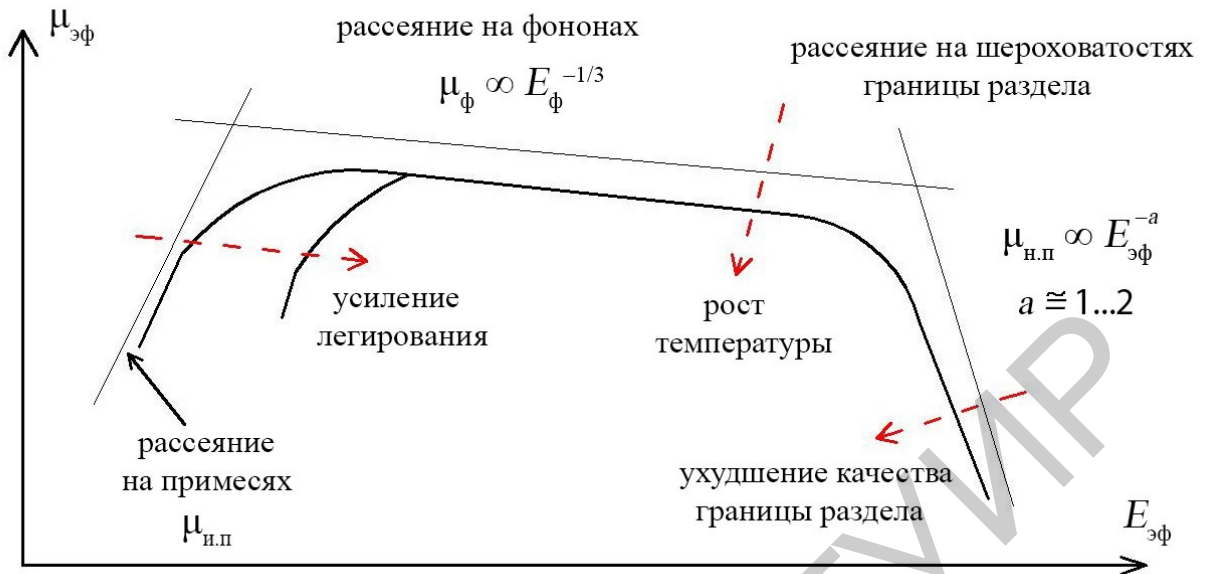


Рисунок 4.9 – Схематическое представление зависимости подвижности в канале от прижимающего поля для разных механизмов рассеяния

Основным статическим параметром МОПТ является пороговое напряжение $U_{\text{пор}}$, величина которого связана со скоростью переключения и подпороговым током утечки. Согласно ГОСТ, пороговое напряжение – это напряжение на затворе, при котором ток стока принимает заданное низкое значение.

Как известно, усиление в биполярном транзисторе в режиме малого сигнала характеризуется коэффициентом передачи тока β_N ; поскольку выходной ток I_C в полевом транзисторе управляется входным напряжением $U_{\text{ЗИ}}$, то в МОПТ усиление характеризует крутизна S :

$$S = \left. \frac{dI_C}{dU_{\text{ЗИ}}} \right|_{U_{\text{СИ}} = \text{const}}. \quad (4.33)$$

В биполярном транзисторе, работающем в микрорежиме, также иногда усиление характеризуют крутизной:

$$S_{\text{БТ}} = \frac{dI_K}{dU_{\text{БЭ}}} = \frac{dI_K}{dU_{\text{Б}}} \frac{dI_{\text{Б}}}{dU_{\text{БЭ}}} = \frac{\beta_0}{R_{\text{вх}}}, \quad (4.34)$$

где β_0 – коэффициент усиления на низкой частоте.

В линейной области для длинноканальных МОПТ

$$S = \frac{W}{L} \mu_{\text{эф}} C_0 U_{\text{СИ}}, \quad (4.35)$$

а в области насыщения

$$S = \frac{W}{L} \mu_{\text{эф}} C_0 (U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{пор}}). \quad (4.36)$$

Из уравнения (4.36) видно, что крутизна увеличивается при уменьшении длины канала L , порогового напряжения и толщины окисла d (так как $C_0 = \epsilon\epsilon_0 / d$) и при увеличении ширины окисла W и напряжения на затворе.

По аналогии с проводимостью коллектора биполярного транзистора для МОПТ вводится параметр g_k – проводимость канала, т. е. величина, обратная сопротивлению канала:

$$g_k = \left. \frac{dI_C}{dU_{СИ}} \right|_{U_{ЗИ} = \text{const}}. \quad (4.37)$$

Когда МОПТ работает в линейной (крутой) области выходной ВАХ, его сопротивление должно быть очень малым, а следовательно, проводимость g_k как можно большей. Для линейной области

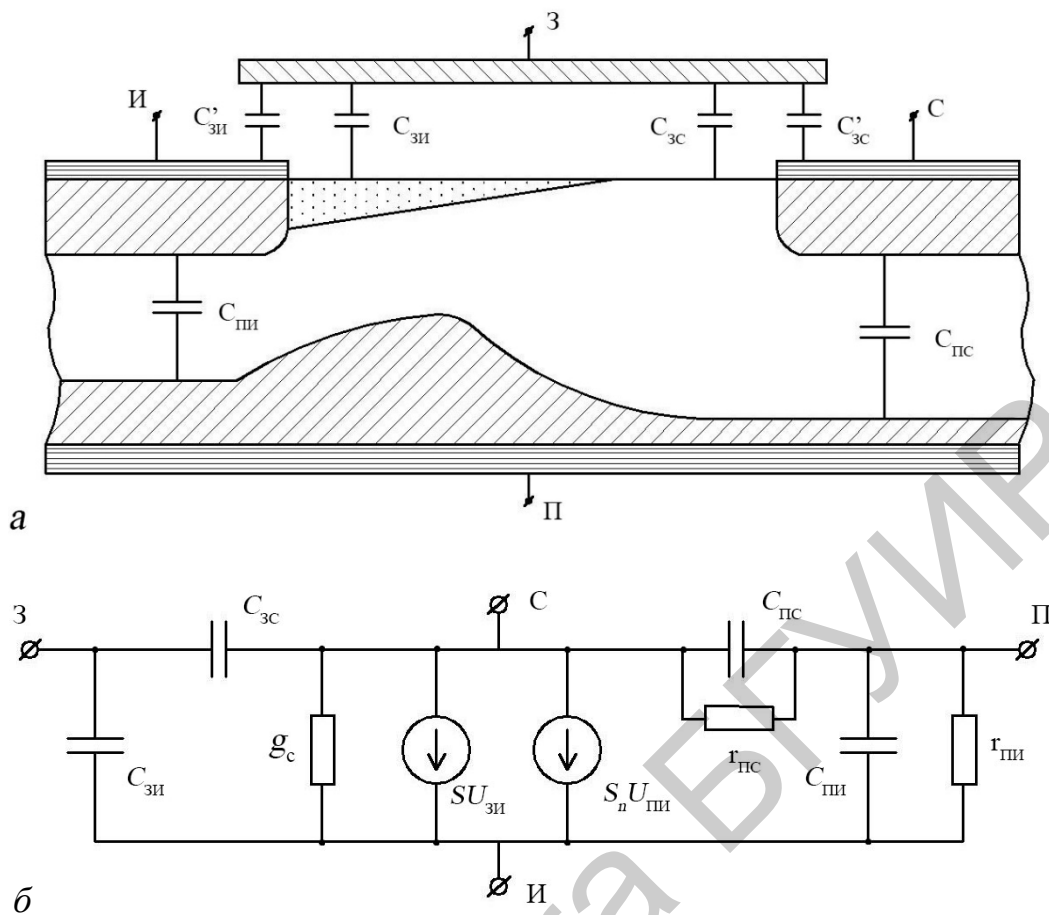
$$g_k = \frac{W}{L} \mu_{эф} C_0 (U_{ЗИ} - U_{пор}). \quad (4.38)$$

Когда прибор работает в пологой области характеристики (в области насыщения), сопротивление транзистора велико, а проводимость, соответственно, мала из-за того, что в области насыщения ток стока не зависит от $U_{СИ}$, но дифференциальное сопротивление стока в этой области не стремится к бесконечности, так как оно имеет хотя и большую, но конечную величину. Более точный расчет g_k приведен в [5].

4.2.6 Физическая эквивалентная схема и частотные свойства МОП-транзистора

Физическая эквивалентная схема МОПТ для малого сигнала, включающая в себя набор собственных емкостей прибора и сопротивлений структуры, представлена на рисунке 4.10.

В приведенной эквивалентной схеме распределенная емкость «затвор – канал» $C_{ЗК}$ представлена двумя сосредоточенными конденсаторами «затвор – исток» $C_{ЗИ}$ и «затвор – сток» $C_{ЗС}$. Эти конденсаторы отражают потокосцепление с зарядом канала, который определяет работу МОП-транзистора. Время пролета носителей через канал определяет быстродействие транзистора, что, в свою очередь, непосредственно связано со временем перезаряда конденсатора $C_{ЗК}$. Полагают, что в линейной области работы транзистора эти емкости равны $C_{ЗИ} \approx C_{ЗС} = C_{ЗК} / 2 = ZL\epsilon\epsilon_0 / 2d$; в области насыщения $C_{ЗС} = 0$, а $C_{ЗИ} \approx C_{ЗК}$. Это отражает тот факт, что в режиме насыщения со стороны стока канал отсекается (см. рисунок 4.10, а) и количество силовых линий между затвором и стоком мало.



а – схема, поясняющая образование собственных емкостей прибора;
 б – полная физическая эквивалентная схема МОПТ
 Рисунок 4.10 – Малосигнальные физические эквивалентные схемы МОПТ

Конденсаторы $C'_{зи}$ и $C'_{зс}$ включены между затвором и областями истока и стока соответственно и вызваны погрешностями совмещения и перекрытием затворным электродом диффузионных областей истока и стока. В транзисторах с самосовмещенным затвором они отсутствуют, так как отсутствует перекрытие. В эквивалентной схеме (см. рисунок 4.10, б) они не указаны. Конденсаторы, включенные между подложкой и истоком $C_{пи}$ и подложкой и стоком $C_{пс}$, отображают барьерные емкости p - n -переходов «подложка – исток (или сток)».

При моделировании этих обедненных областей нужно учесть в полной физической эквивалентной схеме еще и их дифференциальные сопротивления $R_{пи}$ и $R_{пс}$. В полной эквивалентной схеме (см. рисунок 4.10, б) введены генераторы тока $SU_{зи}$ и $S_{п}U_{пи}$, где $S_{п}$ – крутизна по подложке при подаче на подложку напряжения относительно истока. Эти генераторы моделируют транзисторные эффекты при управлении приборами как со стороны затвора ($SU_{зи}$), так и со стороны подложки ($S_{п}U_{пи}$). Чаще всего на практике подложка, соединенная с истоком, является общим электродом прибора. Для этого случая физическая эквивалентная схема для малого сигнала представлена на рисунке 4.11.

Пользуясь эквивалентной схемой (см. рисунок 4.11), модуль коэффициента усиления транзистора K_1 запишем

$$|K_1| = \left| \frac{i_{\text{ВЫХ}}}{i_{\text{ВХ}}} \right| \approx \frac{i_{\text{ВЫХ}}}{i_{\text{ВХ}}} = \frac{SU_{\text{ЗИ}}}{U_{\text{ЗИ}} \omega C_{\text{ЗИ}}} = \frac{kU_{\text{нас}}}{2\pi f C_0 ZL} = \frac{\mu_{\text{эф}} C_0 Z U_{\text{СИН}}}{L 2\pi f C_0 ZL} = \frac{\mu_{\text{эф}} U_{\text{СИН}}}{L^2 2\pi f}.$$

По определению (3.9) частота f равна предельной f_T , когда модуль коэффициента усиления по току равен единице. Следовательно,

$$f_T = \frac{\mu_{\text{эф}} U_{\text{СИН}}}{2\pi L^2} \quad (4.39)$$

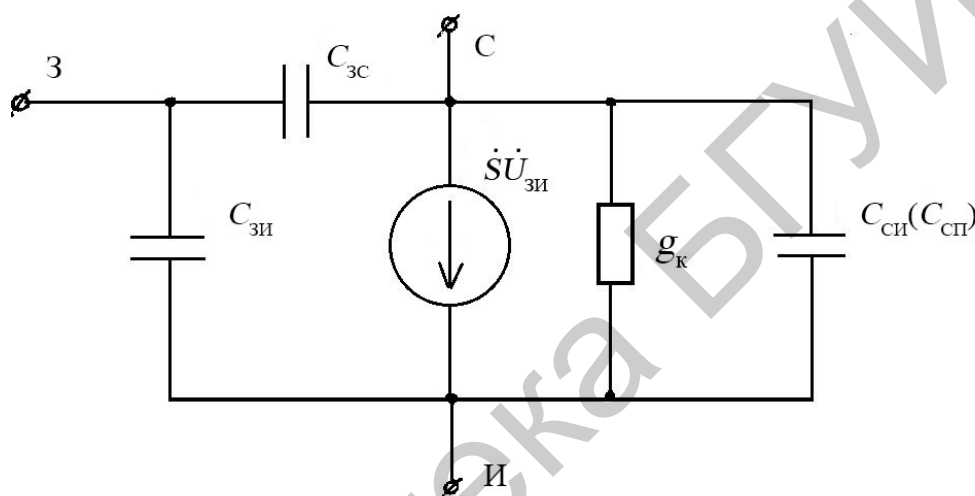


Рисунок 4.11 – Упрощенная физическая эквивалентная схема МОПТ

Из выражения (4.39) видно, что для повышения быстродействия транзистора необходимо в первую очередь увеличивать эффективную подвижность носителей в канале $\mu_{\text{эф}}$ и уменьшать длину канала L . Уменьшать величины порогового напряжения $U_{\text{пор}}$ для увеличения $f_T (U_{\text{СИН}} = U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{пор}})$ нужно осторожно, так как это может привести к снижению помехозащищенности прибора.

4.3 Эффекты короткого канала

4.3.1 Понятие «короткоканальности»

Идеальный МОПТ должен обеспечивать полный контроль заряда в канале зарядом на затворе. В значительной степени это определяется геометрической конфигурацией транзистора. В идеальной конфигурации должны быть выполнены следующие требования:

- каждый заряд на затворе индуцирует заряд в окисле;
- заряды в истоке и стоке не должны влиять на заряд в окисле.

Этим требованиям в реальном транзисторе мешают следующие факторы:

- разница работ выхода из металла затвора и полупроводника подложки и заряд поверхностных состояний на границе Si – SiO₂;

- часть силовых линий от затвора уходит в сторону и индуцирует дополнительный заряд на краях. Возникает также паразитная электростатическая связь между затвором и стоком, каналом и стоком.

Особенно существенны такие эффекты в короткоканальных транзисторах. Это часто называют «геометрическим фактором».

По мере уменьшения длины канала МОПТ свойства последнего начинают резко отличаться от свойств обычных длинноканальных приборов. Эти отклонения – так называемые короткоканальные эффекты – обусловлены существенно двумерным характером распределения электрических полей в активной области и сравнительно высокими абсолютными значениями напряженности полей.

На рисунке 4.12 показано схематическое сечение МОПТ, в котором ток течет между истоком (И) и стоком (С) в канале, направленном по оси y .

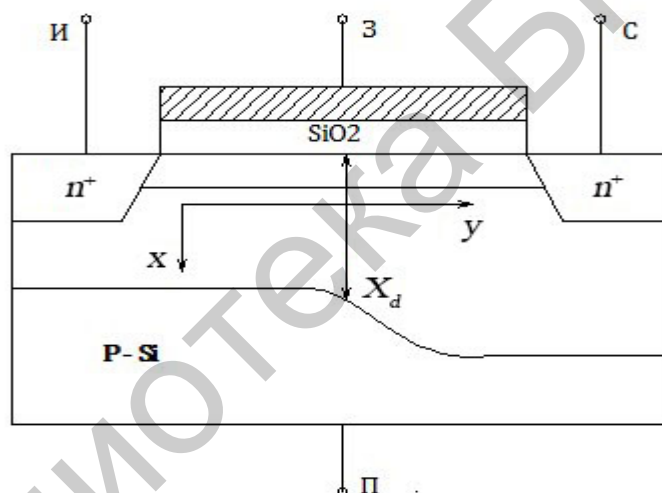


Рисунок 4.12 – Сечение МОПТ

Для анализа работы узкоканального транзистора, как правило, используют приближение плавного канала, которое состоит в том, что в каждой точке канала можно записать уравнение электронейтральности для канальных значений поверхностных концентраций канала под затвором, поверхностных (инверсных) и обедненных слоев:

$$N_3(y) = n_s(y) + N_a x_d(y). \quad (4.40)$$

Это приближение справедливо, когда величина электрического поля по направлению оси x $E_x \gg E_y$.

Отметим, что потенциал затвора не зависит от напряжения на стоке, как каналный потенциал канала U_k , и, соответственно, поверхностная плотность заряда отдельного слоя возрастает по мере увеличения y :

$$U_{зи} = \varphi_{МП} + \varphi_F + U_k(y) + \frac{q}{C_0} [n_s(y) + N_a N_d (2\varphi_F + U_k(y))] = \text{const}(y). \quad (4.41)$$

Это означает, что плотность носителей в канале $n_s(y)$ уменьшается по мере приближения к стоку.

Если при неизменной концентрации легирующей примеси в подложке сокращать длину канала прибора, в конце концов она станет величиной порядка толщины обедненных слоев p - n -переходов стока и истока. При этом распределение потенциала в канале будет равным образом определяться поперечным полем E_x , обусловленным напряжением 1мВ на затворе и подложке, и продольным полем E_y , инициированным напряжением смещения стока транзистора. Иными словами, распределение потенциала в таком короткоканальном приборе имеет двумерный характер, и для его описания уже нельзя использовать приближение плавного канала, которое предполагает, что $E_x \gg E_y$. Двумерный характер распределения потенциала существенно изменяет подпороговый участок характеристики прибора, обуславливает нежелательную зависимость порогового напряжения от длины канала и напряжений смещения на электродах, уменьшает выходное сопротивление, препятствуя отсечке канала.

При повышенных значениях электрических полей, характерных для короткоканальных приборов, становится важной полевая зависимость подвижности, которая в конечном итоге приводит к насыщению дрейфовой скорости. При еще больших полях в окрестности стокового перехода начинается ударная ионизация, становится существенной дополнительная проводимость по подложке и происходит так называемое «включение паразитного биполярного транзистора». Высокие электрические поля приводят также к разогреву носителей и соответствующей инжекции горячих носителей в окисел. Такая зарядка окисла обуславливает сдвиг порога, дрейф характеристик и ухудшение крутизны прибора.

Все перечисленные короткоканальные эффекты усложняют работу прибора и ухудшают его рабочие характеристики. Следовательно, при конструировании МОПТ следует стремиться к устранению или минимизации этих эффектов, чтобы «физически» короткоканальный прибор был электрически подобен длинноканальному. Таким образом, эффекты короткого канала обусловлены двумя основными причинами:

- близостью ОПЗ «сток – подложка» и «исток – подложка» (геометрический эффект короткого канала);
- умножением носителей в ОПЗ «сток – подложка» и зарядом окисла (эффект горячих электронов).

Одним из путей борьбы с короткоканальными эффектами является переход от планарных структур к объемным, что позволяет максимально окружить

активную область кремния затворами непланарной конфигурации (П-образные, Ω-образные затворы и т. п.).

Известно, что диффузионные токи на металлургической границе « n^+ -исток – p -подложка» в установившемся режиме нейтрализуются дрейфовыми токами, появляющимися при возникновении электрического поля в ОПЗ p - n -перехода «исток – подложка». В результате ослабления поля «исток – подложка» полем «сток – подложка» равновесие «диффузия – дрейф» нарушается в пользу «диффузии», и диффузионный подпороговый ток увеличивается.

Критерии, разграничивающие длинно- и короткоканальные приборы, можно определить, используя одно из двух характерных свойств обычного длинноканального МОПТ:

1) обратно пропорциональную зависимость тока стока от длины канала $I_C \sim 1/L$;

2) независимость подпорогового тока обычного прибора от напряжения стока при $U_C > 3kT/q$.

На рисунке 4.13 приведены зависимости I_C и $\Delta I_C/I_C$ от $1/L$, где I_C – ток стока транзисторов при напряжении на затворе I_3 равном пороговому напряжению $U_{пор}$, а $\Delta I_C/I_C$ – относительная разность токов при том же $U_3 = U_{пор}$ и двух различных напряжениях стока U_C . Началом короткоканального поведения будем считать момент, когда отклонение тока стока от длинноканальной зависимости $I_C \sim 1/L$ составляет 10 % или когда относительная разность $\Delta I_C/I_C$ равна 0,1.

Результаты большого количества измерений, выполненных в МОПТ, параметры которых варьировались в широких пределах (толщина подзатворного окисла d , концентрация примеси в подложке N_{II} , глубина залегания переходов r_i при напряжениях на стоке до 5 В), обобщаются довольно простым эмпирическим соотношением [3]

$$L_{\min} = 0,4 [r_j d (X_{dC} + X_{dII})]^{1/3} \approx 0,4(\gamma)^{1/3}, \quad (4.42)$$

где L_{\min} – минимальная длина канала, при которой подпороговый участок еще сохраняет длинноканальный характер, мкм;

R_i – глубина залегания переходов, мкм;

d – толщина слоя окисла (Å);

$(X_{dII} + X_{dC})$ – сумма толщин обедненных слоев стока и истока, вычисленная в приближении одномерного резкого p - n -перехода:

$$X_{dII} = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_{II}}}\varphi_k, \quad X_{dC} = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\varphi_k + U_{СИ})}{qN_{II}}} [\text{мкм}] (U_{СИ} = 0), \quad (4.43)$$

$$\gamma \equiv R_j d (X_{dC} + X_{dII})^2$$

где φ_k – контактная разность потенциалов «исток – подложка» и «сток – подложка»;

$U_{ПИ}$ – напряжение смещения на подложке.

При нулевом смещении стока ($U_{СИ} = 0$) толщина $X_{дИ}$ равна $X_{дС}$.

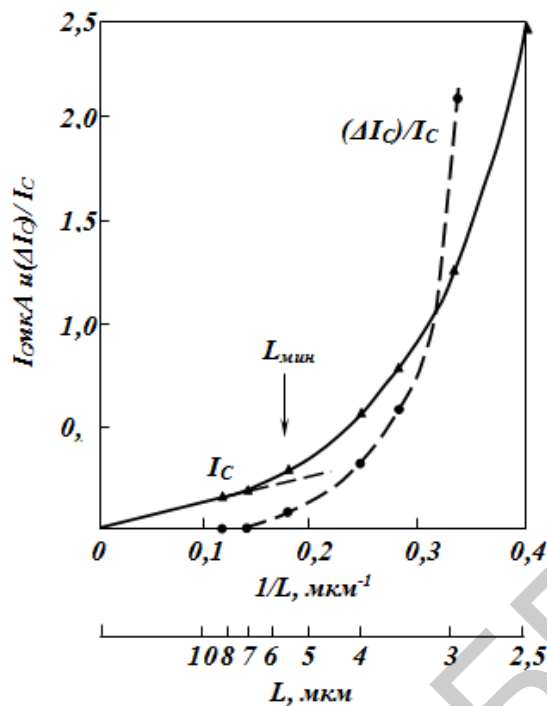


Рисунок 4.13 – Зависимость тока стока и отношения $\Delta I_c / I_c$ от величины $1/L$



Рисунок 4.14 – Зависимость минимальной длины канала L_{\min} от параметра γ

На рисунке 4.14 приведены для сравнения результаты соответствующих экспериментальных измерений (\bullet) и вычислений по эмпирическому соотношению. Здесь также приведены результаты двумерных машинных расчетов зависимости L_{\min} от γ (\circ), полученные на основе сформулированных выше критериев короткоканального поведения. Отметим, что в самых худших случаях экспериментальные и расчетные результаты отличаются от эмпирического соотношения не более чем на 20 %, а для основного числа точек наблюдается

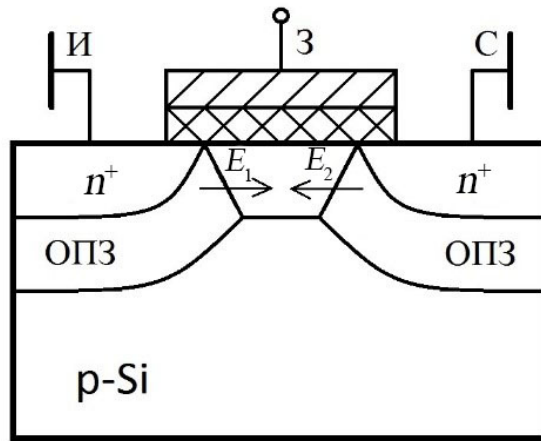
значительно лучшее соответствие. Следовательно, эмпирическую формулу можно использовать в качестве главного ориентира в практике миниатюризации МОПТ. Все МОПТ с параметрами, которым соответствует точка в заштрихованной области рисунка 4.14, по своим электрическим свойствам будут короткоканальными приборами. МОПТ с параметрами, попадающими в незаштрихованную область рисунка 4.13, в электрическом смысле являются длинноканальными. Так, например, свойства прибора с $L = 10$ мкм, у которого $\gamma = 10^5$ мкм³, будут короткоканальными, в то время как МОПТ с $L = 0,5$ мкм, но с $\gamma = 1$ мкм³ будет вести себя как длинноканальный прибор.

4.3.2 Увеличение подпорогового тока

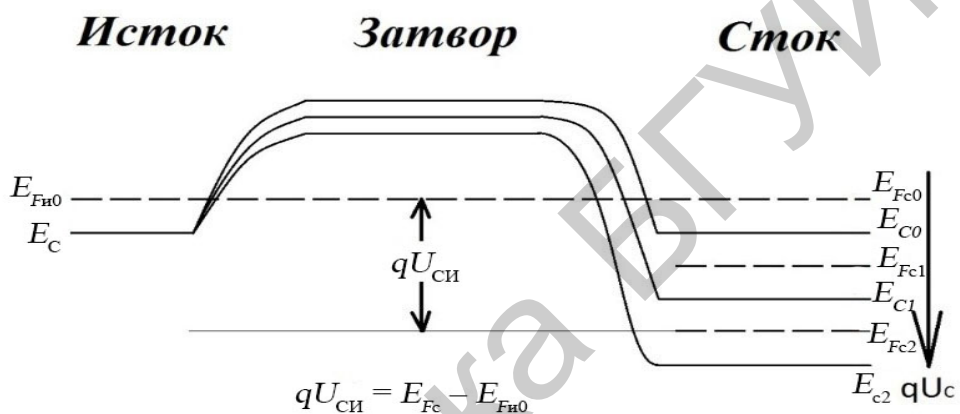
Увеличение подпорогового тока в короткоканальных МОПТ, а также зависимость его величины от напряжения на стоке U_C можно объяснить с помощью рисунка 4.15. Этот рисунок поясняет эффект понижения барьера, инициированное стоком (DIBL – Drain Induced Barrier Lowering).

Известно, что диффузия свободных носителей заряда в соседние области p - n -перехода при его образовании заканчивается, а величины ОПЗ и потенциального барьера окончательно устанавливаются при достижении равенства диффузионных и дрейфовых токов электронов и дырок $I_{ндиф} = I_{nE}$, $I_{рдиф} = I_{pE}$. Когда длина канала L становится соизмерима с величинами ОПЗ истока $X_{дИ}$ и стока $X_{дС}$ (короткоканальный МОПТ), электрическое диффузионное поле ОПЗ стока $E_{диф.С}$ (E_2 на рисунке 4.15, *а*), направленное навстречу электрическому диффузионному полю истока $E_{диф.И}$ (E_1 на рисунке 4.15, *а*), уменьшает величину поля истока. Равновесие диффузионных и дрейфовых токов в ОПЗ истока нарушается в пользу диффузионных, и подпороговый диффузионный ток увеличивается.

На рисунке 4.15, *б* представлена верхняя часть (энергетические уровни E_C и E_F) зонной диаграммы «исток – канал – сток». Так как мы рассматриваем подпороговый режим работы МОПТ, то поверхностный потенциал $\phi_F < \phi_S < 2\phi_F$, и, следовательно, анализируется энергетическая зонная диаграмма структуры $n^+ - n^- - n^+$, причем n^+ – вырожденный полупроводник. На рисунке 4.15, *б* энергетические уровни $E_{FИ0}$ и E_{FC0} – уровни Ферми при нулевых потенциалах истока и стока. При увеличении напряжения на стоке U_C энергетическая щель $E_{FC} - E_{FИ0} = qU_{СИ}$ увеличивается, и, как это видно из рисунка 4.15, *б*, потенциальный барьер «исток – канал» уменьшается, а ток увеличивается. Этим объясняется увеличение подпорогового тока при увеличении напряжения стока.



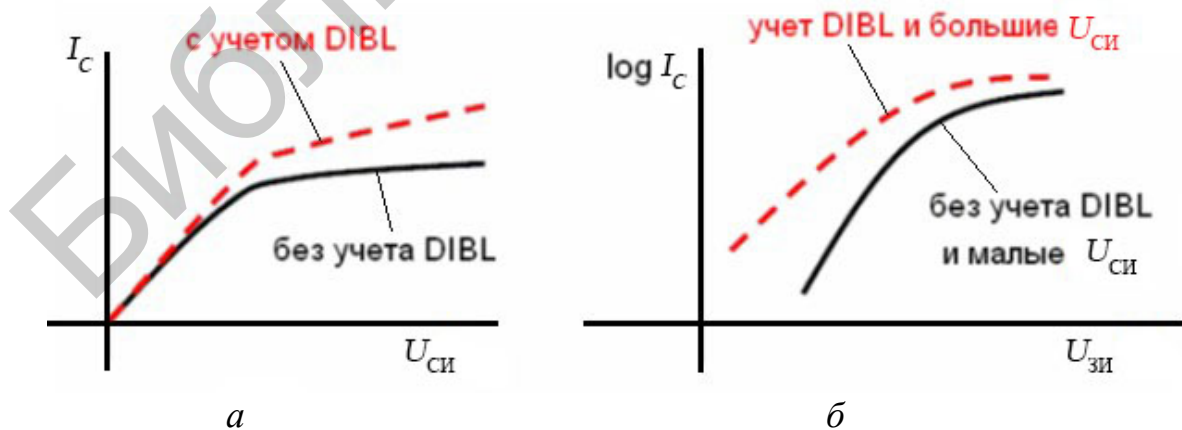
а



б

а – влияние диффузионного поля ОПЗ «сток – подложка» E_2 на величину диффузионного поля ОПЗ «исток – подложка»; б – понижение барьера «исток – канал» при увеличении напряжения на стоке (DIBL-эффект)

Рисунок 4.15 – Поведение подпорогового тока короткоканального МОПТ



а

б

Рисунок 4.16 – Влияние DIBL на выходные (а) и передаточные (б) характеристики МОПТ

4.3.3 Уменьшение порогового напряжения

В длинноканальных МОПТ пороговое напряжение $U_{\text{пор}}$ не зависит от длины канала, а определяется в основном толщиной подзатворного окисла $d_{\text{ок}}$ и концентрацией примеси в подложке N_n (N_a для n -канальных). Для коротких и узких каналов существенную роль начинают играть краевые эффекты. Часть силовых линий от затвора уходит на край и/или на другие электроды. В этом случае заряд в канале и, соответственно, пороговое напряжение становятся глобальной характеристикой всего транзистора $U_{\text{пор}} = f(d_{\text{ок}}, N_a, L, R_j)$, т. е. зависят также от длины канала L и от глубины залегания истока и стока R_j .

Условие электронейтральности приборов выражается в равенстве удельных зарядов затвора обедненного слоя, с одной стороны, и канала, с другой стороны (Кл/см²), т. е.

$$qN_z = qN_a X_d + qn_k. \quad (4.44)$$

Условие электронейтральности для короткоканальных приборов выражается в равенстве полных (интегральных) зарядов (Кл). При этом нужно учитывать, что часть заряда обедненного слоя $Q_{\text{о.с}}$ нейтрализуется зарядом ОПЗ истока и стока ($Q_{\text{и}} + Q_{\text{с}}$) ОПЗ:

$$Q_z = (Q_{\text{и}} + Q_{\text{с}}) \text{ОПЗ} + Q_{\text{о.с}} + Q_{\text{к}}. \quad (4.45)$$

Известно, что величину порогового напряжения можно записать как

$$U_{\text{пор}} = U_{\text{ПЗ}} + 2\phi_{\text{к}} + \frac{Q_{\text{о.с}}}{C_0 Z L}. \quad (4.46)$$

В короткоканальном транзисторе часть отрицательного заряда ОПЗ подложки компенсируется не только зарядом на затворе, но и положительным зарядом в стоке и истоке (рисунок 4.17, а), уменьшая тем самым заряд обедненного слоя, контролируемого затвором, т. е. величину $U_{\text{пор}}$.

В первом приближении величину $U_{\text{пор}}$ короткоканального прибора при учете только геометрического фактора можно оценить, используя простые геометрические соображения (см. рисунок 4.17, б). Считаем, что заряд обедненного слоя $Q_{\text{о.с.эф}}$ равен заряду ионизированных примесей в трапециевидальной области под затвором:

$$Q_{\text{о.с.эф}} = Q_{\text{о.с.уд}} Z \frac{L + L_1}{2}; \quad (4.47)$$

где $Q_{\text{о.с.уд}}$ – удельный заряд обедненного слоя;

Z – ширина канала;

L и L_1 – длины каналов по поверхности и объему соответственно (см. рисунок 4.17, б).

Отсюда приведенная длина канала становится равной

$$L_1 \cong L - 2 \left(\sqrt{(r_j + x_d)^2 + x_d^2} - r_j \right) = L \left[1 - 2 \frac{r_j}{L} \left(\sqrt{1 + \frac{2x_d}{r_j}} - 1 \right) \right]. \quad (4.48)$$

И в соответствии с (4.48) пороговое напряжение можно записать как

$$U_{\text{пор}} = U_{\text{ПЗ}} + 2\varphi_F + \frac{Q_{\text{о.с}}}{C_0 Z} \left[1 - 2 \frac{r_j}{L} \left(\sqrt{1 + \frac{2x_d}{r_j}} - 1 \right) \right], \quad (4.49)$$

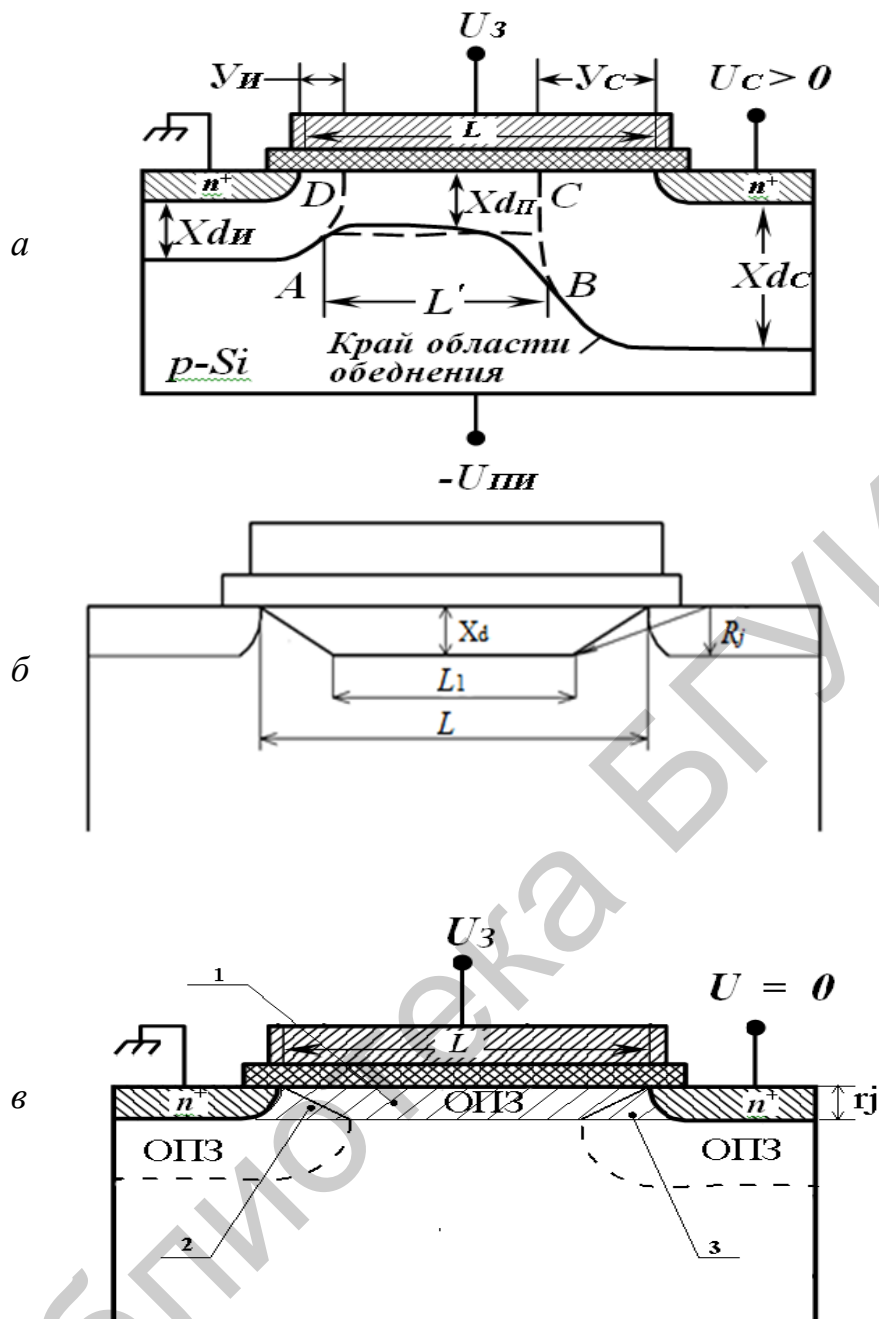
из чего следует, что величина порогового напряжения снижается с уменьшением длины канала.

С учетом влияния напряжения на стоке (см. рисунок 4.17, в) сдвиг «физически и электрически» короткоканального транзистора по отношению к длинноканальному можно записать как

$$\Delta U_{\text{пор}} = -\frac{qN_a X_d}{2C_j L} \left[\left(\sqrt{1 + \frac{2y_{\text{и}}}{r_j}} - 1 \right) + \left(\sqrt{1 + \frac{2y_{\text{с}}}{r_j}} - 1 \right) \right], \quad (4.50)$$

где $y_{\text{и}} \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qN_a}(\varphi_{\text{к}} - \varphi_{\text{с}})}$, $y_{\text{с}} \cong \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qN_a}(\varphi_{\text{к}} - \varphi_{\text{с}} + U_{\text{с}})}$.

Здесь $\varphi_{\text{с}}$ – поверхностный потенциал, а $X_d = \sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0(2\varphi_F + U_{\text{ПИ}})/qN_a}$.

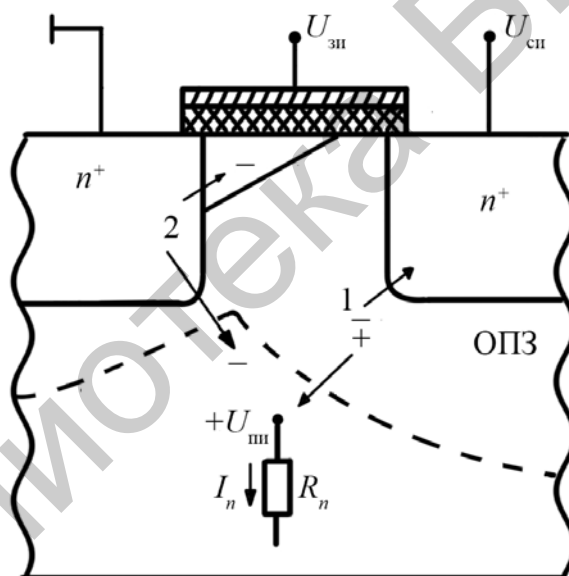


а – схематическое представление разделения активной области ОПЗ (заштриховано) на части 1, 2 и 3: 1 – обедненная затвором, 2 – обедненная истоком, 3 – обедненная стоком;
 б – схема, поясняющая процедуру приближенного решения для нахождения величины порогового напряжения; в – учет влияния напряжения стока

Рисунок 4.17 – Модель принципа электронейтральности при рассмотрении короткоканальных эффектов

4.3.4 Эффект «паразитного биполярного транзистора»

В длинноканальных транзисторах при лавинном пробое ОПЗ «сток – подложка» дырки, коллектируясь подложкой, приводят только к увеличению тока подложки I_{Π} , а в короткоканальных приборах они являются, кроме того, причиной уменьшения напряжения пробоя. Падение напряжения на сопротивлении подложки R_{Π} (рисунок 4.18) в силу того, что для изготовления МОП ИМС обычно используются подложки с относительно высоким удельным сопротивлением, и в силу весьма малых их размеров даже при незначительных токах подложки может стать причиной механизма «включения» паразитного биполярного n - p - n -транзистора («исток – подложка – сток»). Действительно, дрейфовая составляющая дырочного тока подложки может увеличить потенциал подложки относительно вблизи расположенного истокового перехода $U_{\Pi\Pi}$ (рисунок 4.18) настолько, что на истоке прибора создается режим прямого смещения. Если на p - n -переходе «подложка – исток» напряжение $U_{\Pi\Pi}$ достигнет 0,6 В, то может начаться инжекция электронов из истока в подложку (рисунок 4.18, процесс 2).



- 1 – процесс лавинного умножения носителей в обедненном слое около стока;
2 – процесс инжекции электронов из истока в канал и подложку

Рисунок 4.18 – Схема, поясняющая механизм включения паразитного биполярного транзистора

Развитие этого процесса приводит к электрическому пробое транзистора, начало которого определяется условием

$$\alpha_{\text{пр.п}} M = 1, \quad (4.51)$$

где $\alpha_{\text{пр.п}}$ – коэффициент передачи эмиттера паразитного биполярного транзистора;

M – коэффициент лавинного умножения.

Так как концентрация примеси в истоковой области на несколько порядков выше, чем в подложке, то коэффициент инжекции электронов близок к единице, поэтому

$$\alpha_{\text{пр.п}} M \approx 1 - \frac{W_{\text{Б}}^2}{2L_{\text{диф}}}, \quad (4.52)$$

где $W_{\text{Б}}$ – эффективная толщина базы, равная длине канала L ;

$L_{\text{диф}}$ – диффузионная длина свободных носителей в подложке.

Коэффициент лавинного умножения можно записать в виде

$$M = \left[1 - \left(\frac{U_{\text{КЭ0}}}{U_{\text{СП.пр}}} \right) \right]^{n-1}, \quad (4.53)$$

где $U_{\text{КЭ0}}$ – напряжение пробоя биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером и разомкнутой базой;

$U_{\text{СП.пр}}$ – напряжение пробоя перехода «сток – подложка», $n = 3 \dots 4$.

Из выражения (4.51) для результирующего напряжения пробоя короткоканального МОПТ следует, что

$$U_{\text{пр}} = U_{\text{КЭ0}} \approx \frac{U_{\text{СП.пр}}}{2^{1/n}} \left(\frac{W_{\text{Б}}}{L_{\text{диф}}} \right)^{2/n} = \frac{U_{\text{СП.пр}} L^{2/n}}{2^{1/n} L_{\text{диф}}^{1/n}}. \quad (4.54)$$

4.3.5 Сквозное обеднение канала

В короткоканальных приборах пробой, как правило, наступает при меньшей величине напряжения, чем та, которая рассчитана по формуле (4.54). Это связано с одним из механизмов пробоя – сквозным обеднением (смыканием истокового и стокового переходов). Сквозное обеднение происходит при таком взаимодействии обедненных областей истока и стока, которое снижает потенциальный барьер между ними, препятствующий протеканию электронного тока.

Известно, что когда напряжение на стоке достигает насыщения $U_{\text{СИ.н}}$, ширина обедненного слоя x_{dc} не остается постоянной, а зависит от приложенного к нему напряжения ($U_{\text{СИ}} - U_{\text{СИ.нас}}$):

$$X_{dc} = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(U_{\text{СИ}} - U_{\text{СИ.нас}})}{qN_n} \right]^{1/2}. \quad (4.55)$$

Когда величина напряжения на стоке $U_{\text{СИ}}$ станет равной напряжению пробоя, вызывающему сквозное обеднение $U_{\text{пр.о}}$, то длина канала $L = X_{dc}$, следовательно,

$$U_{\text{пр.о}} - U_{\text{СИ.нас}} = \frac{L^2 q N_n}{2\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (4.56)$$

При малых величинах L и N_n напряжение пробоя $U_{\text{пр.о}}$, вызывающее сквозное обеднение, намного меньше, чем напряжение лавинного пробоя $U_{\text{пр.лав}}$.

4.3.6 Заряд окисла

В n -короткоканальных транзисторах около стока в сильном продольном электрическом поле часть электронов может набирать достаточно большую энергию («горячие электроны»), которые будут интенсивно участвовать в лавинном пробое.

Существенным эффектом для работы короткоканальных приборов, который возникает при больших полях, является зарядка окисла. Оказывается, что при высоких продольных электрических полях часть электронов, двигаясь в канале, разогревается до энергии, достаточной для преодоления энергетического барьера на границе Si – SiO₂ (более 3 эВ), и инжектируется в окисел. Горячие электроны могут инжектироваться в окисел также из электронно-дырочной плазмы лавинного пробоя в области отсечки канала у границы со стоком. Кроме того, в SiO₂ могут инжектироваться электроны, термически генерированные в объеме подложки и разогретые большим поперечным электрическим полем на пути к границе раздела. Отметим, что при инжекции горячих электронов, во-первых, пороговое напряжение при зарядке окисла становится более положительным, и, во-вторых, снижается крутизна МОПТ (меньший наклон I - V -зависимости) вследствие уменьшения подвижности в канале. Кроме того, возрастают подпороговые токи прибора вследствие увеличения плотности поверхностных состояний.

Уменьшение электрического поля в канале в районе стока увеличивает надежность прибора. Для этой цели используются слаболегированные стоки (LDD – *lightly doped drain*). Целью использования слабого легирования стока является уменьшение пика электрического поля в районе стока.

Электрическое поле канала практически не проникает в сильнолегированную область стока ($> 10^{20}$ см⁻³) и резко спадает на очень малых длинах экранирования (~ 1 нм). Если в районе стока внедрить небольшую слаболегированную область ($\sim 2 \cdot 10^{19}$ см⁻³), то поле начнет спадать не так резко, увеличивая эффективную длину канала и, соответственно, уменьшая свои пиковые значения в конце канала (рисунок 4.19).

Кроме того, слаболегированные области истока и стока ослабляют геометрический эффект короткого канала. Расчеты показывают, что оптимальной структурой с точки зрения минимизации электрических полей является расположение LDD-областей под затвором. Недостатком использования LDD является некоторое увеличение последовательного сопротивления стока и истока.

Для замедления деградации и увеличения тем самым срока службы прибора приходится также ограничивать напряжение питания прибора.

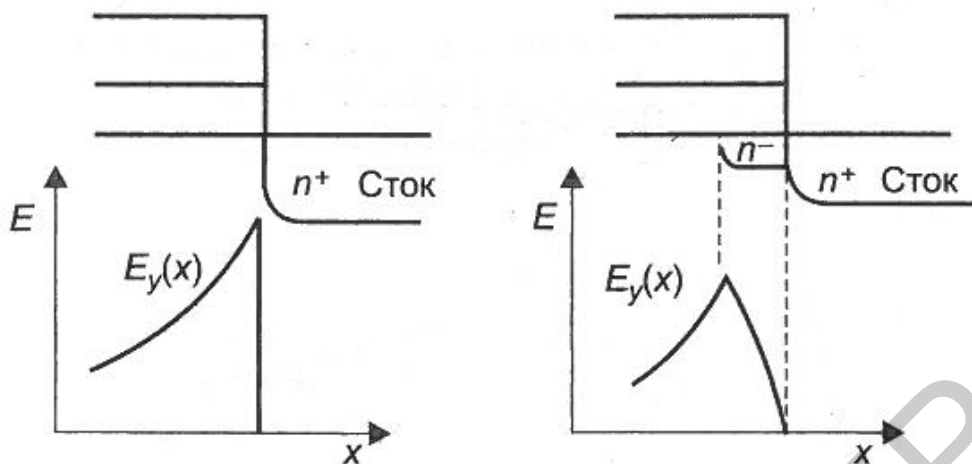
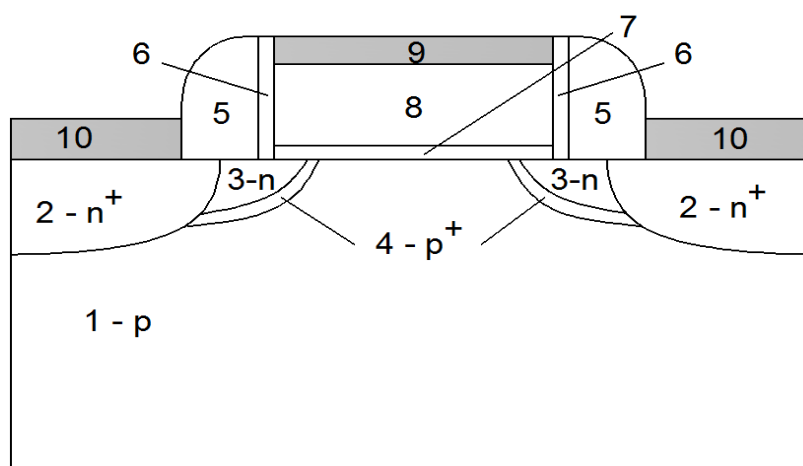


Рисунок 4.19 – Схема распределения электрического поля вдоль канала, иллюстрирующая уменьшение пикового значения электрического поля в слаболегированном стоке

4.4 Оптимизация структуры истоков и стоков

Минимизация геометрических эффектов предполагает уменьшение глубины залегания p - n -переходов. Однако малая глубина p - n -перехода стока R_j приводит к нежелательному увеличению сопротивления стока-истока $R_{ис} \sim 1/R_j$. При длине канала 0,1 мкм сопротивление сток-истока уменьшает ток в канале $I_{сн}$ на $\sim 10...20\%$. Считается, что допустимые значения паразитных сопротивлений истоковой и стоковой областей определяются условием $R_{И} + R_{С} < 0,2R_{К}$, где $R_{К}$ – сопротивление канала открытого транзистора. Сопротивление контактов растет с уменьшением глубины p - n -переходов стока и истока; проблема контактов усугубляется с миниатюризацией приборов. В современных технологиях в качестве материала контактов используются силициды металлов с более высокой проводимостью по сравнению с сильнолегированным кремнием.

Оптимизирующее техническое решение, как уже упоминалось в пункте 4.36, состоит в использовании тонких и коротких слаболегированных пристроек (LDD-области) (рисунок 4.20). Необходимо подчеркнуть, что эти области слаболегированы ($10^{18}...10^{19} \text{ см}^{-3}$) только по сравнению с n^+ -областями стоков и истоков ($5 \cdot 10^{19}...10^{20} \text{ см}^{-3}$).



1 – p -подложка, 2 – толстые контактные n^+ -области стока и истока; 3 – LDD-области; 4 – p^+ -галло-области, 5 – толстые спейсеры; 6 – тонкие спейсеры; 7 – подзатворный диэлектрик; 8 – затвор (поликремний); 9 – металлическое покрытие затвора; 10 – металлические электроды истока и стока.

Рисунок 4.20 – Структура современного n -канального МОПТ

Толщина LDD-областей составляет в современных транзисторах несколько десятков нанометров и имеет ограничение снизу. Например, уменьшение глубины p - n -переходов до 10 нм приводит к увеличению удельного поверхностного сопротивления стоков и истоков до 10 кОм/квadrat. К сожалению, слаболегированные n -области вблизи канала уменьшают пороговое напряжение транзистора, что особенно заметно для очень малых длин канала. Для компенсации этого эффекта используется дополнительное легирование, с помощью которого создается тонкий p^+ -слой в виде «ореола» («halo»), окружающего LDD-области (см. рисунок 4.20). Ореольное легирование снижает DIBL-эффект, уменьшает подпороговые утечки и вероятность смыкания обедненных областей истока и стока.

Технологическим вариантом компенсации уменьшения порогового напряжения является легирование в «кармашек» («pocket»), которое отличается от «ореола» только тем, что охватывает не всю LDD-область, а только ее часть, примыкающую к истоку (стоку).

4.5 Особенности масштабирования МОП-транзистора

Прогресс в развитии электронных микросхем характеризуется эмпирическим законом Гордона Мура (Gordon Moore). Обеспечение выполнения этой закономерности определяется развитием знаний в области физики полупроводников и материалов, а также принципов построения МДП-транзисторов с все более меньшими (масштабированными) геометрическими (топологическими) параметрами.

Традиционная структура МОПТ обеспечила снижение длины затвора от 10 мкм в 1970-х годах до 0,030 мкм в настоящее время путем простого масштабирования, т. е. уменьшением длины затвора, толщины диэлектрика и глубины залегания *p-n*-переходов. Однако переход проектных норм через границу 130 нм (область наноразмерных элементов) в рамках традиционной конструкции наталкивается на физические ограничения. Таким образом, нано-МОПТ должны иметь иную структуру и использовать новые материалы.

Принцип масштабирования состоит в том, что если сохранять постоянное значение напряженности электрического поля при уменьшении размеров МОПТ, то параметры ИС улучшаются. Это значит, что если, например, сократить длину затвора в *n* раз и одновременно во столько же раз понизить рабочее напряжение (значение напряженности при этом не изменится), время задержки логического элемента также уменьшится в *n* раз. Отсюда и жесткая зависимость размеров элементов интегральных микросхем от их производительности. Однако при переходе к наноразмерным элементам закон масштабирования не соблюдается из-за возникающих специфических проблем, свойственных наноэлектронике.

Основными проблемами нано-МОПТ являются туннелирование через затвор, инжекция горячих носителей в окисел, сквозное обеднение канала, утечки в подпороговой области, уменьшение подвижности носителей в канале, увеличение последовательного сопротивления между истоком и стоком, необходимость обеспечения запаса между пороговым напряжением и напряжением питания. Транзистор должен иметь слабую зависимость порогового напряжения от напряжения на стоке, от длины и ширины канала, а также большую передаточную проводимость, большое выходное сопротивление, малое сопротивление областей истока и стока и большую нагрузочную способность. Емкости затвора и *p-n*-переходов должны быть минимальны. Разброс параметров техпроцесса, который растет с уменьшением размеров транзистора, не должен снижать процент выхода годных кристаллов.

Таблица 4.1 – Масштабирование параметров МОПТ согласно NTRS

<i>Параметр</i>	<i>Значение</i>				
Проектные нормы, нм	250	180	130	100	70
Толщина окисла, нм	4–5	3–4	2–3	1,5–2	< 1,5
Глубина <i>p-n</i> -переходов, нм	50–100	36–72	26–52	20–40	15–30
Напряжение питания, В	1,8–2,5	1,5–1,8	1,2–1,5	0,9–1,2	0,6–0,9
Ток утечки, нА/мкм	1	1	3	3	10
Нагрузочная способность, мА/мкм	600/280	600/280	600/280	600/280	600/280
Мощность/кристалл, Вт	70	93	121	120	114

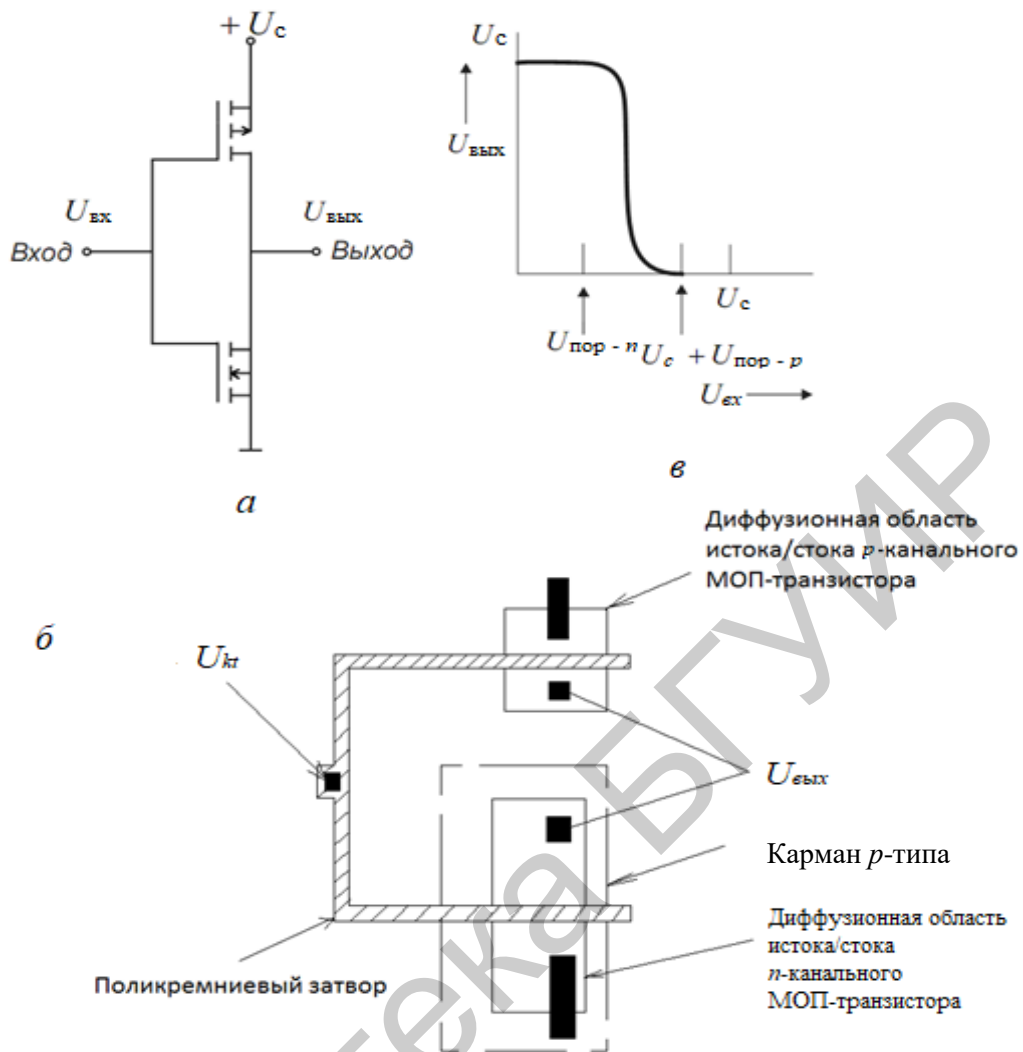
РАЗДЕЛ 5 КОМПЛЕМЕНТАРНАЯ МОП ИМС

5.1 Общие сведения

Уже на ранних стадиях разработки МОП ИМС стало ясно, что в цифровых схемах, выполненных на p - и n -канальных МОП-транзисторах, включенных последовательно, можно получить очень малую «статическую» рассеиваемую мощность (мощность в установившемся режиме). Такие схемы называются комплементарными МОП-схемами, или КМОП-схемами. Чтобы понять, почему в КМОП-схемах рассеиваемая мощность очень мала, рассмотрим основной функциональный блок цифровых схем – инвертор. *Инвертор* представляет собой схему, выходной (двоичный) сигнал которой есть инверсия его входного сигнала. Соединяя инверторы надлежащим образом, можно строить логические схемы произвольной сложности. Поэтому мощность, потребляемая отдельной инверторной схемой, есть основной показатель общей мощности, которая требуется для работы цифровой системы.

Электрическая схема и топология базового КМОП инвертора показаны на рисунке 5.1, *а, б*, а передаточная характеристика по напряжению – на рисунке 5.1, *в*. Последняя представляет собой график зависимости выходного напряжения инверторной схемы от ее входного напряжения. В таком инверторе МОП-транзисторы соединены последовательно (сток p -канального транзистора соединен со стоком n -канального), а их затворы соединены друг с другом. Чтобы объяснить работу этого инвертора, допустим, что его входное напряжение ниже порогового напряжения n -канального транзистора и вместе с тем имеет большую отрицательную величину относительно подложки p -канального МОПТ, достаточную для его включения.

В таком режиме p -канальный МОПТ образует проводящую цепь между выходом инвертора и источником питания U_C , а n -канальный транзистор выключен. Так как выходной электрод инвертора обычно соединен со входами других инверторных схем, которые не потребляют статического тока, его выходное напряжение (напряжение на стоке p -канального МОПТ) находится в своем «высоком» состоянии (равно $U_{ВХ}$). Если теперь входное напряжение увеличивается, то p -канальный МОП-транзистор выключается, а когда входное напряжение становится больше порогового напряжения n -канального прибора, его канал включается, и выходное напряжение инвертора уменьшается до нулевого значения.



а – схема КМОП-инвертора; *б* – передаточная характеристика по напряжению для КМОП-инвертора; *в* – топология КМОП-инвертора с карманом *p*-типа
 Рисунок 5.1 – Комплементарная МОП ИМС

Поэтому в статическом режиме работы тот или другой МОПТ-инвертор всегда выключен, и между источником питания и землей нет цепи для протекания постоянного тока (за исключением лишь токов утечки переходов). По этой причине почти вся мощность, рассеиваемая КМОП-схемами, – это мощность, рассеиваемая при переключательных процессах. Малое потребление мощности в статическом режиме – одно из существенных преимуществ КМОП-схем перед цифровыми МОП ИМС других типов. Другие их преимущества – крутая и четко определенная передаточная характеристика КМОП-инверторов по напряжению (рисунок 5.1, *в*), что облегчает построение цифровых схем и устройств, и высокая помехоустойчивость благодаря малому сопротивлению между выходом логического сигнала и шиной питания или земли. Эти преимущества КМОП-схем были известны и понятны задолго до того, как удалось успешно решить значительно более сложные технологические проблемы производства КМОП ИМС.

5.2 Особенности проектирования КМОП-схем с технологической нормой более 0,25 мкм

Главный принцип КМОП-технологии состоит в том, чтобы выполнить на одном кристалле как n -, так и p -канальные МОП-транзисторы, поэтому на поверхности пластины требуется иметь области как p -, так и n -типа. Если ИС изготавливается на подложке n -типа и ее p -канальные транзисторы изготавливаются непосредственно в подложке, то для изготовления n -канальных МОП-транзисторов в местах их расположения необходимо сформировать диффузионные области p -типа (сделать так называемые карманы p -типа). КМОП ИМС можно также делать на пластинах p -типа, формируя в них карманы n -типа. Сечение пары КМОП-транзисторов на подложке с карманами n -типа показано на рисунке 5.2.

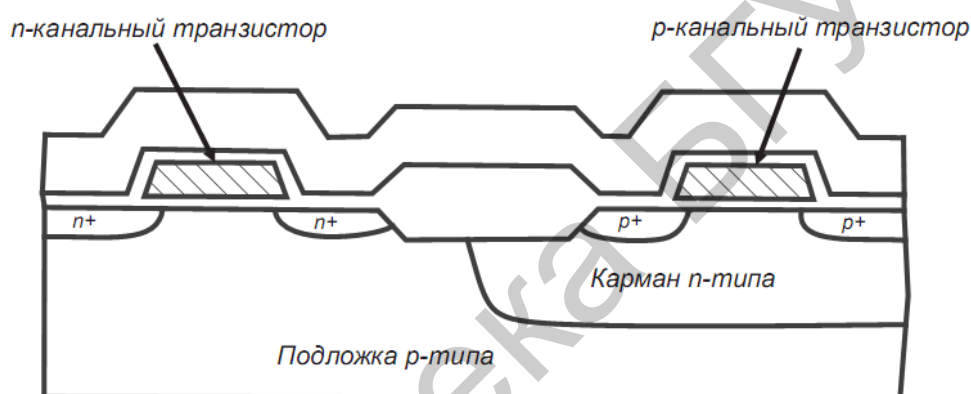


Рисунок 5.2 – Сечение запоминающего КМОП-элемента с карманом n -типа

Оба конструктивных варианта КМОП-схем с карманами n - и p -типа имеют свои достоинства и недостатки, поэтому ни один из них пока не проявил однозначного преимущества при производстве КМОП-схем. Например, при проектировании следует учитывать, что изготавливаемый в кармане транзистор делается в компенсированном кремнии, в котором из-за более высокой полной примесной концентрации падение подвижности носителей оказывается больше, чем в приборах, изготовленных непосредственно в подложке.

Желательно, чтобы выходные управляющие токи n -канальных и p -канальных МОП-транзисторов были примерно равны, поэтому с данной точки зрения предпочтительнее структура с карманами p -типа, так как подвижность электронов выше подвижности дырок. Однако это различие в подвижности можно скомпенсировать, изменив ширину канала транзистора, так как из других соображений более предпочтительной может оказаться структура с карманами n -типа. Особенно это важно, если значительная часть логических схем (для адресации, чтения и записи), располагаемых на периферии КМОП ИМС памяти, строится на n -канальных транзисторах, именно по этим соображениям,

например, выбраны карманы n -типа для КМОП-структуры, показанной на рисунке 5.2.

Чтобы обеспечить оптимальные характеристики КМОП-схем, пороговые напряжения МОП-транзисторов обоих типов проводимости должны быть антисимметричны (т. е. $U_{Tp} = -U_{Tn}$). Применение ионного легирования для подгонки пороговых напряжений позволило решить эту задачу на практике. Дальнейшие замечания относительно КМОП-технологии будут приведены после обсуждения некоторых соображений по проектированию приборов и схем при создании КМОП ИМС.

В любой КМОП-технологии по крайней мере один тип МОП-транзисторов делается в карманах, поэтому две области объемного заряда: одна связана с переходами «исток – карман» и «сток – карман», другая – с переходами «карман – подложка», – могут смыкаться друг с другом и вызывать сквозное обеднение по вертикали. В качестве конкретного примера рассмотрим КМОП-технологии с карманами n -типа, для которой исток p -канального МОПТ и карман электрически соединены с положительным полюсом источника питания. Подложка ИС находится при потенциале земли, поэтому в области кармана эти две обедненные области распространяются навстречу друг другу. Падение потенциала на переходе «исток – карман» равно всего лишь контактной разности потенциалов перехода Φ_k , тогда как на переход «карман – подложка» дополнительно действует напряжение смещения U_C . Чтобы избежать отбора больших токов из истоковой области, соответствующая нейтральная область (а следовательно, и глубина кармана n -типа) должна быть достаточных размеров, исключающих сквозное обеднение между истоком и подложкой. Однако эта глубина не должна быть и слишком большой, так как горизонтальная диффузия примеси n -типа на стадии разгонки примеси вызывает непроизводительное расходование ценной площади схемного кристалла ИС. Концентрацию примеси n -типа в кармане можно увеличить, тем самым уменьшив ширину обедненных областей и избежав сквозного обеднения, однако это приведет к уменьшению подвижности носителей в канале и увеличению паразитной емкости стока. Следствием станет снижение быстродействия при переключении схемы. Для оптимального проектирования конструкции и технологии изготовления КМОП-схемы необходимо тщательно подобрать и сбалансировать все эти факторы.

5.3 Защелкивание КМОП-структур

Серьезная проблема проектирования КМОП-схем заключается в том, чтобы избежать состояния, называемого *защелкиванием*, когда в результате регенеративного срабатывания биполярных транзисторных структур между источником питания и землей схемы образуется фиксированная низкоомная проводящая цепь. Особенно важно избегать защелкивания в КМОП-структурах с малыми геометрическими размерами элементов, предназначенных для создания СБИС с высокой плотностью упаковки.

Чтобы объяснить суть явления защелкивания, рассмотрим КМОП-структуру с карманами p -типа (рисунок 5.3). На сечения отдельных МОП-транзисторов этой структуры, показанные на рисунке 5.3, наложены схемные изображения нежелательных, или паразитных, биполярных n - p - n - и p - n - p -транзисторов. Эти транзисторы соединены друг с другом по перекрестной схеме, так что у них получается общий коллекторный переход. Из результирующей эквивалентной схемы биполярной структуры на рисунке 5.3 видно, что в активном режиме смещения коллектор p - n - p -транзистора питает своим током базу n - p - n -транзистора, а коллектор n - p - n -транзистор – базу p - n - p -транзистора. Если эти биполярные транзисторы обладают хотя бы умеренными коэффициентами усиления по току, то в такой схеме включения оба они легко могут попасть в режим насыщения.

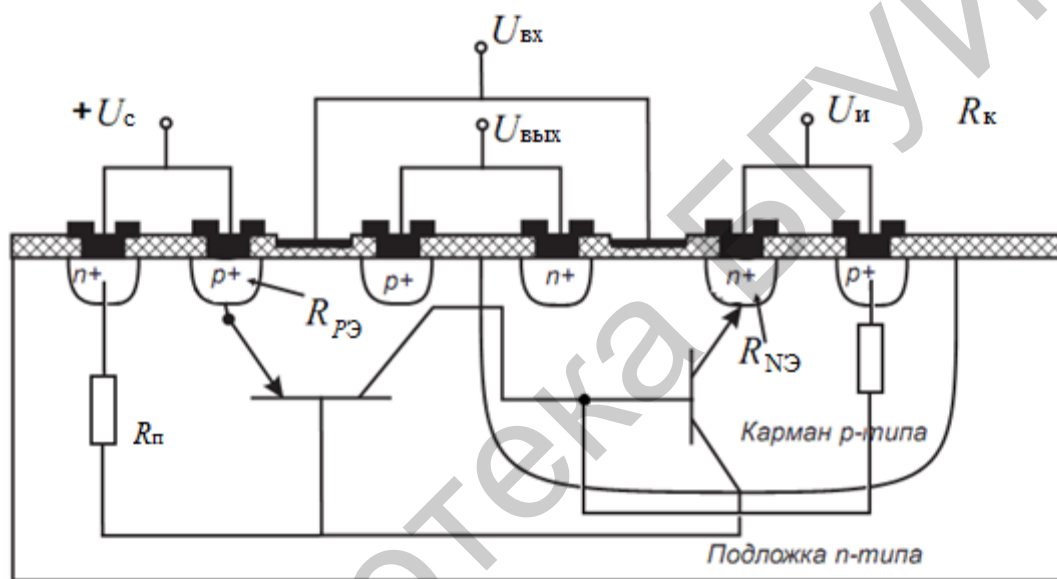


Рисунок 5.3 – Сечение КМОП-инвертора с карманом p -типа

Паразитные биполярные p - n - p - и n - p - n -транзисторы показаны на рисунке 5.4 вместе с соответствующими им подложечным резистором $R_{п}$ и резистором кармана $R_{к}$.

В нормальных режимах работы КМОП-схем эмиттерные переходы обоих биполярных транзисторов смещены в обратном направлении, так что защелкивание КМОП-структур при этом невозможно. Для удачно спроектированной схемы может оказаться, что защелкивание невозможно ни в одном из возможных режимов ее работы. Чтобы понять, как в схеме может произойти защелкивание, обратимся к рисунку 5.4, где воспроизведена пара биполярных транзисторов с перекрестными связями, а параллельно их коллекторным переходам подключены еще два схемных элемента – конденсатор («карман – подложка») $C_{кп}$ и источник тока I_0 . Емкость конденсатора $C_{кп}$ значительно больше емкостей типовых коллекторных переходов транзисторов, так как этот конденсатор

соответствует емкости перехода большой площади между карманом p -типа и подложкой ИС. В обычном режиме источник тока I_0 моделирует только утечку перехода, поэтому его ток очень мал. Однако существует несколько механизмов, способных значительно увеличить ток I_0 .

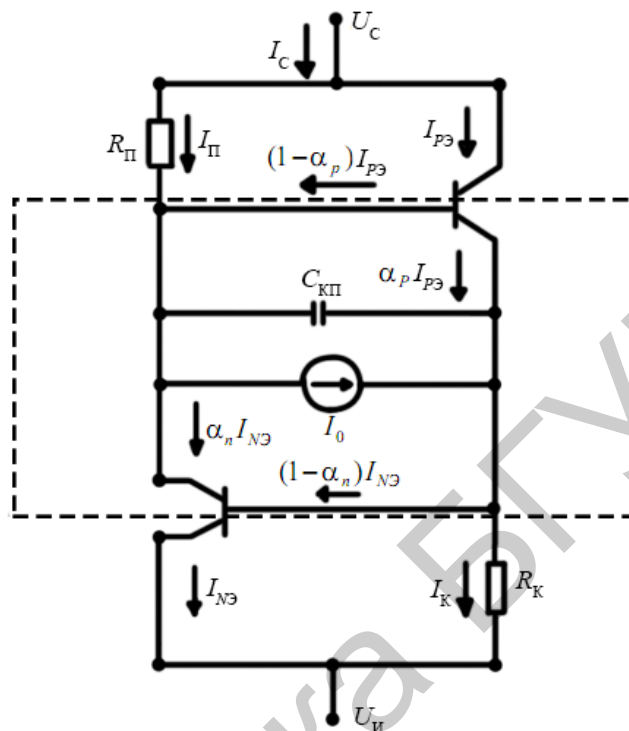


Рисунок 5.4 – Эквивалентная схема, моделирующая эффект защелкивания в КМОП-структуре

В число возможных источников дополнительного тока через $C_{КП} I_0$ входят:

- облучение областей рентгеновским или гамма-излучением (энергия α -излучения недостаточна для включения тиристора)

- инжекция неосновных носителей. Если в процессе работы БИС через эквивалентные сопротивления R_{Π} и R_K протекает значительный ток, приводящий к вхождению одного из биполярных транзисторов тиристорной пары в режим насыщения, то какой-нибудь из эмиттеров начинает инжектировать носители, и тиристор включается. Аналогичный результат может иметь место и при включении питания U_C (в случае высокой скорости нарастания напряжения) из-за влияния тока заряда емкости C_H , а также при пиковых увеличениях («бросках») напряжения U_C .

Инжекция из стоковых областей (управляющих электродов транзистора) в базовые области биполярных транзисторов возможна при кратковременных пиковых превышениях выходного напряжения КМОП-схемы на 0,7 В больше напряжения U_C или на 0,7 В ниже $U_{и}$. Подобные броски выходных напряжений могут быть обусловлены как внешними импульсными помехами, так и па-

разитным влиянием емкости «сток – затвор» МОП-транзисторов быстродействующих базовых КМОП-схем.

Любой из этих источников тока может привести к включению одного или обоих биполярных транзисторов. Следовательно, защелкивание будет происходить, если пара биполярных транзисторов с перекрестными связями имеет достаточно высокое усиление, а источник питания U_c может отдавать достаточно большой ток.

В настоящее время для создания карманов МОПТ разного типа проводимости используют фосфор и бор, с помощью которых формируют карманы на эпитаксиальной n^- -пленке (рисунок 5.5), стенки которых окисляют, а внутренность заполняют поликремнием. Эта технология стала доминирующей в транзисторах, выполненных по 0,25-микронной технологии, и пришла на смену изоляции локальным окислением кремния (LOCOS). Это позволило минимизировать перекомпенсацию примеси в кармане и практически устранить эффект защелкивания.

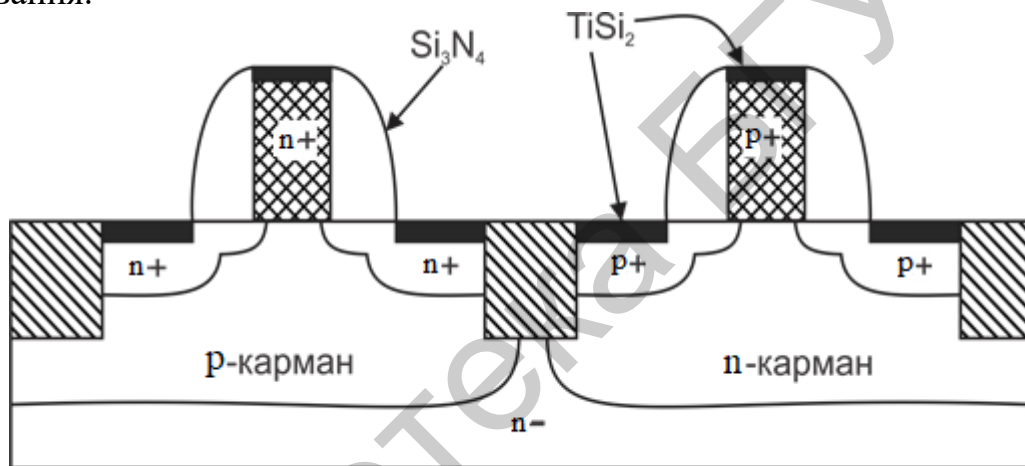


Рисунок 5.5 – Комплементарная пара транзисторов, использованная в 0,25-микронном технологическом процессе

5.4 Потеря мощности в КМОП ИМС

Фундаментальной проблемой при увеличении степени интеграции в КМОП ИМС является проблема тепловыделения. Рассеиваемую мощность КМОП-схем можно разделить на два вида – динамическую и статическую. Классификация источников рассеиваемой мощности представлена на рисунке 5.6.

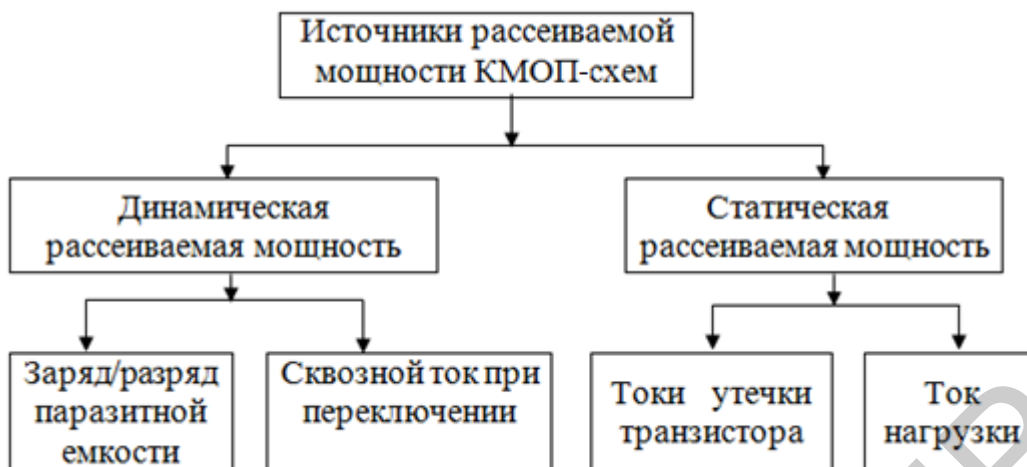


Рисунок 5.6 – Источники рассеиваемой мощности КМОП-схем

По мере уменьшения проектно-технологической нормы изготовления КМОП-схем соотношения между этими мощностями в общем объеме рассеиваемой мощности меняется (рисунок 5.7). Рассмотрим эти источники более подробно.

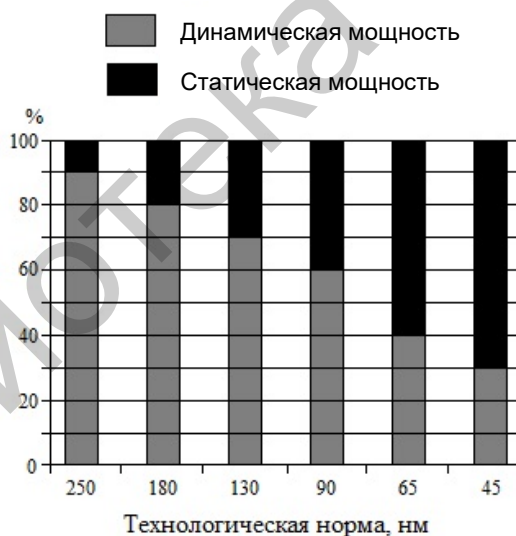


Рисунок 5.7 – Соотношение типов мощностей, рассеиваемых в КМОП-схемах

5.4.1 Статическая рассеиваемая мощность

Статическая мощность в КМОП БИС рассеивается, когда логический элемент находится в некотором фиксированном состоянии («0» или «1»), и ее величина определяется значением токов утечек канала МОП-транзистора, обратных токов $p-n$ -переходов и нагрузочными токами.

К статическому энергопотреблению относятся:

- подпороговые токи утечки из истока в сток за счет надбарьерного активационного переноса носителей между стоком и истоком;

- туннельные токи утечки через ультратонкий (~ 1 нм) подзатворный окисел;
 - межзонные туннельные токи утечки через p - n -переход стока в подложку.
- Наиболее важными механизмами токов утечек в современных транзисторах являются:
- ток обратносмещенного p - n -перехода стока I_1 ;
 - подпороговый ток I_2 ;
 - туннельный ток из затвора I_3 ;
 - ток затвора из-за инжекции горячих носителей I_4 ;
 - ток утечки стока, индуцированный затвором I_5 .

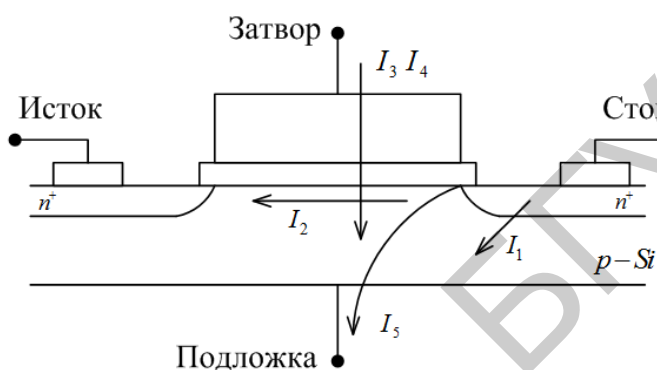


Рисунок 5.8 – Механизмы токов утечки в современных МОП-транзисторах объемной технологии

Токи I_2 , I_5 – утечки, существенные только в закрытом состоянии, I_1 и I_3 – играют важную роль и в закрытом, и в открытом состояниях. Ток I_4 может присутствовать в закрытом состоянии, но наиболее характерен для открытого состояния.

Роль различных механизмов утечки менялась по мере развития технологии. В технологиях с длиной канала 1 мкм преобладали токи обратносмещенного p - n -перехода, для длин канала $\sim 0,5$ мкм – подпороговые токи между стоком и истоком. Для технологий с технологической нормой менее 100 нм преобладает туннельный ток через тонкий подзатворный окисел.

Прямое туннелирование через прямоугольный барьер подзатворного окисла n -МОПТ соответствует переходу электронов из зоны проводимости (или из валентной зоны) кремния непосредственно в затвор. Этот ток существенен только для малых толщин подзатворных окислов (< 3 – 4 нм), типичных для современных приборов. При такой толщине барьера туннельный ток заметен даже при малых электрических полях в окисле и малых смещениях на затворе.

При сильных электрических полях в окисле трапециевидный потенциальный барьер вырождается в треугольный, что приводит к увеличению вероятности туннелирования из зоны проводимости кремния непосредственно в зону проводимости SiO_2 .

Такое происходит при электрических полях, больших некоторого критического поля $E_{\text{ок.кр}}$, при которых падение потенциала в окисле $U_{\text{ок}}$ превосходит высоту барьера $q\phi_{\text{Б}}$ между зоной проводимости Si и SiO₂.

Измеряемый ток Фаулера – Нордгейма невелик даже при очень больших полях ($\sim 5 \cdot 10^{-7}$ А/см² при поле 8 МВ/см). Поэтому в нормальном режиме работы транзисторов им можно всегда пренебрегать.

Если обе стороны p - n -перехода «сток – подложка» достаточно сильно легированы, то при обратном смещении перехода создаются условия для прямого туннелирования между валентной зоной стока и зоной проводимости p -подложки (см. рисунок 5.8, ток I_1). Выражение для плотности туннельного тока «зона – зона» имеет тот же вид, что и для тока туннельного пробоя p - n -перехода. Туннельный ток утечки через обратносмещенный p - n -переход стока ставит верхний предел легирования подложки $\sim 10^{18}$ см⁻³.

Подпороговый ток утечки обусловлен термоактивационным переброном носителей из истока в сток (см. рисунок 5.8, ток I_2).

Подпороговый ток утечки определяется как подпороговый ток транзистора при нулевом затворном напряжении. Выбор порогового напряжения обусловлен компромиссом между потреблением мощности и быстродействием. Для быстродействующих схем, где необходимо использование максимальных рабочих токов, порог выбирается на уровне 15–20 % U_c . Для маломощных схем, где важно минимизировать ток в закрытом состоянии, пороговое напряжение выбирается на уровне 40–50 % U_c .

Эффективная туннельная проницаемость подзатворного окисла сильно зависит от величины электрического поля в окисле. Наибольшее электрическое поле в окисле сосредоточено в области между затвором и стоком для случая, когда на сток подано большое напряжение $U_{\text{ск}} \gg U_{\text{пор}}$, близкое к напряжению питания U_c , а на затвор – близкое к нулю, поскольку в этой области максимальна разность потенциалов между двумя электродами.

Между затвором и стоком появляется большая (порядка напряжения питания U_c) разность потенциалов и возникает сильное электрическое поле в окисле. Это приводит к тому, что в области перекрытия стока затвором реализуется режим глубокого обеднения. Если изгиб зон на поверхности $q\phi_s$ превысит величину $\sim 1,12$ эВ, равную ширине запрещенной зоны кремния, возникает режим инверсии и появляется возможность прямого туннелирования электронов из валентной зоны в зону проводимости (см. рисунок 5.8, ток I_5).

Переход электронов из валентной зоны в зону проводимости означает генерацию электронно-дырочных пар. При этом электроны движутся к электроду стока, а дырки уходят в подложку.

Для приблизительной оценки величины мощности, рассеиваемой вследствие токов утечки, можно использовать следующее упрощенное выражение:

$$P_{\text{рас}} = U_c N K_d I_{\text{ут}},$$

где U_c – напряжение питания,

N – число транзисторов;

K_d – эмпирический коэффициент, учитывающий особенности применяемой технологии;

$I_{ут}$ – суммарный ток утечки одного транзистора.

5.4.2 Динамическая рассеиваемая мощность

Динамическая рассеиваемая мощность возникает в момент переключения схемы из одного логического состояния в другое и определяется двумя основными источниками – сквозными токами, которые протекают через логический элемент в момент переключения, и токами заряда/разряда паразитных емкостей логических элементов. Следовательно, чем выше переключательная активность схемы, тем больше рассеиваемая мощность. При отсутствии переключений динамическая мощность равна нулю.

Большинство цифровых КМОП ИМС не требуют использования конденсаторов для выполнения своих функций. Исключение составляют устройства динамической памяти, устройства выборки-хранения, устройства задержки сигналов. Конденсаторы в эквивалентной схеме КМОП-элемента образуются за счет паразитных емкостей транзисторов и линий связи, поэтому паразитная емкость оказывает существенное влияние как на время задержки распространения сигнала, так и на величину рассеиваемой мощности.

Вторым источником динамической рассеиваемой мощности КМОП-схем является сквозной ток через логический элемент при его переключении $i_c(t)$. Отметим особенности сквозного тока:

1) сквозной ток протекает только в момент времени t , когда входное напряжение $U_{вх} > U_{пор\ n}$ и $U_{вх} < U_{пор\ p}$, где $U_{пор\ n}$ и $U_{пор\ p}$ соответственно пороговые напряжения n - и p -канальных транзисторов. Следовательно, чем меньше разница между этими значениями, тем меньше сквозной ток;

2) величина сквозного тока обратно пропорциональна емкости нагрузки C_n . При отсутствии емкости значение тока максимально, при возрастании емкости нагрузки ток уменьшается;

3) величина сквозного тока прямо пропорциональна длительности фронтов входного сигнала, т. е. чем длиннее фронт, тем больше сквозной ток.

РАЗДЕЛ 6 ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР С ЗАТВОРОМ ШОТТКИ

6.1 Пороговое напряжение

Для интенсивно развивающейся интегральной электроники технологичность – одна из определяющих характеристик прибора. В этом аспекте полевые каналные транзисторы с управляющим *p-n*-переходом заметно уступают ПТШ.

В настоящее время технология изготовления ПТШ использует арсенид галлия.

Важнейшим свойством GaAs является высокая подвижность электронов в слабых полях (в 6 раз выше, чем в кремнии), связанная с малой эффективной массой. В чистом материале основным механизмом рассеяния является рассеяние на полярных оптических фононах. При охлаждении до 77 К подвижность ограничивается рассеянием на фоновых примесях и достигает $(80...250) \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Важным преимуществом является значительная ширина запрещенной зоны. Собственная концентрация носителей заряда весьма мала ($\sim 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ при $T = 300 \text{ К}$), что позволяет получить материал с высоким удельным сопротивлением (полуизолирующий i^* – GaAs). Подложки GaAs с удельным сопротивлением $\rho = (10^7...10^9) \text{ Ом} \cdot \text{см}$ обладают прекрасными диэлектрическими свойствами вплоть до частот в несколько сот гигагерцев.

Высокая подвижность электронов позволяет создавать на основе GaAs электронные приборы чрезвычайно высокого быстродействия, причем диэлектрическая подложка обеспечивает малые паразитные емкости в ИМС. Значительная ширина запрещенной зоны позволяет расширить температурный диапазон работы ИМС. Прямой характер межзонных переходов приводит к резкому снижению времени жизни избыточных носителей заряда. В сочетании с большой шириной запрещенной зоны это свойство GaAs повышает радиационную стойкость ИМС на его основе.

В ПТШ канал представляет собой электронейтральную область, в которой положительный заряд доноров компенсирован зарядом основных носителей (электронов). Модуляция проводимости канала осуществляется за счет изменения толщины канала, которая обычно много больше дебаевской длины экранирования. Канал отделен от поверхности слоем ОПЗ, толщина которого зависит от напряжения между затвором и каналом и определяет барьерную емкость «затвор – канал».

Величина барьерного потенциала слабо зависит от материала затвора, так как определяется в основном поверхностными состояниями и составляет обычно около 0,8 В. Крутизна ВАХ ПТШ пропорциональна произведению подвижности электронов в канале на концентрацию доноров. Для увеличения крутизны желательно повысить концентрацию доноров, однако при этом снижается подвижность, уменьшается толщина ОПЗ (6.1) и возрастает емкость «затвор – канал». Оптимальное значение N_d лежит в диапазоне $(1...5) \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$. При фиксированных значениях ϕ_B и N_d величина $U_{\text{пор}}$ соответствует характеристической толщине активного слоя:

$$a_0 = (2\varepsilon\varepsilon_0\phi_B/qN_d)^2 = 0,1 \text{ мкм}. \quad (6.3)$$

При $a > a_0$ пороговое напряжение отрицательно, и в равновесном состоянии ($U_{\text{ЗИ}} = 0$) канал существует. Такие ПТШ называются нормально открытыми. При $a < a_0$ пороговое напряжение положительно, и для образования канала необходимо приложить напряжение $U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{пор}} > 0$. Такие ПТШ называются нормально закрытыми. Таким образом, толщина активного слоя является главным параметром, определяющим величину порогового напряжения.

6.2 Статические ВАХ полевого транзистора с затвором Шоттки

Вывод аналитических выражений ВАХ ПТШ основан на модели идеализированного транзистора, которая соответствует следующим условиям:

- 1) канал легирован однородно;
- 2) ОПЗ полностью обеднена электронами;
- 3) неосновные носители в канале отсутствуют;
- 4) область канала электрически нейтральна в каждой точке (концентрация электронов n соответствует равновесному значению $n_0 = N_d$);
- 5) ток в цепях затвора и подложки отсутствует; в ОПЗ поперечное электрическое поле E_x (см. рисунок 6.1) много больше продольного E_y ;
- 6) в канале поперечное электрическое поле E_x равно нулю;
- 7) подвижность электронов в канале μ_n постоянна;
- 8) сопротивления полупроводниковых областей между электродами стока, истока и затвора, а также сопротивления омических контактов стока и истока пренебрежимо малы.

В силу допущений 1, 4 и 9 ток в канале имеет дрейфовую природу и может быть описан законом Ома в дифференциальной форме. После небольших математических преобразований получим основное уравнение ПТШ:

$$I_c = g_0 \left\{ U_k - \frac{2}{3} \frac{\left[(U_k + \phi_B - U_3)^{3/2} - (\phi_B - U_3)^{3/2} \right]}{U_n^{1/2}} \right\}. \quad (6.4)$$

Уравнение (6.4) применимо только до точки, где нет перекрытия канала со стороны стока, т. е.

$$a(L) = a_0 = 2\epsilon\epsilon_0(U_k + \varphi_B - U_3)/qN_d \leq a.$$

При $U_k = U_{СИ} = U_{СИ.нас}$ перекрывается канал со стороны стока:

$$U_{СИ.нас} = U_{П} - \varphi_B + U_3. \quad (6.5)$$

Подставив (6.5) в (6.4), получим

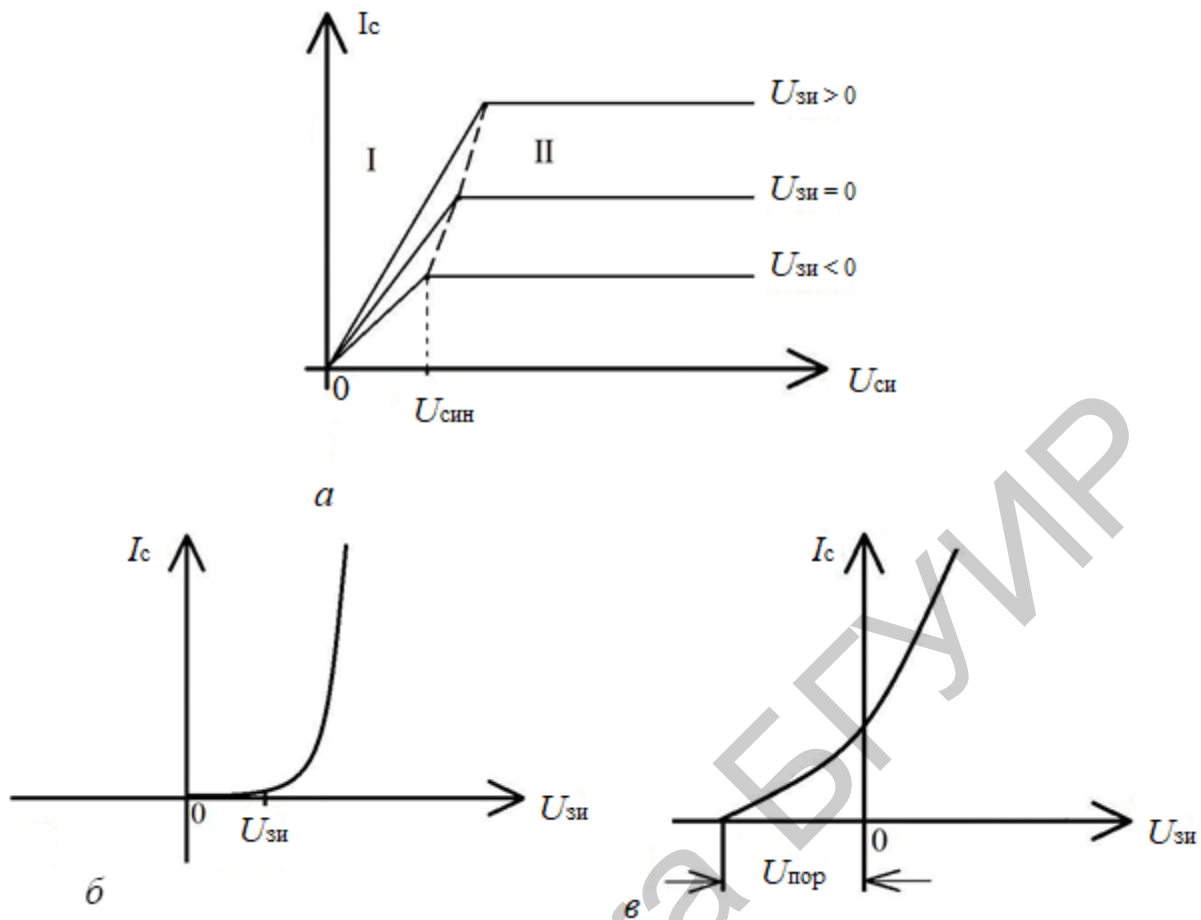
$$I_{СИ} = g_0 \left[\frac{1}{3U_{П}} + \frac{2}{3} \frac{\varphi_B - U_3}{(U_{П})^{1/2}} - \varphi_B + U_3 \right]. \quad (6.6)$$

Для малых значений напряжений на стоке, т. е. при $U_{СИ} \ll \varphi_B - U_3$, выражения для тока стока можно записать как

$$I_C = g_0 \left[1 - \left(\frac{\varphi_B - U_3}{U_{П}} \right)^{1/2} \right] U_{СИ}. \quad (6.7)$$

Для получения большого значения крутизны необходимо иметь полупроводниковый материал с большой подвижностью носителей заряда и увеличивать соотношение Z/L . Увеличение ширины канала также приводит к возрастанию S , но одновременно это приводит к увеличению $U_{пор}$ и $U_{син}$, поэтому для увеличения крутизны в ПТШ изменяют отношение Z/L .

На рисунке 6.2 представлены статические ВАХ нормально открытого ПТШ. Как видно из рисунка, выходные и проходные ВАХ весьма похожи на эти же ВАХ МОПТ, работающего в режиме обеднения, хотя и описываются более сложными соотношениями. Различные формы записи ВАХ обусловлены тем, что в МОП-транзисторе емкость «затвор – канал» не зависит от напряжения. В ПТШ эта емкость определяется толщиной ОПЗ, которая зависит от напряжения «затвор – канал» и изменяется по длине канала, что приводит к более сложным формулам ВАХ.



a – выходная; *б* – входная; *в* – проходная
 Рисунок 6.2 – Статические ВАХ ПТШ

Более существенное отличие ВАХ ПТШ состоит в том, что при напряжении на затворе, близком к напряжению $U_{зи}^*$, ток затвора I_3 не равен нулю, и ток истока отличается от тока стока. Поэтому для полного описания ПТШ необходимо иметь входную характеристику, которая описывается ВАХ контакта Шоттки:

$$I_3 = I_{SШ} \left(\exp \frac{qU'_{зи}}{nkT} - 1 \right), \quad (6.8)$$

где $I_{SШ} = A^* T^2 S_{эф} \exp \left(-\frac{q\phi_B}{kT} \right)$ – обратный ток насыщения контакта Шоттки;

$A^* = 8 \text{ A}/(\text{см}^2 \cdot \text{K}^2)$ – эффективная постоянная Ричардсона для GaAs;

$n = 1,03 \dots 1,3$ – фактор идеальности;

$S_{эф}$ – эффективная площадь контакта.

Зависимость тока затвора от напряжения на стоке $U_{си}$ при $U_{си} > 0$ невелика и обусловлена изменением эффективной площади S открытой части контакта Шоттки «затвор – канал».

6.3 Характеристические частоты транзистора

Полевой транзистор с затвором Шоттки используется в СВЧ-схемах для усиления малого сигнала ($U_{\text{вх}} < \varphi_{\text{T}}$). Поэтому для анализа частотных свойств транзистора целесообразно рассмотреть его малосигнальную физическую эквивалентную схему (рисунок 6.3). Конденсаторы $C_{\text{ЗИ}}$ и $C_{\text{ЗС}}$ моделируют полную емкость «затвор – канал», резистор $R_{\text{К}}$ – входное, а $R_{\text{СИ}}$ – выходное сопротивление канала, генератор тока $SU_{\text{ЗИ}}$ моделирует транзисторный эффект.

Ток обратносмещенного перехода «затвор – канал» определяется выражением (6.8), отсюда для входного сопротивления получим

$$R_{\text{ЗИ}} \left(\frac{dI_3}{dU_{\text{ЗИ}}} \right)^{-1} = \frac{nkT}{q} (I_3 + I_{\text{ЗШ}}).$$

Согласно этой формуле, при $I_3 = 0$, $I_{\text{ЗШ}} = 10^{-10}$ А сопротивление $R_{\text{ЗИ}}$ при $T = 300$ К составляет ~ 250 МОм. Последовательные сопротивления стока и истока не модулируются напряжением затвора и поэтому обуславливают дополнительное падение напряжения между затвором и контактами стока и истока. Как уже отмечалось, это приводит к соответствующему уменьшению выходной проводимости и крутизны.

Высокочастотные характеристики ПТШ зависят от времени и зарядки $\tau = RC$, определяемым входной емкостью затвора $C_{\text{ЗК}}$, крутизной транзистора S и временем пролета носителей через канал. Если канал легирован равномерно и подвижность носителей постоянная, то время пролета

$$t_{\text{пр}} = \frac{L}{v} = \frac{L}{\mu_n E_x} = \frac{L}{\mu_n U_{\text{СИ}}}. \quad (6.9)$$

При высоких электрических полях величина U приближается к величине скорости насыщения U_s , и при малых длинах канала время пролета обычно невелико по сравнению с постоянной времени зарядки затвора RC , определяемой входной емкостью затвора и крутизной транзистора.

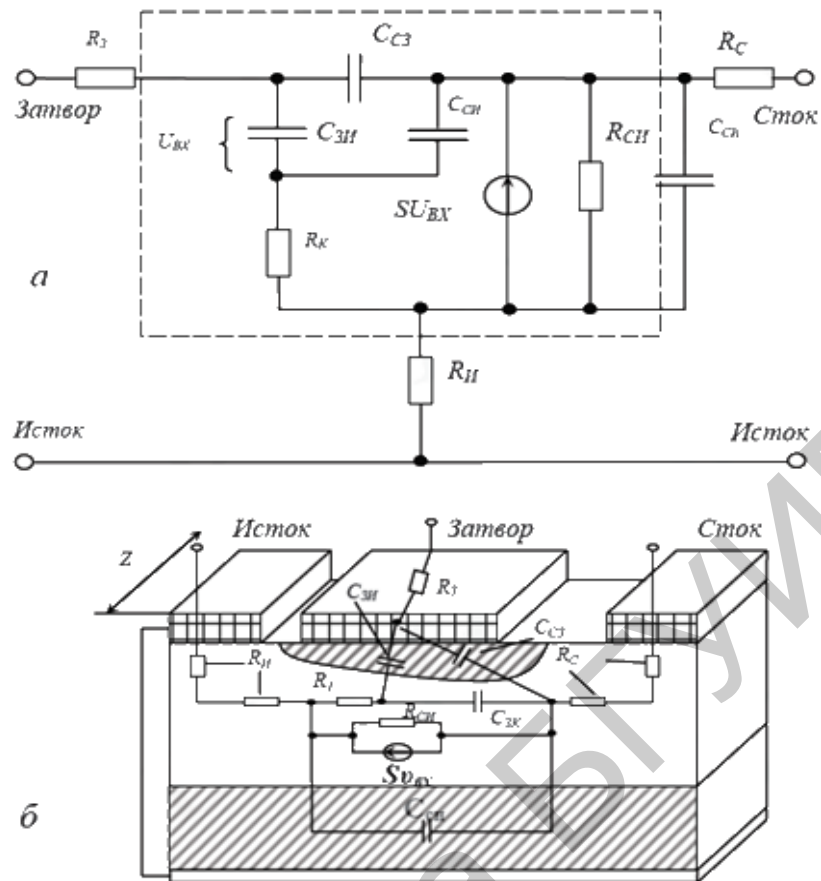


Рисунок 6.3 – Эквивалентная электрическая схема ПТШ (а) и физические элементы схемы-структуры, соответствующие элементам эквивалентной электрической схемы (б)

Согласно эквивалентной схеме (см. рисунок) частота отсечки f_T определяется как частота, при которой ток через входную емкость $C_{ЗИ}$ равен выходному току (току генератора $SU_{ЗИ}$):

$$\frac{I_{\text{ВЫХ}}}{I_{\text{ВХ}}} = \frac{SU_{ЗИ}}{\omega_T C_{ЗИ} U_{ЗИ}} = 1, \quad f_T = \frac{S}{2\pi C_{ЗИ}}. \quad (6.10)$$

Максимальная частота колебаний определяется выражением

$$f_{\text{max}} \approx \frac{f_T}{\left[\frac{2(R_3 + R_k + R_C)}{R_{СИ} + \omega_T R_3 C_{ЗС}} \right]^{1/2}}. \quad (6.11)$$

Для повышения f_{max} следует увеличивать f_T и оптимизировать отношение собственно транзисторных сопротивлений $R_k / R_{СИ}$, а также уменьшать внешние сопротивления R_3 , R_C и емкость обратной связи $C_{ЗС}$.

Дело в том, что, хотя полуизолирующая подложка в арсенид-галлиевых ИМС обеспечивает высококачественную взаимную изоляцию элементов и снижает их паразитные емкости, однако она не является идеальным изолятором.

Поэтому потенциал подложки под каналом ПТШ в ИМС зависит от потенциалов электродов самих транзисторов и от их взаимного расположения.

Полуизолирующая подложка GaAs обладает слабовыраженными свойствами полупроводника p -типа, поскольку уровень Ферми в подложке расположен несколько ниже середины запрещенной зоны, а концентрация дырок выше концентрации электронов (хотя они весьма малы). При этом между подложкой и каналом ПТШ образуется ОПЗ p - n -переход, которая частично проникает в область канала. При уменьшении потенциала ОПЗ расширяется, что приводит к уменьшению канала и, следовательно, тока стока.

Если вблизи ПТШ в ИМС находится какой-либо электрод, потенциал которого ниже потенциала истока (например, исток соседнего ПТШ), то потенциал этого «управляющего» электрода влияет на ток стока ПТШ. Этот эффект (паразитное управление по подложке) подобен влиянию напряжения «подложка – исток» на характеристики МОП-транзистора. Различие состоит в том, что в n -канальном МОП-транзисторе подложка является ярко выраженной p -областью с достаточно высокой проводимостью, и ее потенциал практически одинаков во всей ИМС. В ПТШ проводимость подложки весьма мала, и потенциал подложки зависит от потенциалов близко расположенных элементов.

Степень проявления эффекта паразитного управления зависит от качества подложки и может быть уменьшена путем создания между каналом и подложкой буферного слоя (слаболегированный эпитаксиальный i -слой либо p -слой с фиксированным относительно истока потенциалом). В цифровых ИМС на GaAs эффект паразитного управления не должен приводить к снижению тока стока открытого ПТШ более чем на 10 % при подаче на близко расположенные электроды напряжения до $-5 \dots -10$ В относительно истока.

6.4 Современные структуры транзисторов

Качество ПТШ зависит от совершенства материала активного n -слоя (высокая подвижность электронов), длины канала L и сопротивлений стока и истока. На рисунке 6.4 представлена структура ПТШ.

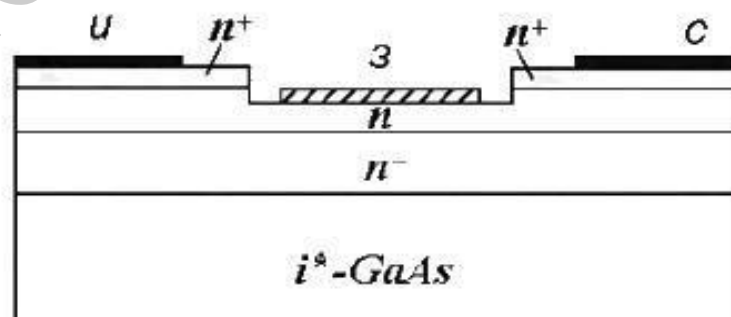


Рисунок 6.4 – Структура ПТШ с заглубленным затвором

Буферный n -слой толщиной 1...2 мкм создается методом эпитаксии на полуизолирующей подложке. Он снимает эффект паразитного управления, а также исключает проникновение в активный n -слой неконтролируемых примесей из подложки.

Активный n -слой толщиной около 0,2 мкм создается методом эпитаксии или ионного легирования. В качестве донорных примесей используются кремний, селен или сера. Необходимая величина порогового напряжения обеспечивается прецизионным травлением активного слоя до нужной толщины (заглубленный затвор). Большая толщина пассивных областей стока и истока обеспечивает снижение сопротивлений R_n и R_c . Оптическая литография позволяет получать длину затвора около 1 мкм при расстоянии между электродами стока и истока около 4 мкм. Снижению сопротивлений R_n и R_c способствует создание поверх активного n -слоя тонкого контактного n^+ -слоя (рисунок 6.4, б).

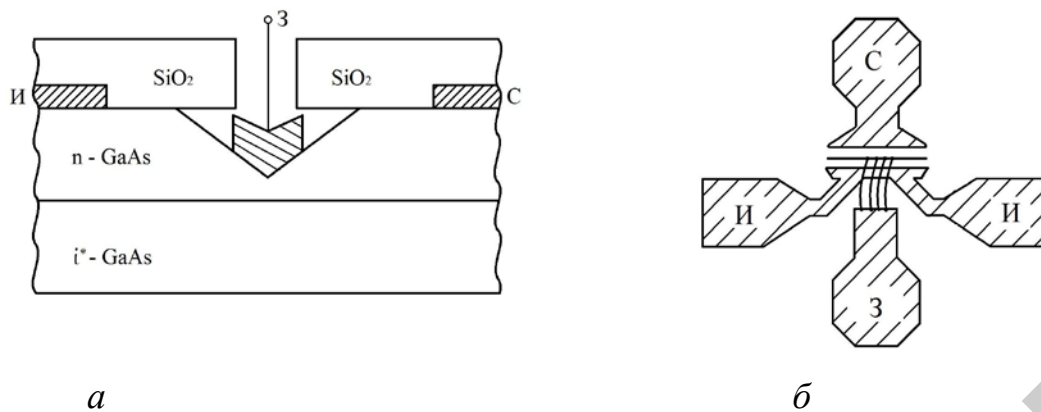
Межэлементная изоляция осуществляется либо путем стравливания мезоструктур, либо (что предпочтительнее) бомбардировкой пассивных участков поверхности ионами H^+ , B^+ или O^+ .

Омические контакты стока и истока создаются вакуумным напылением слоя AuGe (~ 0,1 мкм) и затем слоя Ni, Au или Pt (< 0,1 мкм) с последующим отжигом. Для затворного контакта Шоттки применяются тугоплавкие металлы (Pt, Ti, W, Au и др.) либо силициды вольфрама или титана.

Наиболее перспективным методом получения активных слоев для больших интегральных схем является селективное ионное легирование чистой подложки. Для этого подложка должна иметь высокое удельное сопротивление и высокую подвижность электронов (последнее необязательно при использовании эпитаксиальных структур). Межэлементная изоляция при этом обеспечивается автоматически.

Для снижения сопротивлений стока и истока применяются методы самосовмещения, позволяющие максимально сократить или вообще исключить зазор между каналом и n^+ -слоем.

Структура ПТШ с длиной затвора $l_3 = 0,25$ мкм, изготовленная методом электронно-лучевой литографии и ионной имплантации, представлена на рисунке 6.5. Поперечное сечение канала показано на рисунке 6.5, а, профиль затвора треугольный; в плане (вид сверху на рисунке 6.5, б) затвор Т-образный, шириной 75 мкм. Такое питание затвора уменьшает паразитные емкости и расфазировку управляющего сигнала при его распространении по ширине затвора и при прочих равных условиях повышает f_{max} примерно в два раза. Данный транзистор на частоте 60 ГГц имеет усиление около 6 дБ при $K_{III} \approx 8$ дБ.



a – форма канала и затвора; *б* – вид сверху
 Рисунок 6.5 – Малошумящий полевой транзистор с барьером Шоттки и Т-образным затвором длиной 0,25 мкм миллиметрового диапазона волн

В заключение отметим, что структуры ПТШ без электрода стока или с объединенными электродами стока и истока используются в качестве планарных диодов Шоттки. В последнем случае за счет снижения сопротивления базы, равного $(R_{И}^{-1} + R_{С}^{-1})^{-1}$, достигается минимальное значение постоянной времени, которая может составлять менее одной пикосекунды.

6.5 Сравнительная характеристика полевого транзистора с управляющим *p-n*-переходом и полевого транзистора с затвором Шоттки

Принцип действия полевого транзистора с управляющим *p-n*-переходом (ПТУП) аналогичен принципу действия ПТШ, только вместо барьерного контакта Шоттки для модуляции толщины канала используется *p-n*-переход.

Под действием напряжения «затвор – исток» изменяется толщина ОПЗ *p-n*-перехода, изменяя ток стока.

Изменение толщины канала соответствует изменению толщины ОПЗ *n*-области *p-n*-перехода X_{dn} *n*-канального ПТУП. Соотношение между толщинами ОПЗ *n*- и *p*-областей перехода определяется результирующими концентрациями примесей в затворе N_a и канале N_d .

Из условия электронейтральности ОПЗ $N_a X_{dn} = N_d X_{dp}$, где X_{dn} и X_{dp} – части ОПЗ в *n*- и *p*-областях соответственно и, естественно, $X_d = X_{dn} + X_{dp}$. Следовательно,

$$X_d = X_{dn} + \frac{X_{dn} N_d}{N_a} \text{ и } \frac{X_{dn}}{X_d} = \frac{N_a}{N_d + N_a} = K_M,$$

где K_M – коэффициент модуляции толщины канала.

При $K_M = 1$ степени управления токами стока путем изменения толщины канала в ПТУП и ПТШ идентичны. Практически величина K_M составляет

0,9...0,95, так как $N_d \ll N_a$, что приводит к соответствующему снижению крутизны ПТУП.

ПТ с управляющим p - n -переходом имеет большие, чем ПТШ, значения емкостей $C_{зи}$, $C_{зс}$ и $C_{си}$, так как включают торцевые емкости p - n -перехода.

Преимуществом ПТУП является большая величина контактной разности потенциалов φ_k по сравнению с барьерным потенциалом φ , так как величина

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}$$

с учетом большей величины N_d и малой n_i составляет обычно около 1,2 В, что существенно расширяет диапазон рабочих напряжений «затвор – исток» нормально закрытых ПТУП.

Другим важным преимуществом является возможность создания в ИМС комплементарных транзисторных пар с каналами n - и p -типа. При использовании ПТШ такая возможность практически отсутствует из-за трудностей создания высококачественных контактов Шоттки к p -GaAs. Заметим, что p -канальные ПТ на арсениде галлия не обладают высоким быстродействием ввиду низкой подвижности дырок. Однако цифровые ИМС на комплементарных ПТ с управляющим p - n -переходом обладают исключительно высокой радиационной стойкостью, которая значительно выше, чем у биполярных транзисторов (где существенную роль играют неосновные носители, концентрация которых изменяется при облучении) и МОПТ (чьи характеристики деградируют из-за радиационных дефектов в окисле и на границе Si – SiO₂).

РАЗДЕЛ 7 ЭВОЛЮЦИЯ СИЛОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Мощные полупроводниковые приборы являются теми компонентами, которые определяют эффективность, габариты и стоимость электронных систем для управления энергией. Быстро увеличивающаяся потребность в контролируемых силовых электронных системах стимулирует исследования новых материалов, структур и топологий для таких приборов. Современные мощные приборы неизменно изготавливаются с использованием кремния как основного материала. Среди перспективных полупроводниковых материалов наибольшее внимание привлекает карбид кремния, арсенид галлия и нитрид галлия.

Таблица 7.1 – Сравнительные характеристики полупроводниковых материалов и электрических параметров ультрабыстрых диодов на основе Si, GaAs, SiC и GaN

Свойство	Si	GaAs (<i>p-i-n</i>)	4H-SiC	GaN
Ширина запрещенной зоны, эВ	1,12	1,43	3,26	3,45
Диэлектрическая проницаемость	11,9	13,1	10,1	9
Критическая напряженность электрического поля, кВ/см	300	455	2200	2000
Подвижность электронов, см ² /(В·с)	1500	10000	900	1000
Подвижность дырок, см ² /(В·с)	600	400	115	850
Коэффициент теплопроводности, Вт/(см·К)	1,5	0,46	4,9	1,3
Скорость дрейфа электронов в режиме насыщения, 10 ⁷ см/с	1	1,5	2	2,2
Предельная рабочая температура <i>p-n</i> -перехода T_n , °С	+175	+260...+300	+175...+200	+200
Отсечка прямого напряжения <i>p-n</i> -перехода, В	≈ 0,6	1,05	2,8	2,9
Прямое падение напряжения $U_{пр}$, В	1,5	1,8	1,5	1,6
Время восстановления обратного сопротивления $\tau_{восст}$, нс ($I_{пр} = 8$ А, $U_{обр} = 600$ В)	44	22	10 (ДБШ)	30 (GaN/Si)

Во всех современных зарубежных и отечественных публикациях по силовой электронике предпочтение отдается SiC и GaN как материалам, значительно превосходящим по своим физическим параметрам Si и GaAs, поскольку:

- удельное сопротивление приборов в открытом состоянии на порядок меньше;

- радиационная стойкость очень высокая;
- теплопроводность, особенно у SiC, исключительно высокая;
- обратные токи почти нулевые (ширина запрещенной зоны);
- накопленные заряды сверхмалы;
- быстродействие высокое.

Необходимо отметить, что силовые приборы на основе Si, GaAs, SiC создаются либо на монокристаллах, либо на базовых гомоэпитаксиальных слоях, т. е. в качестве подложек используется «родной» кристалл, в то время как качественных коммерческих монокристаллических GaN-подложек пока нет. Выращивание эпитаксиальных GaN-структур на монокристаллических подложках SiC и Si осложняется кристаллографическими несоответствиями на границе раздела двух полупроводников, что приводит к механическим напряжениям и высокой дефектности структур и, следовательно, к их высокой стоимости.

При проектировании мощных приборов и технологических процессов их изготовления ученые ведут поиск новых разработок для совершенного полупроводникового переключателя, определяемого следующими отличительными знаками:

1) очень низкие потери управления: переключатель имеет высокий входной импеданс, так что управляющий ток бесконечно мал. Кроме того, управляющая схема проста и имеет невысокую стоимость;

2) незначительные потери в состоянии «включено» или прямой проводимости: падение прямого напряжения при рабочем токе равно нулю. Кроме того, плотность рабочего тока велика, что делает чип малым по размеру и рентабельным для данной токонесущей мощности;

3) минимальные потери в состоянии «выключено» или обратного запирания: бесконечно большое обратное запирающее напряжение вместе с нулевым током утечки, даже когда прибор работает при повышенных температурах;

4) чрезвычайно низкие потери переключения: длительности как включения, так и выключения почти равны нулю. Для систем постоянного тока (длительность периода = ∞) и низкочастотных применений (период значительный, но конечный) эти потери очень малы, поскольку значение времени переключения намного меньше, чем длительность соответствующего периода.

В настоящее время там, где не требуется способность прибора к управляемому запираению, тиристоры являются основополагающими компонентами силовой электроники, имеющими высокие прямые токи величиной ~ 3500 А при прямом падении напряжения < 2 В и выдерживающими ≥ 6000 В в обратном (запирающем) направлении. Тиристоры долго были единственными приборами, удовлетворяющими мегаваттному диапазону мощностей и пригодными в таких номиналах, как 12 кВ и 1,5 кА, 7,5 кВ и 1,65 кА, 6,5 кВ и 2,65 кА и т. д. В применениях, где ток нагрузки как включается, так и выключается входным сигналом, широко используются мощные биполярные транзисторы БТ.

На мировом рынке представлены тысячи типонаминов высоковольтных биполярных кремниевых транзисторов, от единиц ампер до килоампер, с напряжениями до 2 кВ и выше. В стандартных диапазонах до 200 В кремниевые БТ демонстрируют время спада до 50 нс, до 1200 В – 0,12 мкс, до 1500 В – 0,2 мкс. Но большие значения времени рассасывания неосновных носителей (~ 1,2...1,5 мкс) допускают реализацию эффективных преобразователей на частоты не более 50 кГц.

Модульные двойные или тройные пары Дарлингтона (пара Дарлингтона – составной транзистор с объединенными коллекторами, включенный по схеме «база – эмиттер») (1200 В, 800 А) используются в конвертерах с частотой переключения до нескольких килогерцев. Хотя биполярные транзисторы имеют время выключения < 1 мкс, они требуют очень высокого управляющего базового тока как во включенном состоянии, так и во время выключения.

Другими приборами, подходящими для систем с управляющим электродом, являются мощные кремниевые МОПТ: с V-образной канавкой (VМОП), горизонтальные с двойной диффузией (ГДМОП) и вертикальные с двойной диффузией (ВДМОП и COOL-MOS), которые закрывают диапазон 200...1500 В. Приборы имеют частоты переключения ~ 100 кГц с временем включения и выключения менее 100 нс. Высокая скорость переключения, легкость управления, широкая область устойчивой работы и способность выдерживать высокие скорости нарастания прямого напряжения (dV/dt) делают их обоснованным выбором силовой схемотехники. Однако они работают с униполярной проводимостью, поэтому их сопротивление в открытом (включенном) состоянии сильно возрастает при увеличении напряжения «исток – сток».

Тем не менее SiC-МОПТ – совсем другой класс приборов со значениями сопротивления «сток – исток» открытого транзистора на порядок ниже, чем у кремниевых МОПТ, что является «революцией» в области мощных приборов с МОП-управлением.

В настоящее время показана возможность работы 1200 В SiC-МОПТ на частотах вплоть до 1 МГц при мощности 1,2 кВт.

Особенности, преимущества и недостатки мощных биполярных и МОПТ структур приведены в таблице 7.2.

Таблица 7.2 – Особенности, преимущества и недостатки МОП- и биполярных транзисторов

<i>МОП-транзисторы</i>	<i>Биполярные транзисторы</i>
Особенности	
1	2
Однозарядный прибор	Двухзарядный прибор
Работает за счет дрейфа основных носителей	Работает за счет диффузии неосновных носителей

Продолжение таблицы 7.2

1	2
Управляется напряжением	Управляется током
Ток стока определяется шириной канала и концентрацией носителей	Ток коллектора определяется длиной и площадью эмиттера
Более высокое пробивное напряжение достигается использованием слаболегированной области стока	Более высокое пробивное напряжение требует слаболегированной области коллектора
Плотность тока для данного падения напряжения высокая при низких напряжениях и низкая при высоких напряжениях	Плотность тока для данного падения напряжения средняя, существует трудность со скоростью переключения
Квадратичные вольт-амперные характеристики при низких токах и линейные I - V -характеристики при высоких токах	Экспоненциальные I - V -характеристики
Отрицательный температурный коэффициент тока стока	Положительный температурный коэффициент тока коллектора
Слабое накопление заряда на емкости «затвор – канал»	Накопление заряда в базе и коллекторе
Преимущества	Недостатки
Высокий входной импеданс $Z \sim 10^9 \dots 10^{11} \Omega$	Низкий входной импеданс $Z \sim 10^3 \dots 10^5 \Omega$
Минимальная управляющая мощность. На затворе не требуется постоянный ток	Высокая управляющая мощность. На базе постоянно требуется постоянный ток
Простая управляющая схема	Сложная управляющая схема, так как требуются большие положительные и отрицательные токи
Более линейное функционирование и меньше гармоник	Больше интермодуляционных и перекрестных составляющих
Приборы легко могут быть соединены параллельно	Приборы не могут быть легко соединены параллельно
Нет теплового убегания	Склонны к тепловому убеганию
Менее восприимчивы к вторичным пробоям	Уязвимы ко вторичному пробую
Максимальная рабочая температура 200 °С	Максимальная рабочая температура до 150 °С

Продолжение таблицы 7.2

1	2
Очень низкие потери переключения	Потери переключения от средних до высоких в зависимости от компромисса с потерями проводимости
Высокая скорость переключения, которая меньше чувствительна к температуре	Более низкая скорость переключения, которая больше чувствительна к температуре
Недостатки	Преимущества
Высокое сопротивление включения	Низкое сопротивление включения
Высокая активная межэлектродная проводимость	Низкая активная межэлектродная проводимость

В отдельную группу нужно выделить биполярные транзисторы с изолированным затвором БТИЗ (IGBT), которые сочетают в себе как достоинства МОПТ – малые мощности управления, так и достоинства БТ – малое сопротивление открытого прибора (см. раздел 4).

Библиотека БГУИР

РАЗДЕЛ 8 МОЩНЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

8.1 Структуры транзисторов

Одна из немногих структур мощных биполярных транзисторов, реализующая бездрейфовый тип транзистора, – это транзистор с односторонней диффузией, в котором n^+ -эмиттер и n^+ -коллектор получены одновременной диффузией в однородно легированный p -кремний (рисунок 8.1).

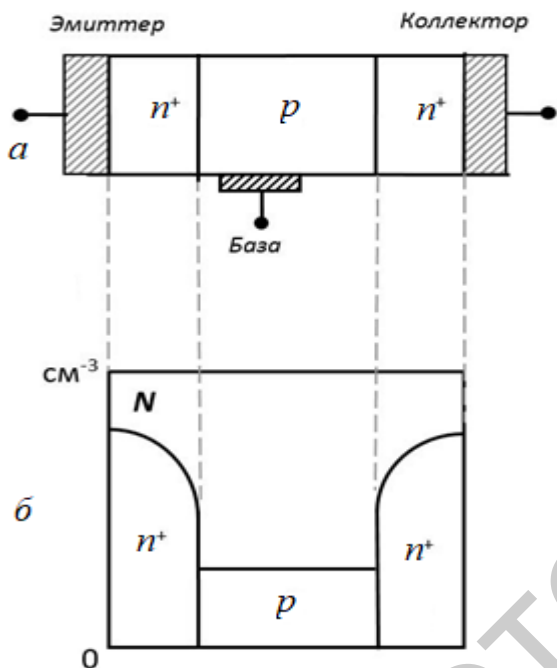


Рисунок 8.1 – Структура n^+p-n^+ (а), профиль легирования (б) в мощном транзисторе с односторонней диффузией (N – концентрация примеси; l – расстояние от поверхности эмиттера)

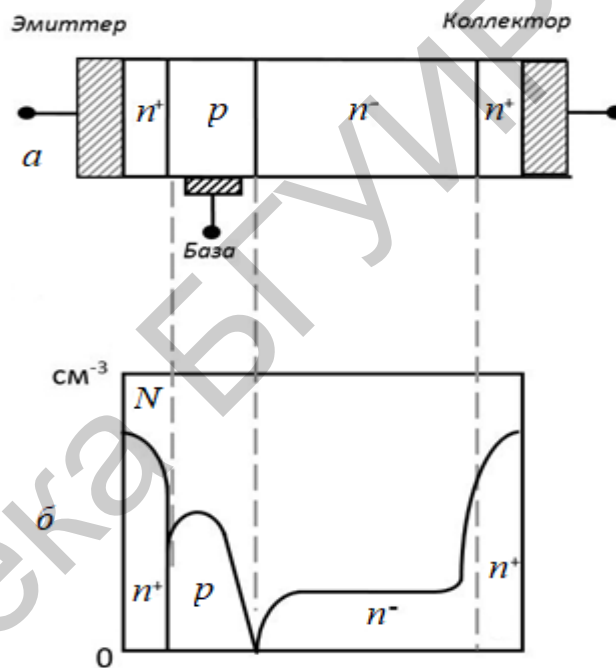


Рисунок 8.2 – Структуры $n^+p-n^-n^+$ (а) и профиль легирования (б) в мощном транзисторе с высоким сопротивлением n^- -коллекторной области (N – концентрация примеси; l – расстояние от поверхности эмиттера)

Эту структуру целесообразно применять в мощных низковольтных относительно низкочастотных устройствах. Транзистор с этой структурой имеет невысокий коэффициент усиления по току β , поскольку параметры, определяющие его величину: коэффициент инжекции эмиттера γ и коэффициент переноса носителей через базу α_T не могут быть большими. Для получения высокого значения γ необходимо обеспечить большое отношение проводимости эмиттера к базе. Но при концентрации доноров в эмиттере $N_{dЭ} \geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$ будет сказываться один из эффектов высокого уровня легирования – сужение ширины запрещенной зоны и, как следствие, увеличение концентрации собственных свободных носителей заряда n_i в эмиттере, что приводит к уменьшению коэффициента инжекции. С другой стороны, низкая величина акцепторной примеси в

базе, во-первых, приведет к уменьшению величины напряжения смыкания эмиттерного и коллекторного p - n -переходов, так как p -база граничит с n^+ -коллектором и область пространственного заряда коллектора X_{dk} при увеличении напряжения на коллекторе в основном будет распространяться в p -базу; во-вторых, большое сопротивление базы проявляется в увеличении эффекта оттеснения тока эмиттера на край эмиттера. Поэтому в n^+ - p - n^+ -структуре нельзя использовать тонкую базу, а следовательно, невозможно получить большую величину коэффициента переноса носителей через базу и использовать эту структуру на высокой частоте, так как частота отсечки транзистора в основном определяется временем пролета носителей через базу. Кроме того, в этой транзисторной структуре мала ширина ОПЗ коллекторного перехода (контакт p - n^+), следовательно, мала величина напряжения лавинного пробоя.

Улучшенный тип структуры представлен на рисунке 8.2. Введение в коллекторную область высокоомного n^- -слоя позволит:

- избежать эффекта смыкания эмиттерного и коллекторного переходов, так как ОПЗ коллекторного перехода при увеличении коллекторного напряжения в основном будет распространяться в низколегированную коллекторную n^- -область;

- использовать в транзисторной структуре тонкую базу, а следовательно, получить большие величины граничной частоты и коэффициента переноса носителей через базу;

- использовать в этой структуре менее легированную, чем в предыдущей, базу, тем самым уменьшить проводимость базы, а следовательно, увеличить коэффициент инжекции эмиттера;

- получить большую величину напряжения лавинного пробоя, так как ширина ОПЗ коллекторного перехода намного больше, чем в n^+ - p - n^+ структуре. И, наконец, использование в структуре неравномерно легированной базы приведет к увеличению характеристических частот транзистора.

8.2 Свойства полупроводников с высокой концентрацией носителей заряда

При больших плотностях тока (высокий уровень инжекции) изменяются многие основные электрофизические параметры полупроводника: уменьшаются подвижность μ , время жизни носителей заряда τ , коэффициент диффузии D . Кроме того, уменьшается ширина запрещенной зоны полупроводника E_g , что важно при расчете электрических параметров полупроводниковых приборов.

Из-за сужения ширины запрещенной зоны E_{g0} , согласно выражению $n_i^2 = N_c N_v \exp(-\Delta E_g / kT)$, будет увеличиваться собственная концентрация свободных носителей заряда $n_{i\text{эф}}$:

$$n_{i\text{эф}}^2 = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right). \quad (8.1)$$

8.3 Влияние высокого уровня легирования на коэффициент усиления по току

Повышение степени легирования эмиттера приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны, увеличению собственной концентрации свободных носителей заряда в эмиттере, понижению времени жизни и, как следствие, к снижению величины коэффициента инжекции эмиттера, а следовательно, и коэффициента усиления по току.

Плотность тока неосновных носителей J_p в эмиттере n - p - n -транзистора

$$J_p = q\mu_p p - qD_p \frac{dp}{dx}, \quad (8.2)$$

где поле

$$E = -\frac{kT}{q} \frac{1}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx}, \quad (8.3)$$

где $N(x)$ – концентрация примеси в эмиттере, зависящая от координаты $D_p = \mu_p \frac{kT}{q}$ – соотношения Эйнштейна.

Из выражений (8.2) и (8.3) с учетом соотношения Эйнштейна получим

$$J_p = qD_p \left[-\frac{dp}{dx} - \frac{p}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} \right]. \quad (8.4)$$

Из формулы (8.1) следует, что при высокой степени легирования эмиттера эффективная собственная концентрация носителей $n_{i\text{эф}}$ связана с собственной концентрацией n_i соотношением

$$n_{i\text{эф}}^2 = n_i^2 \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right).$$

Увеличение концентрации собственных свободных носителей заряда является причиной появления дополнительного электрического поля в диффузионном эмиттере [2]:

$$\Delta E = \frac{kT}{q} \frac{1}{n_{i\text{эф}}^2} \frac{dn_{i\text{эф}}^2}{dx}. \quad (8.5)$$

Это поле направлено против поля, обусловленного градиентом концентрации примеси в эмиттере. В итоге суммарное электрическое поле

$$E = \frac{kT}{q} \left[-\frac{1}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} + \frac{1}{n_{i\text{эф}}^2} \frac{dn_{i\text{эф}}^2}{dx} \right]. \quad (8.6)$$

Выражение для тока неосновных носителей J_p :

$$J_p = qD_p \left[-\frac{dp}{dx} - \frac{p}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} + \frac{p}{n_{i\Phi}^2} \frac{dn_{i\Phi}^2}{dx} \right]. \quad (8.7)$$

Как следует из выражений (8.6) и (8.7), изменение величины поля в эмиттере приводит к ослаблению противодействующего электрического поля и способствует скорейшему достижению неосновными носителями (дырками) эмиттерного контакта.

Известно [1], что коэффициент передачи тока

$$\alpha_N = \gamma \alpha_T, \text{ где } \gamma = \left(1 + \frac{G_{NB} \overline{D_{p\Delta}}}{G_{N\Delta} \overline{D_{nB}}} \right)^{-1},$$

где G_{NB} , $G_{N\Delta}$ – числа Гуммеля в базе и эмиттере;

$\overline{D_{p\Delta}}$, $\overline{D_{nB}}$ – усредненные величины коэффициентов диффузии дырок в эмиттере и электронов в базе соответственно:

$$G_{N\Delta} = \frac{Q_{\Delta}}{q} \text{ или } G_{N\Delta} = \int_0^{W_{\Delta}} N_d(x) dx,$$

где $N_d(x)$ – концентрация доноров в эмиттере, зависящая от координаты.

С учетом эффектов высокого уровня легирования число Гуммеля в эмиттере получим следующее:

$$G_{N\Delta} = \int_0^{W_{\Delta}} N'_{d\Delta}(x) dx = \int_0^{W_{\Delta}} N'_{d\Delta}(x) \left[\frac{n_i}{n_{i\Phi}^2(x)} \right]^2 dx. \quad (8.8)$$

8.4 Тепловые свойства транзистора

К одним из основных параметров мощных транзисторов относятся максимально допустимая постоянная рассеиваемая мощность $P_{K\max}$ и максимально допустимая температура переходов $T_{П\max}$. Величина $P_{K\max}$, если не ограничивается максимально допустимым током и напряжением, связана с двумя тепловыми характеристиками транзистора – максимально допустимой температурой коллекторного перехода и внутренним тепловым сопротивлением между переходом и корпусом. Максимально допустимая температура коллекторного перехода $T_{П\max}$ – температура, при которой транзистор может работать без ухудшения характеристики достаточно долго, не меньше, например, гарантийного времени максимальной наработки на отказ для данного типа приборов. Для кремния максимально допустимая температура перехода составляет 175 °С. Выше этого предела токи утечки становятся чрезмерными, и кристаллы кремния становятся собственными.

Отвод тепла в мощных транзисторах осуществляется в результате теплопроводности через кристалл полупроводника и корпус к массивному теплоотводу, охлаждаемому потоком воздуха или воды. Отводом тепла вследствие из-

лучения при температурах $T_n \leq 175$ °С по сравнению с отводом тепла из-за теплопроводности можно пренебречь. Действительно, считая в первом приближении кремний абсолютно черным телом, на основании закона Стефана – Больцмана для плотности теплового потока $p = \delta \cdot T^4$, где постоянная Стефана – Больцмана $\delta = 5,67 \cdot 10^{-12}$ Вт/(см·град⁴), даже при $T = +250$ °С находим, что с 1 мм² поверхности транзисторной структуры излучается лишь 0,0042 Вт. Для сравнения заметим, что в реальных транзисторах с 1 мм² поверхности отводится за счет теплопроводности гораздо большая мощность ($P \cong 100$ Вт).

Внутреннее тепловое сопротивление между переходом и корпусом прибора $R_{т.п.к}$ – это отношение разности температур между коллекторным переходом и теплоотводящей плоскостью корпуса транзистора (в градусах Цельсия) к мощности, рассеиваемой на транзисторе в установившемся режиме. Между мощностью $P_{к\max}$, соответствующей определенному значению температуры корпуса $T_к$ прибора, максимально допустимой температурой перехода и внутренним тепловым сопротивлением существует связь:

$$P_{к\max} = \frac{T_{п\max} - T_к}{R_{тпк}}. \quad (8.9)$$

Для транзистора, на который подан единичный короткий мощный импульс, максимально допустимая рассеиваемая мощность в течение переходного процесса существенно выше, чем мощность, рассеиваемая в устойчивом состоянии. Это объясняется тем, что прибор обладает теплоемкостью $C_т$, и его температура никогда не достигнет максимально допустимого значения, если тепловая постоянная времени $\tau_т = R_{т\max} \cdot C_т$ больше длительности импульса.

Скорость охлаждения любого полупроводникового прибора всегда должна быть больше скорости нагрева рассеивания, происходящего из-за мощности работающего прибора. Если это требование не удовлетворяется и температура перехода растет быстрее допустимого, то из-за накопительной обратной связи возникает перегрев.

Из-за наличия точечных дефектов различного типа в кристалле всегда существуют области, где плотность тока выше, чем в остальной его части. Эти неоднородности приводят к образованию тепловых шнуров, известных под названием «микроплазма». В микроплазме ток проводят оба типа носителей – и электроны, и дырки. Диаметр их обычно достигает нескольких микрометров. Величина электрического поля наибольшая на дефектах, где плотность тока максимальна. Так и образуется тепловой шнур (микроплазма).

Устойчивые микроплазмы (когда количество выходящих из нее носителей точно уравнивается количеством носителей, поставляемых лавинным умножением) способствуют образованию нестабильностей, известных как горячие точки, когда их температура превышает собственную температуру легированного кристалла. Собственная концентрация носителей заряда в кремнии резко зависит от температуры:

$$n_i^2 = C_1 T^3 \exp\left(-E_{g0}/kT\right), \quad (8.10)$$

где $C_1 = 9,6 \cdot 10^{-32}$ и $E_{g0} = 1,205$ эВ.

Температура, при которой собственная концентрация носителей заряда становится равной степени легирования кристалла, называется собственной температурой (при $T = 300$ К собственная концентрация в кремнии $n_i = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, которую можно получить с помощью уравнения (8.10)).

Собственная температура для кремния с уровнем легирования 10^{14} см^{-3} составляет 230°C .

Когда температура микроплазмы начинает превышать собственную температуру кристалла вследствие локализации теплоты, ток в «шнуре» растет, что приводит к возникновению тепловой положительной обратной связи и образованию «горячих» точек и перегреву прибора. Это один из возможных механизмов вторичного пробоя. Сжатие тока можно также обнаружить в транзисторе, в котором не наблюдаются дефекты кристалла. Причиной может стать эффект вытеснения тока эмиттера на край эмиттера.

Нестабильности, вызванные сжатием тока, известны как вторичный пробой. При прямосмещенном эмиттерном переходе n - p - n -транзистора управляющий базовый ток протекает от базы к эмиттеру, приводя к эффекту оттеснения тока эмиттера на край эмиттера. Ток может оказаться сконцентрированным на сравнительно малой площади с плотностью достаточно высокой для того, чтобы инициировать тепловую нестабильность, и вторичный пробой шнурования тока может существовать даже при отсутствии неоднородностей в p - n -переходе в совершенном материале. Эти процессы возникают при более низких плотностях тока при наличии в кристалле точечных дефектов.

8.5 Мощные биполярные СВЧ-транзисторы

8.5.1 Общие сведения

СВЧ биполярные транзисторы работают на частоте отсечки f_T выше 300 МГц. Транзисторы, работающие на $f_T \leq 300$ МГц, относятся к классу высокочастотных. Если мощность рассеяния на транзисторе $P_{\text{рас}}$ превышает 2 Вт, то он относится к категории мощных. Для повышения выходной мощности рекомендуется увеличивать ток коллектора I_K , а не напряжение на коллекторе U_K .

Одним из основных мощностных параметров является коэффициент полезного действия (КПД) η , который связывает выходную мощность $P_{\text{вых}}$, входную мощность возбуждения $P_{\text{вх}}$ и мощность, рассеиваемую на коллекторе P_K :

$$\eta = \frac{P_{\text{вых}}}{(P_{\text{вх}} + P_0)}, \quad (8.11)$$

где $P_0 = P_{\text{вх}} + P_K$.

При достаточно больших значениях коэффициента усиления по току K_p , который связывает входную и выходную мощности $P_{\text{вых}} = K_p R_{px}$, полный КПД близок к КПД коллекторной цепи $\eta = P_{\text{вых}} / I_{K0} E_K$.

Если транзистор работает на частоте отсечки f_T до 1 ГГц, то наибольшую выходную мощность можно получить, включая его по схеме с общим эмиттером. На частотах свыше 1 ГГц выходная мощность больше у схемы с общей базой.

На рисунке 8.3 приведена малосигнальная физическая эквивалентная схема биполярного СВЧ-транзистора. Кроме известных элементов физической эквивалентной схемы, приведенных в источнике [1], в схему транзистора СВЧ-диапазона вводятся: $R_{\text{Э}}$ – поликристаллическое балластное сопротивление эмиттера; $C_{\text{Б.пл}}$ – емкость базовых площадок, расположенных на SiO_2 над высокоомным коллекторным слоем; $C_{\text{КЭ}}$ – проходная емкость, обусловленная емкостью эмиттерных контактных площадок на SiO_2 над высокоомным коллекторным слоем; $L_{\text{Э}}, L_{\text{Б}}, L_{\text{К}}$ – индуктивности эмиттерного, базового и коллекторного выводов соответственно.

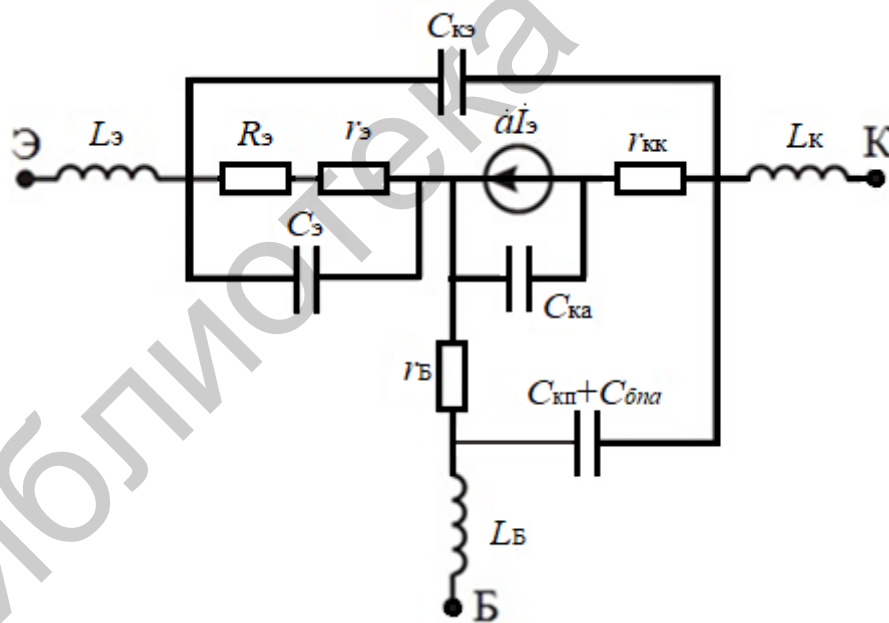


Рисунок 8.3 – Малосигнальная физическая эквивалентная схема СВЧ биполярного транзистора

К числу основных видов параметров мощных СВЧ-приборов относятся: энергетические ($P_{\text{вых}}, K_p, \eta$), предельно допустимые, контролируемые статические и конструктивные.

Предельно допустимые параметры:

- максимально допустимое постоянное напряжение «коллектор – эмиттер» $U_{КЭ \max}$ (для схемы с ОЭ);
- напряжение пробоя схемы с ОЭ при отключенной базе $U_{КЭ0}$;
- максимально допустимое постоянное напряжение «эмиттер – база» $U_{ЭБ \max}$;
- минимально допустимый ток коллектора $I_{К \max}$;
- максимально допустимая средняя мощность рассеяния для динамического режима $P_{\text{кр} \max}$;
- максимально допустимая постоянная рассеиваемая мощность $P_{\text{к} \max}$;
- максимально допустимая температура переходов $T_{\text{п} \max}$.

К числу контролируемых статических параметров мощных СВЧ-транзисторов относятся обратные токи эмиттерного и коллекторного p - n -переходов, а также статический коэффициент передачи тока с ОЭ.

Важную роль для характеристики рассматриваемого класса транзисторов играют так называемые конструктивные параметры. Это в первую очередь индуктивности эмиттерного, базового и коллекторного выводов транзистора $L_{Э}$, $L_{Б}$, $L_{К}$. При этом наибольшее значение имеет индуктивность общего эмиттера транзистора.

Важным является такой параметр, как последовательное сопротивление эмиттера $R_{Э}$, основной вклад в который вносит стабилизирующее сопротивление в цепи эмиттера. Величина $R_{Э}$ характеризует номинал сопротивлений стабилизирующих резисторов, создаваемых конструктивным путем последовательно с каждым дискретным эмиттером и служащих для выравнивания токов между ними.

8.5.2 Электрофизические характеристики различных областей транзисторной структуры

Для обеспечения необходимых требований к параметрам мощных СВЧ-транзисторов приходится в первую очередь соответствующим образом выбирать электрофизические характеристики, а также размеры и форму коллекторной, базовой и эмиттерной областей транзисторной структуры.

Под электрофизическими характеристиками различных областей полупроводникового прибора, в котором создана биполярная транзисторная структура, понимают тип проводимости, удельное сопротивление, подвижность и время жизни неосновных носителей заряда. Эти свойства определяются концентрацией и законом распределения примесей, легирующих полупроводник.

Среди современных биполярных мощных СВЧ-транзисторов преобладают приборы с n - p - n -структурой, поскольку оптимальное соотношение между концентрациями примесей, легирующих эмиттерную, базовую и коллекторную области, и необходимые свойства полупроводникового материала могут быть проще заданы для исходного материала типа n и для структуры n - p - n . В таких структурах легче обеспечить более высокие частотные свойства, так как неосновные носители в базе – электроны – будут обладать более высокими значени-

ями коэффициента диффузии и подвижностью, чем дырки, являющиеся неосновными носителями в базе p - n - p -структур.

Рассмотрим требования, предъявляемые к концентрации и характеру распределения легирующих примесей в полученной методом односторонней диффузии структуре мощного СВЧ-транзистора. Из способа создания легированных областей n и p в структуре видно, что область типа p может быть воспроизведено получена, если концентрация акцепторов в ней во много раз превосходит концентрацию доноров в исходном материале, а область типа n должна иметь концентрацию доноров, во много раз превосходящую концентрацию акцепторов в области типа p (в противном случае создание этих областей путем диффузии или имплантации было бы практически невозможно). Содержание примесей в этих областях определяет их функциональную роль. Исходная область типа n , легирующая наиболее слабо, выполняет роль коллектора, так как ее высокое удельное сопротивление позволит получить требуемые сравнительно высокие значения пробивного напряжения коллектора. Более низкое удельное сопротивление области типа p обеспечит такое положение, когда при подаче на коллекторный переход обратного напряжения ОПЗ будет распространяться в основном в сторону слаболегированного коллектора и лишь незначительно в сторону базы. Такая ситуация даже при очень тонких базовых областях необходима для получения высоких частот отсечки и предохраняет транзистор от явления смыкания эмиттерного и коллекторного p - n -переходов.

Коэффициент инжекции эмиттера γ , который в основном будет определять величину коэффициента усиления по току, так как потери на рекомбинацию носителей в базе СВЧ-транзистора не имеют существенного значения в связи с электрическими характеристиками областей эмиттера и базы.

Для получения большей величины коэффициента инжекции, а следовательно, и коэффициента усиления по току необходимо уменьшать поверхностную концентрацию базовой примеси. Однако для мощных СВЧ-транзисторов большие значения статического коэффициента передачи тока не являются необходимым, так как транзисторы работают на частотах близких к частоте отсечки f_T , при которой модуль коэффициента усиления β_N равен единице. По этим причинам следует стремиться не к уменьшению, а к увеличению содержания примесей в базе. Следует отметить необходимость уменьшения сопротивления активной области базы, уменьшения отеснения тока эмиттера к краю и снижения вероятности смыкания эмиттерного и коллекторного переходов. Поэтому для мощных СВЧ-транзисторов поверхностная концентрация базовой примеси является характеристикой, которая должна быть оптимизирована. На практике концентрация базовой примеси для разных типов приборов составляет от $2 \cdot 10^{18}$ до $2 \cdot 10^{19}$ см⁻³.

При выборе концентрации легирующей примеси в области коллектора (т. е. в исходном материале) надо прежде всего учитывать, что свойства коллекторной области определяют пробивное напряжение коллекторного перехода транзистора: чем меньше концентрация легирующих примесей в коллекторе,

тем выше будет пробивное напряжение. В то же время с уменьшением содержания легирующих примесей в коллекторе увеличивается его удельное сопротивление и, следовательно, увеличивается падение напряжения на открытом транзисторе.

При этом надо учитывать то обстоятельство, что с увеличением удельного сопротивления коллектора падение напряжения возрастает примерно по линейному закону, а пробивное напряжение значительно медленнее.

Концентрация примесей в коллекторной области мощных СВЧ-транзисторов вблизи от коллекторного *p-n*-перехода должна составлять для различных приборов от $5 \cdot 10^{15}$ донор/см³.

Поверхностная концентрация эмиттерной легирующей примеси должна быть, с одной стороны, по возможности ближе к предельно достижимой концентрации в кремнии (для фосфора она составляет 10^{21} атом/см³), но, с другой стороны, эффект вырождения заставляет выбирать поверхностную концентрацию на порядок меньше.

Время жизни неосновных носителей заряда в эмиттерной области в связи с высокой концентрацией легирующей примеси и, следовательно, диффузионная длина настолько малы, что инжекция тока из эмиттера в базу в ряде случаев определяется не всей толщиной эмиттерной области, а лишь ее узким слоем, непосредственно примыкающим к переходу «эмиттер – база». Практически нет никаких способов регулировать или менять время жизни в эмиттере.

Время жизни неосновных носителей в базе также довольно мало (около 10^7 с). Таким значениям времени жизни соответствуют диффузионные длины в несколько микрометров (около 20), однако, так как базовая область в мощных СВЧ-транзисторах тонкая и существует электрическое поле в базе (следовательно, к диффузии неосновных носителей через базу добавляется дрейф), потери на перенос носителей через базу весьма малы, и приведенное значение времени жизни оказывается вполне достаточным.

Для НЧ-транзисторов время жизни неосновных носителей в коллекторе должно иметь как можно более высокое значение в связи с тем, что на участках выходных вольт-амперных характеристик, близких к области насыщения, переход «коллектор – база» может находиться под прямым смещением. В коллектор из базы инжектируются неосновные носители заряда, которые вызовут модуляцию, т. е. резкое увеличение проводимости коллекторной области. При этом сопротивление насыщения коллекторной области резко снизится, а это обстоятельство для мощных транзисторов является очень важным.

В СВЧ-транзисторах даже на частоте 300 мГц время пребывания транзистора в открытом состоянии настолько мало, что за это время в коллекторной области *n*, смещенной в прямом направлении, неосновные носители заряда (дырки) пройдут такое малое расстояние $L = \sqrt{D\tau}$ при толщине высокоомной коллекторной области 20...25 мкм, что модуляция коллектора практически происходить не будет.

Время жизни в высокоомной коллекторной области при не слишком высокой плотности дефектов будет составлять по крайней мере несколько микросекунд, поэтому оно не будет ограничивать модуляцию коллектора.

Итак, для мощных СВЧ-транзисторов нет необходимости целенаправленно изменять время жизни неосновных носителей заряда в различных областях транзисторной структуры.

Подвижность носителей заряда в различных областях транзисторной структуры определяется в первую очередь концентрацией легирующей примеси, и если эта концентрация в какой-либо области задана, то и значение подвижности практически также определено.

8.5.3 Типы транзисторных структур

Требования к параметрам различных типов транзисторов определяют размеры и форму различных областей их структуры.

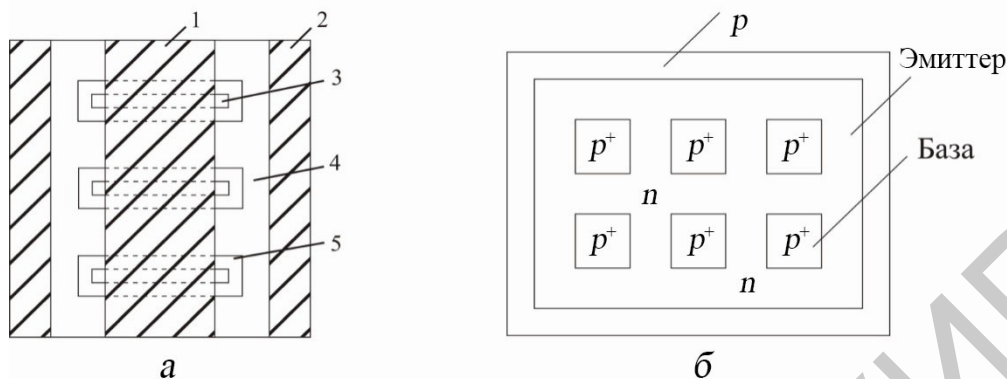
Было установлено, что коэффициент инжекции эмиттера и, следовательно, статический коэффициент передачи тока транзисторов с ростом плотности тока снижаются из-за того, что плотность подвижных носителей в базовой области при увеличении плотности тока растет, и поэтому увеличивается ее проводимость. Увеличение проводимости базы может быть очень большим. В результате коэффициент инжекции эмиттера может снизиться до значения, намного меньшего, чем единица. При этом статический коэффициент передачи тока снизится до недопустимо малых значений.

Обратим внимание на то, что с уменьшением коэффициента передачи тока растет базовый ток (при определенном токе эмиттера) и соответственно резче начинает падать открывающий потенциал на эмиттерном переходе при удалении от края эмиттера. Коэффициент передачи тока уменьшается с ростом частоты, поэтому на высоких частотах эффект отеснения тока выражен сильнее.

В связи с большим значением этого эффекта утверждение о том, что для увеличения рабочего тока следует увеличивать площадь эмиттера, приходится заменить выводом, согласно которому для увеличения рабочего тока следует увеличить периметр эмиттера, не меняя его площади. Лишь когда это увеличение само по себе перестает давать эффект и становится технологически невозможным, периметр эмиттера надо увеличивать, одновременно увеличивая и его площадь. Практически этот вывод привел к тому, что одной из основных тенденций конструирования транзисторов стало стремление получать структуры с максимально возможным отношением периметра эмиттера к площади базы, причем для мощных ВЧ- и СВЧ-транзисторов это стремление было выражено особенно сильно.

Для мощных транзисторов, рассчитанных на рабочие частоты до 1–2 МГц, наиболее часто используются эмиттеры с так называемой гребенчатой структурой [1]. Иногда такое решение используется и в более высокочастотных транзисторах. При увеличении тока и рабочей частоты гребенчатая структура из-за ряда причин (в частности, в связи со снижением устойчивости ко вторичному пробую) начинает терять свои преимущества. Поэтому для

мощных ВЧ- и СВЧ-транзисторов используют структуры других типов. Как правило, эти структуры характеризуются более высоким отношением периметра эмиттера к площади – это транзисторы с так называемой overlay-структурой (от англ. ‘перекрывать’) (рисунок 8.4).



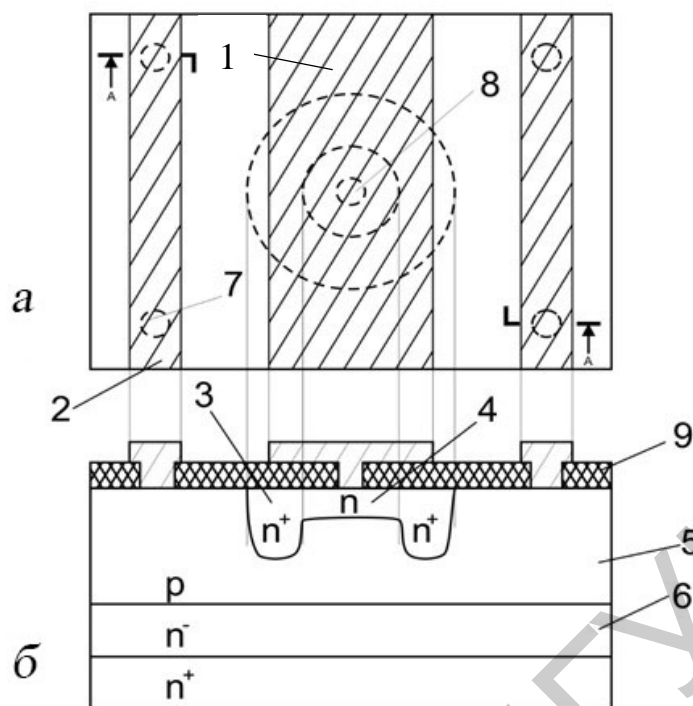
1 – слой металлизации эмиттера; 2 – слой металлизации базы;
3 – n^+ -эмиттер; 4 – p^+ -сетка; 5 – p -база

Рисунок 8.4 – Транзисторы типа overlay (а) и МЭШ-типа (б)

Эта планарная структура характерна тем, что в базовой области создается не один эмиттер со сложной формой, а большое число простых по форме (квадратных) эмиттеров, образующих прямоугольную матрицу. Расстояние между соседними эмиттерами в этой структуре меньше, чем размер отдельного эмиттера. Поэтому если рассматривать overlay-структуру с квадратными эмиттерами как гребенчатую, зубцы которой разрезаны на квадратные области, то можно считать, что в пределе overlay-структура по сравнению с гребенчатой позволяет удвоить отношение периметра и его площади. В транзисторах с такой структурой базовый контакт создается так же, как и в транзисторах с гребенчатой структурой. Что же касается эмиттерных контактов, то они создаются к каждому эмиттеру через отверстие в покрывающей его защитной диэлектрической пленке, а затем все контакты объединяются общей металлизацией, расположенной на диэлектрической пленке и имеющей, как и в приборах с гребенчатым эмиттером, форму гребенки. Однако металлизированная гребенка не везде располагается над эмиттером, а в промежутках между отдельными эмиттерами она лежит над базовой областью, перекрывая ее. Этим и объясняется название «overlay-транзистор».

Существуют также overlay-транзисторы с эмиттерами, имеющими не квадратную, а кольцевую форму (рисунок 8.5, а).

Были разработаны также транзисторные структуры, представляющие собой как бы обращенные overlay-структуры, МЭШ-структуры (см. рисунок 8.4, б): в них эмиттер имел форму сетки, а базовые контакты находились в ячейках сетки и образовывали матрицу. Так как ячейки могли иметь меньшие размеры, чем эмиттерные области в overlay-структуре, то транзисторы с сетчатым эмиттером характеризовались еще большим отношением периметра эмиттера к площади структуры (за счет увеличения числа ячеек).



a – вид сверху; *б* – разрез структуры: 1 – эмиттерная металлизация; 2 – базовая металлизация; 3 – эмиттер; 4 – стабилизирующий эмиттерный резистор; 5 – база; 6 – коллектор; 7 – вывод базы; 8 – вывод эмиттера; 9 – оксид кремния
 Рисунок 8.5 – Структура с кольцевым эмиттером и стабилизирующим эмиттерным резистором

Кроме того, большое распространение получили многоэмиттерные структуры (рисунок 8.6), в которых каждый эмиттер имеет форму длинной полоски.

Эти структуры напоминают структуры с гребенчатым эмиттером, но отличаются тем, что в них отсутствует общая эмиттерная область, соединяющая отдельные полоски – зубцы.

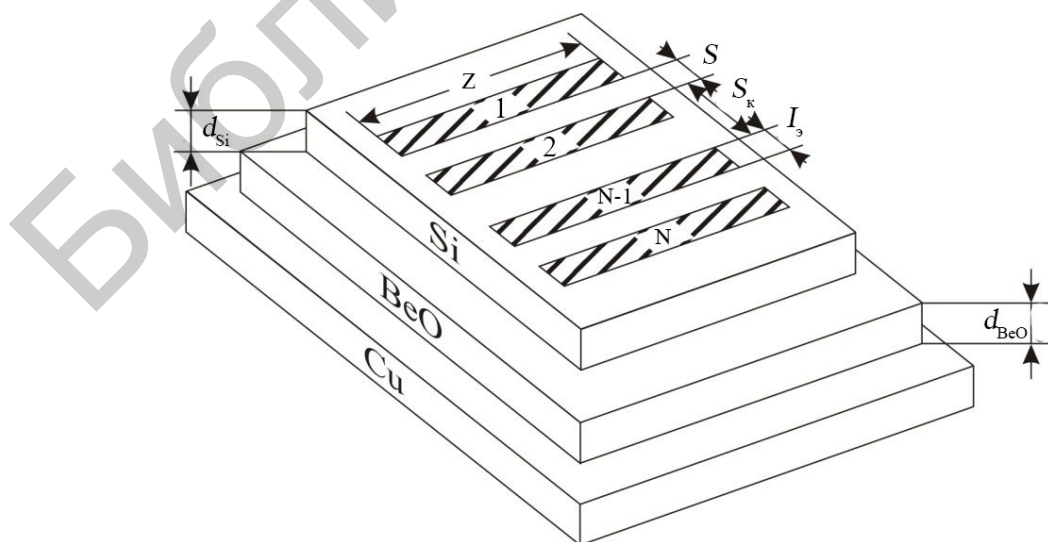


Рисунок 8.6 – Полосковая структура мощного СВЧ биполярного транзистора

Преимущество многоэмиттерной структуры с полосковым эмиттером заключается в том, что, исключив общую эмиттерную область, можно было бы резко уменьшить площадь эмиттерного и коллекторного переходов и в результате улучшить высокочастотные параметры транзисторов. Однако следует иметь в виду, что полностью избавиться от области, объединяющей эмиттеры, нельзя. Ее роль переходит к общей части металлической гребенки, через которую подводится ток к отдельным эмиттерам. Эта общая часть располагается вне эмиттерных и базовых областей, над областью коллектора. Необходимо учитывать, что между базовой и эмиттерной контактными площадками и телом коллектора имеется емкость, включенная параллельно емкости «коллектор – база». Эта емкость может быть довольно значительной, однако ее можно уменьшить, если увеличить толщину диэлектрика между металлизированными площадками и коллекторной областью, для чего в полосковой структуре эмиттерные и базовые выводы из алюминиевой или золотой проволоки диаметром 30...60 мкм с помощью термокомпрессии присоединяются к широким эмиттерным или базовым контактными площадкам из алюминия или золота, расположенным над коллекторной областью на слое оксида SiO₂. В результате можно добиться существенного улучшения частотных свойств транзистора. Еще одно преимущество многоэмиттерной структуры с полосковыми эмиттерами по сравнению с гребенчатой структурой будет рассмотрено далее.

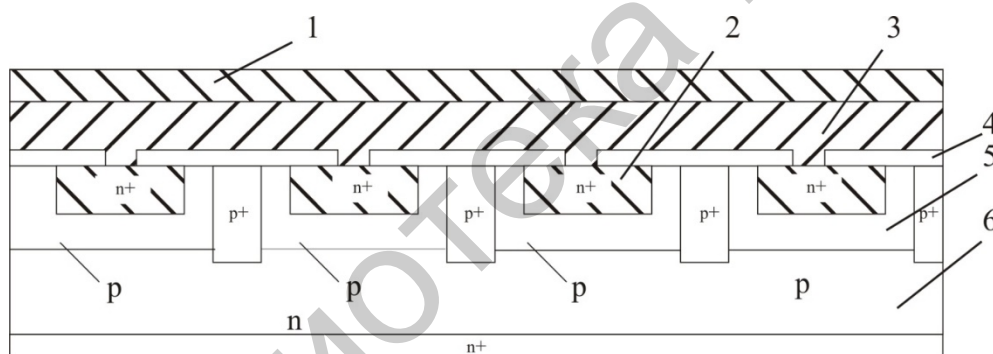
Увеличение периметра эмиттера и его отношения к площади эмиттера может быть также ограничено недостаточным совершенством технологии (невозможностью создавать слишком узкие эмиттерные области) или по каким-либо другим причинам, по которым дальнейшее уменьшение ширины эмиттерных областей перестает давать эффект. Так, помимо известного эффекта оттеснения тока эмиттера к его краю в ВЧ- и СВЧ-транзисторах, может также играть роль затухание СВЧ-сигнала при его проникновении в активную базовую область от края эмиттера по направлению к его центру. Учет этих двух эффектов приводит к установлению оптимальных значений для ширины эмиттерных полосок в многоэмиттерных полосковых структурах мощных СВЧ-транзисторов (при обеспечении наибольшего рабочего тока для заданной площади коллекторного перехода). Однако эти эффекты играют заметную роль только на частотах свыше 1 ГГц. На первых этапах разработки СВЧ-транзисторов увеличение отношения периметра эмиттера и его площади, безусловно, приводило к повышению рабочего тока. Однако со временем технологический уровень позволил получать структуры с минимальным размером элементов около 2–3 и даже 1 мкм, а такая ширина полосок может оказаться меньше оптимальной. Эффективная полуширина эмиттерной полосы $L_{\ominus} = KW_{\text{Б}}\sqrt{\beta_N}$, где $K = 1,4$.

В транзисторных структурах с сильно развитым периметром эмиттера распределение тока между частями эмиттера сложной (гребенчатой или сетчатой) формы, а также между отдельными эмиттерами в overlay-структуре или многоэмиттерной полосковой структуре чрезвычайно неравномерно. Дело в том, что в биполярных транзисторах существует явление положительной теп-

ловой обратной связи. Если, например, какой-либо из большого числа отдельных эмиттеров начал инжектировать больший ток, чем остальные, то область структуры вблизи от этого эмиттера разогреется чуть сильнее остальной части структуры. По этой причине уменьшится входное сопротивление для эмиттера, и ток через него возрастет еще больше.

В результате через этот эмиттер может пойти достаточно большой ток (иногда значительная часть всего тока, протекающего через прибор), и в транзисторе может наступить так называемый вторичный пробой. Даже если пробоя не произойдет, наличие резко неравномерного распределения тока между отдельными эмиттерами весьма отрицательно скажется на характеристиках транзистора. Чтобы избежать этого, необходимо ввести в транзисторную структуру элементы, которые обеспечивали бы отрицательную обратную связь, компенсирующую положительную тепловую обратную связь.

Таковыми элементами могут быть стабилизирующие или балластные поликремниевые резисторы, включаемые последовательно с каждым из эмиттеров в многоэмиттерной транзисторной структуре (рисунок 8.7). Если при этом ток через какой-либо эмиттер возрастает, то увеличивается падение напряжения на включенном последовательно с ним резисторе, и вследствие этого уменьшается открывающее напряжение и ограничивается ток через этот эмиттер.



1 – слой металлизации эмиттера; 2 – n^+ -эмиттер; 3 – поликристаллические балластные эмиттеры; 4 – оксид; 5 – p -база; 6 – коллектор

Рисунок 8.7 – Поперечное сечение транзистора типа overlay

Для практической реализации стабилизирующих резисторов в транзисторных структурах существует много конструктивно-технологических решений. В гребенчатых структурах, например, можно в качестве таких резисторов использовать участки самих эмиттерных зубцов, примыкающих к общей части эмиттера. В структурах типа overlay таким резистором может служить внутренняя часть эмиттерной области, например, структура с эмиттером в виде кольца (см. рисунок 8.5). Во внутреннюю часть кольца осуществляется диффузия тех же примесей, но на меньшую глубину и с более высоким поверхностным сопротивлением. Эта часть выполняет функции стабилизирующего резистора. Благодаря более высокому поверхностному сопротивлению удастся увеличить сопротивление стабилизирующего резистора и повысить его быстродействие, а

благодаря меньшей глубине диффузии в этой области удастся добиться того, чтобы она не работала как эмиттер (т. е. не инжектировала ток в расположенную под ней базовую область).

8.6 Гетеропереходные биполярные транзисторы

8.6.1 Общие сведения

Требования к электрофизическим и геометрическим параметрам структуры биполярных транзисторов во многом являются противоречивыми [2]. Действительно, для обеспечения высокой эффективности эмиттера необходимо, чтобы результирующая концентрация примеси в эмиттере $N_{\text{Э}}$ во много раз превышала концентрацию примеси в базе $N_{\text{Б}}$: $N_{\text{Э}} \gg N_{\text{Б}}$.

Для повышения коэффициента переноса и уменьшения времени пролета носителей через базу требуется уменьшать толщину базы $W_{\text{Б}}$, которая должна быть много меньше диффузионной длины неосновных носителей L_n : $W_{\text{Б}} \ll L_{n\text{Б}}$.

В то же время выполнение условий этих условий ведет к увеличению сопротивления базы $R_{\text{Б}}$, что ухудшает частотные свойства транзистора и коэффициент усиления базового тока при больших токах (эффект оттеснения эмиттерного тока).

Чрезмерное легирование эмиттера не приводит к повышению его эффективности из-за уменьшения ширины запрещенной зоны, поэтому концентрация примеси в активной базе не должна превышать 10^{18} см^{-3} . При этом чрезмерное уменьшение толщины базы (до $\sim 0,1 \text{ мкм}$) ведет к снижению напряжения смыкания коллекторного и эмиттерного переходов.

Высокие степени легирования эмиттера и базы ведут к увеличению барьерной емкости эмиттерного перехода. Снижение же степени легирования базы трудно осуществимо технологически и ведет к падению усилительных свойств при высоком уровне инжекции.

Таким образом, при выборе электрофизических и геометрических параметров структуры приходится руководствоваться компромиссными соображениями, так как улучшение одних характеристик прибора неизбежно сопровождается ухудшением других.

Значительная часть противоречий в требованиях к параметрам транзисторной структуры устраняется, если эмиттерную и базовую области изготовить из различных полупроводниковых материалов таким образом, чтобы ширина запрещенной зоны в эмиттере была больше, чем в базе. Такие биполярные транзисторы называются гетеропереходными (ГБТ).

Преимущества ГБТ на примере n - p - n -транзистора иллюстрируются энергетической диаграммой на рисунке 8.8. В идеальном случае разница в ширине запрещенной зоны ΔE_g для эмиттера и базы соответствует разрыву энергетического уровня ΔE_v : $\Delta E_g = \Delta E_v$.

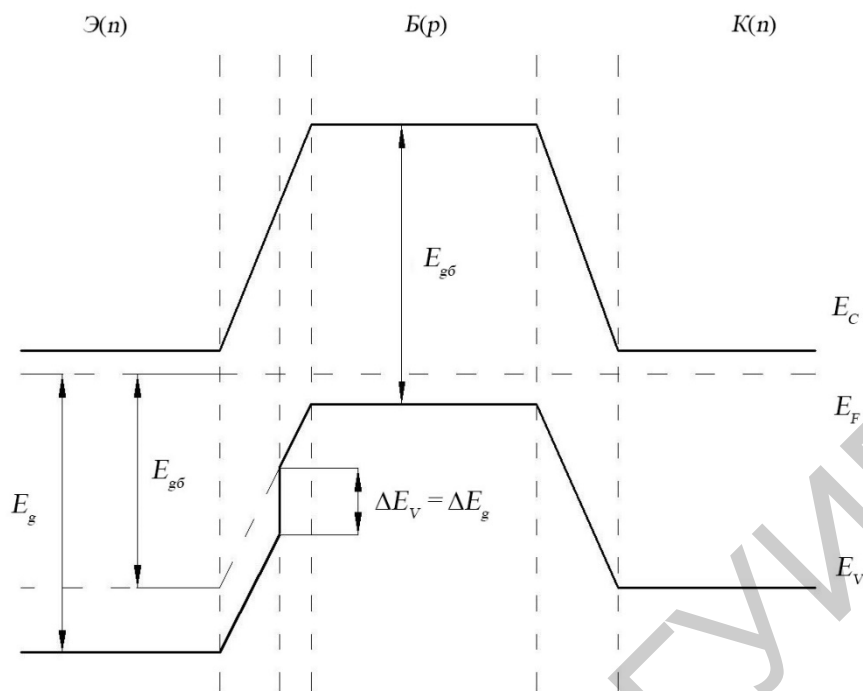


Рисунок 8.8 – Энергетическая диаграмма идеализированного ГПТ
($U_{ЭБ} = U_{КБ} = 0$)

При этом высота потенциального барьера для дырок, инжектируемых из базы в эмиттер, оказывается больше, чем для электронов, инжектируемых из эмиттера в базу, на величину E_v . Таким образом, уменьшается отношение дырочной компоненты эмиттерного тока к электронной, т. е. повышается эффективность эмиттера.

Рассмотрим для простоты случай, когда вырождение в эмиттере и базе отсутствует, а толщина квазинейтральных слоев эмиттера $W_{Э}$ базы и $W_{Б}$ много меньше диффузионной длины неосновных носителей. При этом электронная и дырочная составляющие обратного тока насыщения эмиттерного перехода определяются соотношениями

$$j_{Эsn} = \frac{qn_{iБ}^2 D_{nБ}}{N_{Б} W_{Б}}, \quad (8.12)$$

$$j_{Эsp} = \frac{qn_{iЭ}^2 D_{nЭ}}{N_{Э} W_{Э}}, \quad (8.13)$$

где $D_{pЭ}$ и $D_{nБ}$ – коэффициенты диффузии неосновных носителей в эмиттере и базе соответственно. Собственная концентрация свободных носителей в полупроводнике зависит от ширины запрещенной зоны:

$$n_i^2 = N_c N_v \exp(-E_g / kT).$$

Поэтому при одинаковых значениях эффективных плотностей квантовых состояний $N_{c,v}$

$$\frac{n_{iЭ}^2}{n_{iБ}^2} = \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right). \quad (8.14)$$

Для эффективности эмиттера $\gamma = (1 + j_{Эsp} / j_{Эsn})^{-1}$ получим

$$\gamma = \left[1 + \frac{G_{NB} \overline{D_{pЭ}}}{G_{NЭ} \overline{D_{nБ}}} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (8.15)$$

где G_{NB} и $G_{NЭ}$ – числа Гуммеля в базе и эмиттере соответственно.

Таким образом, при $\Delta E_g \gg kT$ эффективность эмиттера может оставаться чрезвычайно высокой (близкой к единице) даже в том случае, когда эффектив-

ность эмиттера в гомогенной структуре $\gamma_0 = \left[1 + \frac{G_{NB} \overline{D_{pЭ}}}{G_{NЭ} \overline{D_{nБ}}} \right]^{-1}$ мала. Это обстоя-

тельство позволяет в ГБТ легировать базу значительно сильнее, чем эмиттер.

К преимуществам гетеротранзистора относятся следующие:

- высокая эффективность эмиттера, так как потоку дырок (неосновных носителей заряда в эмиттере) из базы в эмиттер препятствует высокий барьер в валентной зоне;

- уменьшенное сопротивление базы, поскольку база может быть сильно легирована без снижения эффективности эмиттера;

- меньшее вытеснение тока в эмиттере вследствие малого падения напряжения вдоль перехода «эмиттер – база»;

- улучшенная переходная характеристика благодаря высокому коэффициенту усиления по току и низкому сопротивлению базы;

- расширенный температурный диапазон – гетеротранзистор может работать при более высоких температурах (~ 350 °С) на материалах $A^{III}B^V$ и нитридах III группы.

Соотношение (8.14) можно представить в виде

$$\gamma = \left(1 + \frac{G_{NB} \overline{D_{pЭ}}}{G_{NЭ}^* \overline{D_{nБ}}} \right)^{-1}, \quad (8.16)$$

где $G_{NЭ}^* = G_{NЭ} \exp(\Delta E_g / kT)$ – эффективное число Гуммеля в эмиттере.

Соотношение (8.15) показывает, что разность величин запрещенных зон эмиттера и базы является чрезвычайно эффективным средством повышения величины γ . Действительно, при $\Delta E_g = 0,25$ эВ эффективное число Гуммеля в эмиттере повышается более чем в 10^4 раз, что и позволяет сохранить высокие усилительные свойства ГБТ при условии $N_B \gg N_{Э}$.

Дополнительным преимуществом ГБТ является весьма низкая степень проявления эффекта Эрли. Концентрация примеси в базе во много раз превышает концентрации примеси в коллекторе и эмиттере, поэтому лишь малые части областей пространственного заряда коллекторного и эмиттерного p - n -переходов расположены в p^+ -области базы. В результате толщина базы

очень слабо зависит от напряжений $U_{КБ}$ и $U_{ЭБ}$. Благодаря этому наклон выходных ВАХ в нормальном режиме работы ГБТ очень мал, а собственный коэффициент усиления по напряжению может достигать 10^6 . Такая ситуация обеспечивает возможность уменьшения толщины базы до величины, меньшей 0,05 мкм, при сохранении достаточно высокого напряжения смыкания.

К недостаткам ГБТ можно отнести снижение подвижности основных и неосновных носителей в базе при сильном легировании.

В реальных ГБТ разрыв границ запрещенной зоны приводит к разрыву уровней E_c и E_v . Из рисунка 8.8 видно, что в этом случае в эмиттерном переходе существует энергетический «пичок» уровня E_c . Этот «пичок» создает для электронов, инжектируемых из эмиттера в базу, дополнительный потенциальный барьер высотой ΔE , который ведет к уменьшению электронной компоненты эмиттерного тока и нежелательному снижению эффективности эмиттера.

При условии, что ширина базовой области эмиттерного перехода $X_{дэ}$ много меньше ширины эмиттерной области $W_э$ (см. рисунок 8.7), высота дополнительного барьера ΔE_n может быть значительной. Наличие дополнительного барьера необходимо учитывать при расчете параметров ГБТ. Наиболее просто это делается в рамках термоэлектронно-диффузионной модели, изложенной ниже. Ввиду малой толщины «пичка» следует учитывать также возможность туннелирования электронов через этот барьер.

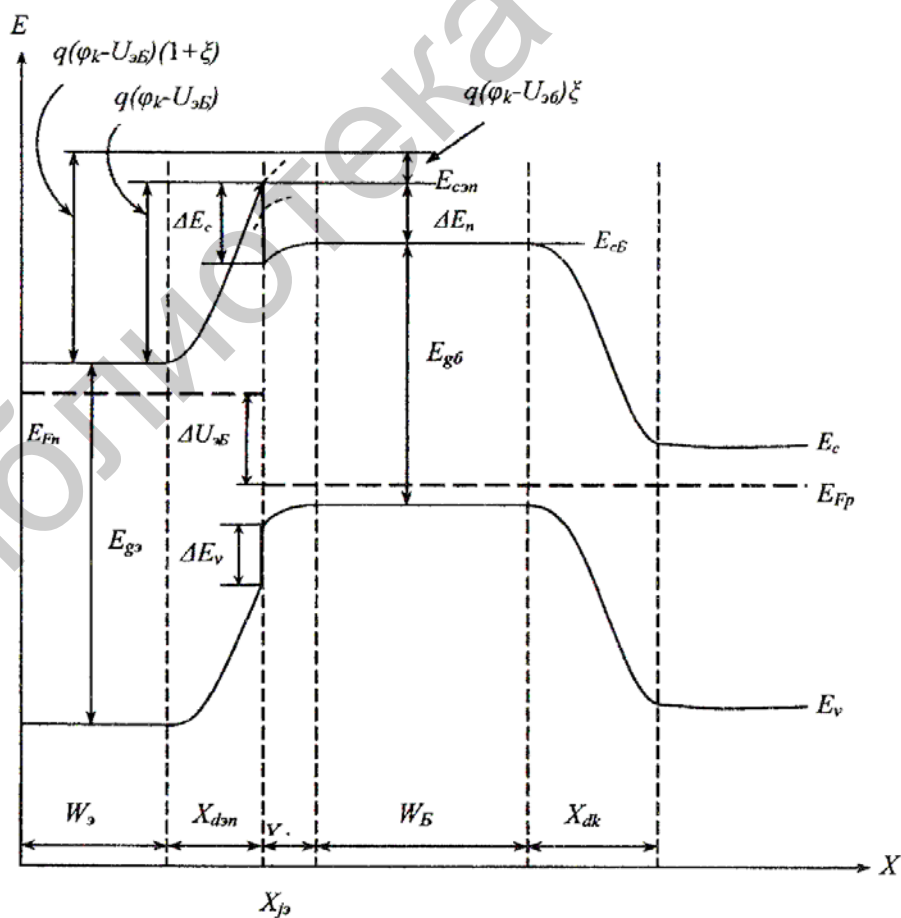


Рисунок 8.9 – Энергетическая диаграмма реального ГБТ ($U_{КБ} = 0$, $U_{ЭБ} > 0$)

8.6.2 Термоэлектронно-диффузионная модель

В этой модели перенос электронов через дополнительный потенциальный барьер высотой ΔE_n (см. рисунок 8.9) описывается с помощью теории термоэлектронной эмиссии. Во всей остальной части структуры используется обычная диффузионная модель. Предполагается, что эмиттер и база легированы однородно, а ширина запрещенной зоны изменяется скачкообразно в плоскости металлургической границы p - n -перехода «эмиттер – база» ($x = x_{jЭ}$).

Плотность электронного тока через плоскость ($x = x_{jЭ}$) можно найти как разность термоэлектронных токов, текущих через барьер в двух противоположных направлениях:

$$j_n(x_{jЭ}) = -\frac{1}{4} q v_{Tn} \left[n(x_{jЭ} - 0) - n(x_{jЭ} + 0) \exp\left(-\frac{\Delta E_c}{kT}\right) \right], \quad (8.17)$$

где v_{Tn} – средняя тепловая скорость электронов. Экспоненциальный множитель учитывает наличие потенциального барьера высотой ΔE_c для электронов, переходящих через барьер справа налево, подобно тому, как это делается в теории термоэлектронной эмиссии. Эффективные массы электронов m_n по обе стороны барьера считаются одинаковыми.

Концентрации электронов по обе стороны плоскости $x = x_{jЭ}$ связаны с их концентрациями на границах эмиттерного перехода соотношениями статистики Максвелла – Больцмана:

$$n(x_{jЭ} + 0) = n_{Б.гр} \exp\left[-(\varphi_{КЭ} - U_{ЭБ}) \frac{\xi}{\varphi_T}\right], \quad (8.18a)$$

$$n(x_{jЭ} - 0) = n_{Э.гр} \exp\left[-(\varphi_{КЭ} - U_{ЭБ}) \frac{1 - \xi}{\varphi_T}\right], \quad (8.18б)$$

где $n_{Э.гр} = n(x_{jЭ} - x_{dЭ})$;

$n_{Б.гр} = n(x_{jЭ} - x_{dЭp})$;

$\varphi_{КЭ}$ – контактная разность потенциалов на эмиттерном переходе;

$\xi = N_{Э} / (N_{Э} + N_{Б})$ – доля $\varphi_{КЭ}$, приходящаяся на базовую область эмиттерного перехода толщиной $X_{dЭp}$ (см. рисунок 4.2). Диэлектрические проницаемости слоев эмиттера и базы для простоты приняты одинаковыми.

В пренебрежении током рекомбинации-генерации носителей заряда в эмиттерном переходе

$$j_n(x_{jЭ}) = j_n(x_{jЭ} + x_{dЭp}) = -j_{Эn}. \quad (8.19)$$

Знак « \rightarrow » перед плотностью электронного тока $j_{Эn}$ соответствует принятому положительному направлению эмиттерного тока против оси x .

Плотность тока $j_n(x_{jЭ} + x_{dЭp})$ на границе базы с эмиттерным переходом определяется обычной диффузионной теорией [1] и при $U_{КБ} = 0$ составляет

$$j_n(x_{jЭ} + x_{dЭp}) = qD_B \frac{dn}{dx(x_{jЭ} + x_{ЭБ})} = \frac{qD_B(n_{Б.гр} - n_{Б0})}{W_B}, \quad (8.20)$$

где $n_{Б0} = n_{iБ}^2/N_B$ – равновесная концентрация электронов в базе.

Подставляя (8.17) и (8.19) в (8.20) с учетом (8.18), найдем избыточную граничную концентрацию электронов в базе:

$$n_{Б.гр} - n_{Б0} = R_n^{-1} \left[n_{Э.гр} \exp \frac{\Delta U_c + U_{ЭБ} - \varphi_{КЭ}}{\varphi_T} - n_{Б0} \right] \quad (8.21)$$

где

$$\Delta U_c = \frac{\Delta E_c}{q}, \quad (8.22)$$

$$R_n = 1 + \frac{4D_{nБ}}{v_{Tn}W_B} \exp \frac{\Delta U_c - E(\varphi_{КЭ} - U_{ЭБ})}{\varphi_T}, \quad (8.23)$$

где $\varphi_T = \frac{kT}{q}$.

Подстановка (8.22) в (8.20) с учетом (8.23), (8.25) и (8.19) дает ВАХ электронной составляющей тока через эмиттерный переход:

$$j_{Эn} = j_{Эs} \left[\exp \frac{U_{ЭБ}}{\varphi_T} - 1 \right], \quad (8.24)$$

где плотность электронного обратного тока насыщения $j_{Эs}$ определяется соотношением

$$j_{Эs} = \frac{qD_{nБ}n_{iБ}^2}{N_B W_B R_n}. \quad (8.25)$$

Сравнение (8.25) и (8.12) показывает, что влияние дополнительного потенциального барьера для электронов высотой ΔE_n (см. рисунок 8.8) в формуле для плотности электронного тока учитывается множителем R_n^{-1} , который определяется соотношением (8.25). Формула (8.25) справедлива только при $\Delta E_n \geq 0$, когда $R_n \geq 1$. При $\Delta E_n < 0$ следует полагать $R_n = 1$ (дополнительный потенциальный барьер отсутствует).

Для плотности дырочного тока справедливо соотношение (8.13). Таким образом, для эффективности эмиттера с учетом (8.25) и (8.15)–(8.16) получим

$$\gamma = \left(1 + \frac{R_n G_{NБ} \overline{D_{pЭ}}}{G_{NЭ}^* D_{nБ}} \right)^{-1}. \quad (8.26)$$

Заметим, что величина R_n увеличивается с ростом напряжения $U_{ЭБ}$, что приводит к снижению эффективности эмиттера.

В настоящее время реализованы гетеропереходные транзисторные структуры на основе различных материалов. В таблице 8.1 приведены такие гетерокомпозиции.

Таблица 8.1 – Гетерокомпозиции, на основе которых созданы биполярные гетеротранзисторы

<i>Подложка</i>	<i>Эмиттер</i>	<i>База</i>	<i>Коллектор</i>
GaAs	AlGaAs GaInP	GaAs или AlGaAs (с градиентом состава) GaAs или AlGaAs (с градиентом состава)	GaAs или AlGaAs GaAs или GaInP
InP	InP AlInAs InP	InGaAs InGaAs GaAsSb	InGaAs или InP InGaAs или InP InP
Si	Si/поли- Si	Si – Ge (с градиентом состава)	Si
Al ₂ O ₃	AlGaN	GaN	GaN

РАЗДЕЛ 9 МОЩНЫЕ МОП-ТРАНЗИСТОРЫ

Мощные МОПТ используются или как усилители мощности (при конструировании необходимо добиваться хороших частотных характеристик), или как мощный ключевой элемент (при конструировании необходимо добиваться малых потерь мощности).

9.1 МОП-транзистор как усилитель мощности

Работая в пологой области выходной характеристики, МОПТ является по существу прибором с квадратичной вольт-амперной характеристикой, так как

$$I_C = k / 2(U_{ЗИ} - U_{пор})^2. \quad (9.1)$$

Отсутствие в характеристике МОПТ членов нечеткого порядка приводит к малому уровню перекрестных искажений, т. е. к отсутствию заметного взаимодействия между двумя высокими частотами внутри полосы пропускания, когда прибор используется как линейный усилитель.

Переходные характеристики МОПТ приблизительно линейны при малых сигналах, когда ток на выходе I_C связан со входным напряжением $U_{ЗИ}$ соотношением

$$I_C = S \cdot U_{ЗИ}. \quad (9.2)$$

Если это свойство МОПТ сохраняется для достаточно большого интервала токов, то они приобретают преимущество перед биполярными транзисторами, поскольку последние для подавления искажений требуют значительно более сильной обратной связи. Поэтому мощные МОПТ применяются в схемах – усилителях звуковой частоты, а также для осуществления широтно-импульсной модуляции. Биполярные транзисторы для этой цели не годятся, так как не обладают достаточно высокими частотными характеристиками.

Выходная мощность МОПТ составляет

$$P_{\text{вых}} \cong I_{C\text{max}}(U_{СИ} - U_{СИ\text{нас}}), \quad (9.3)$$

где $(U_{СИ\text{проб}} - U_{СИ\text{нас}})$ – максимальный размах напряжения на стоке;
 $U_{СИ\text{проб}}$ – напряжение пробоя «сток – исток».

Очевидно, что для достижения большой выходной мощности желательно, чтобы напряжение пробоя $U_{СИ\text{проб}}$ было намного больше напряжения насыщения $U_{СИ\text{нас}}$.

Для получения большой величины тока стока $I_{C\text{max}}$ нужно увеличивать ширину Z затвора. Для этого в конструкциях МОПТ или применяют гребенчатый затвор (зубцы гребенки входят друг в друга), или затвор имеет ячеистый

вид. Необходимо также уменьшать во включенном состоянии последовательное сопротивление транзистора, которое состоит из сопротивлений канала, тока и истока. На сопротивлениях истока и стока бесполезно рассеивается мощность. Сопротивление истока, кроме того, влияет на параметры входной цепи усилителя и проявляется как элемент обратной связи, в результате чего коэффициент усиления прибора падает.

В настоящее время при постоянных токах стока десятки ампер сопротивления истока и стока МОПТ не превышает единиц ома.

Минимизировать емкость «затвор – канал» можно использованием самосовмещенного затвора из поликристаллического кремния. Уменьшить паразитные емкости помогает также применение более утолщенной пленки оксида под металлическим контактом затвора в местах, расположенных вне активного канала.

Использование в качестве усилителей транзисторов с n -каналами во многих отношениях предпочтительнее, чем с p -каналами, из-за большей подвижности электронов, лучших частотных характеристик и большей крутизны вольт-амперной характеристики.

9.2 Мощный МОП-транзистор как ключевой элемент

Мощные МОПТ предназначены для переключения больших токов, и при этом падение напряжения на нем в проводящем состоянии $U_{пр} = I_C(R_K + R_{И} + R_C)$ лишь ненамного выше, чем в биполярных транзисторах с такой же активной площадью кремниевой структуры. Падение напряжения, которое возникает на остаточном сопротивлении проводящей структуры (сопротивление канала R_K , истока $R_{И}$ и стока R_C), является одним из важнейших параметров любого переключения, так как именно им определяется количество рассеиваемой мощности.

На рисунке 9.1 показана идеализированная характеристика переключения: вход – напряжение «затвор – исток» $U_{зи}$, выход – ток стока I_C .

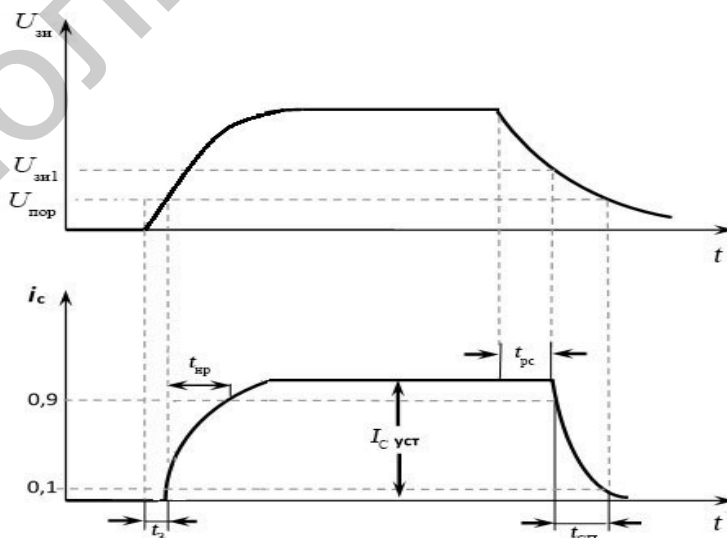


Рисунок 9.1 – Идеализированная характеристика переключения мощного МОПТ

При достижении на затворе порогового напряжения $U_{\text{пор}}$ ток стока быстро нарастает (для идеализации предполагаем, что подпороговый ток равен нулю). По окончании времени $t_{\text{пр}}$ ток стока достигает своего максимального установившегося значения $I_{\text{С,уст}}$. После снятия напряжения на затворе начинает разряжаться емкость «затвор – канал». По истечении относительно короткого времени рассасывания $t_{\text{рас}}$ (рассасывание заряда, накопленного на емкости «затвор – канал») напряжение на затворе уменьшается до величины $U_{\text{зи}}$, при котором ток транзистора выходит из области насыщения и начинает уменьшаться при одновременном уменьшении напряжения на затворе.

По истечении времени спада $t = t_{\text{сп}}$ напряжение на затворе станет равным пороговому $U_{\text{пор}}$, и процесс выключения практически оканчивается.

В биполярных транзисторах процессы токопереноса определяются как основными, так и неосновными носителями заряда. Поэтому накопление заряда неосновных носителей как в базовой, так и в коллекторной областях во многом определяет время переключения мощных биполярных транзисторов. Процессы в МОПТ определяются только основными носителями заряда. И хотя в МОПТ необходимо учитывать накопление заряда на входной емкости, которая определяется полной площадью затвора, он намного меньше заряда, накапливаемого в биполярном транзисторе. Следовательно, МОПТ являются более быстродействующими приборами, чем биполярные. Например, время включения и выключения, оптимально изготовленного МОПТ при токе стока $I_{\text{с}} = 10 \text{ А}$ и напряжение на стоке $U_{\text{си}} = 200 \text{ В}$, как правило, составляет 100 нс и зависит, безусловно, от внешней цепи. Время задержки обычно не превышает 50 нс, а время рассасывания – 100 нс. К тому же время переключения несущественно зависит от температуры в то время, как в биполярных транзисторах время переключения намного увеличивается при росте температуры, так как растет время жизни носителей заряда.

Максимальные полученные значения частоты переключения в мощных МОПТ составляют несколько сотен кГц, в биполярных транзисторах эта частота составляет 5 кГц.

Напряжение на затворе растет соответственно уравнению заряда входной емкости:

$$U_3(t) = U_{\text{зи}} [1 - \exp(-t/(R_{\Gamma} \cdot C_{\text{вх}}))], \quad (9.4)$$

где $C_{\text{вх}} = C_{\text{зи}} + C_{\text{зс}}$ – входная емкость;

R_{Γ} – внутреннее сопротивление генератора импульсов.

Время задержки при включении заканчивается в момент, когда потенциал на затворе достигает порогового значения $U_{\text{пор}}$ и согласно выражению (9.4)

$$t_3 = C_{\text{вх}} R_{\Gamma} \ln(1 - U_{\text{пор}} / U_{\text{зс}}). \quad (9.5)$$

9.3 Влияние температуры на параметры и характеристики МОП-транзистора

Эффективная подвижность носителей $\mu_{эф}$ в области канала с ростом температуры падает из-за усиления различных механизмов рассеяния. В интервале температур от -55 до 125 °С зависимость подвижности от температуры можно представить в виде $\mu_{эф} \sim T^{-1}$ как для дырок, так и для электронов. При температуре выше 125 °С эффективная подвижность меняется более резко, а именно $\mu_{эф} \sim T^{-3/2}$.

В выражении для порогового напряжения $U_{пор} = \varphi_{МП} - \frac{Q_{ss}}{C_0} \pm \frac{Q_{o.c}}{C_0} \pm \frac{Q_k}{C_0}$ практически все составляющие правой части этого выражения зависят от температуры, а именно $\frac{Q_k}{C_0} = 2\varphi_F$; $\varphi_F = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n}$; $n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right)$; $\varphi_{МП} = -0,6 \pm \varphi_F$ (для МОП-транзистора с алюминиевым затвором) и т. д. Изменение порогового напряжения для n - и p -канальных транзисторов составляет 2 мВ/К для концентрации примеси в подложке $N_n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Изменение подвижности носителей и порогового напряжения с температурой сказывается на таких параметрах, как ток стока I_C , крутизна характеристики S и сопротивление транзистора в проводящем состоянии.

Температурный коэффициент тока стока при небольших токах положителен, так как его величина определяется пороговым напряжением, величина которого падает с увеличением температуры. При больших значениях тока он уменьшается с ростом температуры из-за уменьшения величины подвижности. Точки изменения знака температурного коэффициента отличаются для различных приборов.

Крутизна характеристики S с ростом температуры уменьшается с температурным коэффициентом $-0,2$ % на градус Цельсия из-за уменьшения удельной крутизны κ , которая, в свою очередь уменьшается вследствие падения подвижности.

$$\kappa = \frac{\mu_{эф} \cdot C_0 \cdot Z}{L}$$

Также из-за уменьшения подвижности растет сопротивление транзистора в проводящем состоянии с температурным коэффициентом, примерно равным $+0,7$ % на градус Цельсия.

9.4 Геометрия и сравнительный анализ мощных МОП-транзисторов

Конструкции мощных транзисторов можно условно разбить на два основных класса: двухмерные и трехмерные. В двухмерных приборах –

горизонтальных МОП-транзисторах с двойной диффузией (ГДМОПТ) (рисунок 9.2, а) – сток и исток располагаются на одной плоскости. Такие приборы аналогичны стандартным МОП-транзисторам с протяженной высокорезистивной областью стока, что необходимо для работы в высоковольтном режиме.

В трехмерных приборах протяженная область стока, известная также как дрейфовая область, расположена вертикально, и электрод стока размещен на нижней стороне пластины. К этим приборам относятся МОП-транзистор с V-канавкой (V-МОПТ, рисунок 9.2, в) и вертикальный транзистор с двойной диффузией (ВДМОПТ, рисунок 9.2, б).

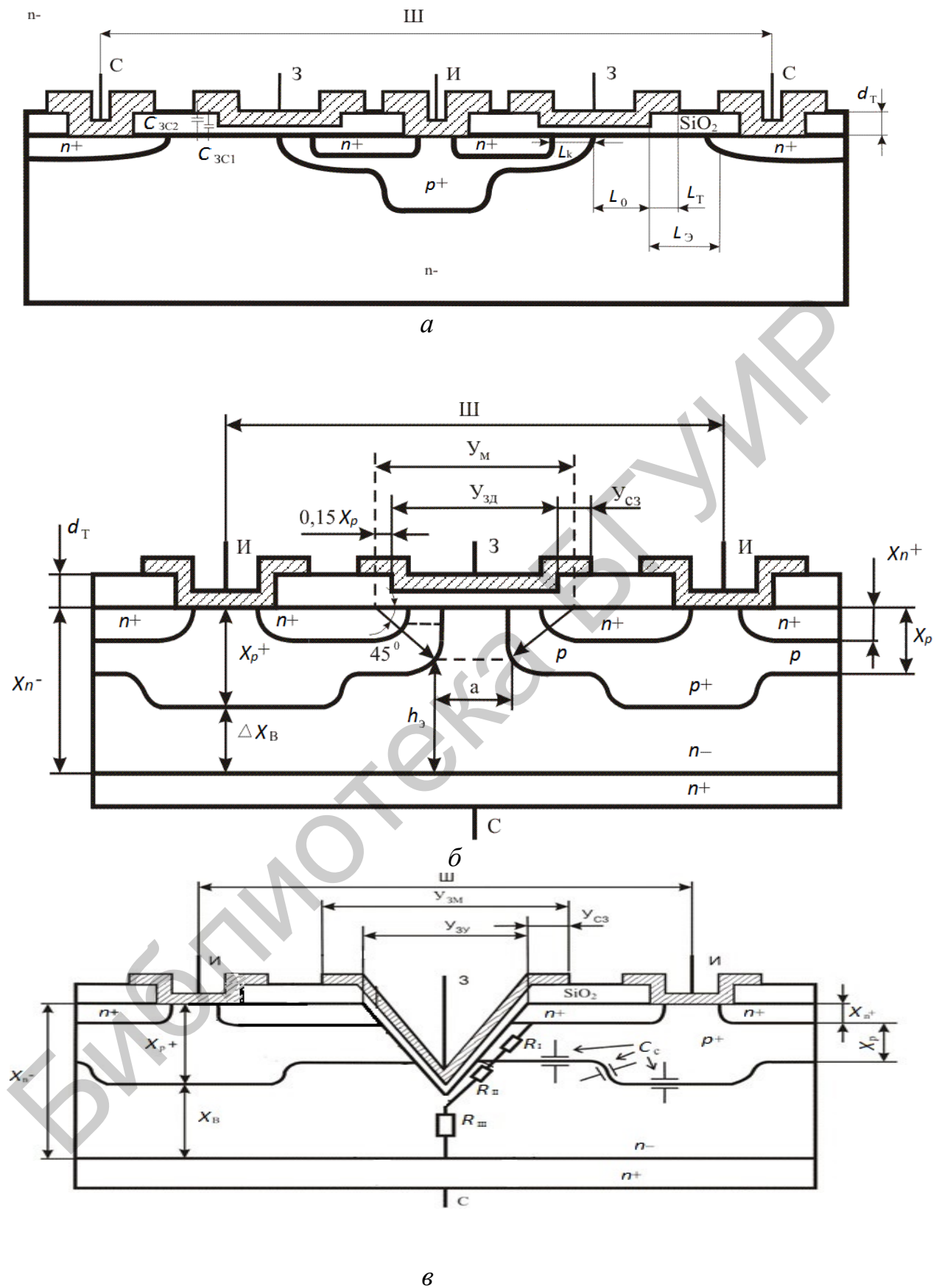
Приведенным на рисунке 9.2 структурам мощных МОП-транзисторов можно дать качественный сравнительный анализ.

1. В транзисторах с двойной диффузией (ГДМОПТ, ВДМОПТ) длина канала определяется последовательной диффузией через одно и то же окно в SiO_2 бора и фосфора (или мышьяка). Из-за двухмерных процессов, происходящих при диффузии, уменьшается длина канала $L_k = 0,85(x_p - x_{n^+})$, где x_p и x_{n^+} – глубины залегания p -области подложки и n^+ -области истока соответственно.

В V-МОПТ-транзисторах каналы образуются вертикальным диффузионным профилем за счет анизотропного травления V-канавки под углом $54,74^\circ$ к поверхности. В результате при тех же самых технологических параметрах диффузии длина канала в этих транзисторах $L_k = (x_p - x_n) / \sin 54,74^\circ$ в полтора раза больше, чем длина горизонтального канала в ДМОП-структурах. Поэтому при тех же самых технологических параметрах структуры можно ожидать сопротивление канала в горизонтальных структурах приблизительно на 50 % меньше.

2. В вертикальных структурах на одной плоскости расположены только два электрода, в то время как в ГДМОП-транзисторах все три электрода находятся на одной плоскости. Следовательно, плотность упаковки при использовании горизонтальных структур намного меньше. По этой причине чаще всего в настоящее время используется вертикальные структуры.

Однако, так как в ГДМОП-структурах все электроды находятся на одной поверхности, то это облегчает организацию межсоединений с другими элементами в интегральных микросхемах. Кроме того, низкое напряжение затвора $U_{зи}$, которое можно подавать на затвор в горизонтальных структурах, дает возможность использовать в них тонкий подзатворный окисел. Это, в свою очередь, позволяет уменьшить сопротивление n^- -дрейфовой области вследствие большого обогащения приповерхностного слоя. Все это вместе взятое позволяет горизонтальным структурам конкурировать с вертикальными.



a – сечение ГДМОПТ с паразитными емкостями «затвор – канал»; *б* – сечение ВДМОПТ с указаниями размеров для расчетов паразитных емкостей; *в* – сечение V-МОПТ с составляющими сопротивления «сток – истоки» с паразитными емкостями «затвор – канал»
 Рисунок 9.2 – Мощные МОПТ горизонтального и вертикального типа

3. Каналы как в ГДМОПТ, так и в ВДМОПТ формируются в кремнии с ориентацией (100). Каналы в V-МОПТ-структуре формируются в кремнии с ориентацией (111). Структуры, сформированные в кремнии с ориентацией (100), имеют по сравнению со структурами, каналы которых сформированы в кремнии с ориентацией (111), на 20 % больше подвижность носителей в инверсионном слое (канале) и на 15 % больше скорость носителей в канале. Эти эффекты значительно сказываются на уменьшении сопротивления канала и на увеличении крутизны.

4. Плотность поверхностных состояний $N_{\text{п.с}}$ на границе Si – SiO₂ в три раза больше в структурах с ориентацией (111), чем с ориентацией (100). Поэтому в этих структурах для получения нужной величины порогового напряжения необходимо иметь выше концентрацию носителей в канале. А так как рассеивание носителей на ионизированных примесях приводит к уменьшению подвижности, то это является еще одной причиной уменьшения подвижности в V-МОП-структуре. Однако на практике при больших величинах напряжения на затворе этот вклад незначителен, так как в этом случае концентрация носителей у всех мощных МОП-транзисторов достаточно высока, и заряд поверхностных состояний оказывает незначительное влияние на величину порогового напряжения. В свою очередь, высокое значение $N_{\text{п.с}}$, во-первых, приводит к некоторой деградации подвижности, а во-вторых, увеличивает уровень шума в усилителях мощности.

5. В непланарной V-МОП-структуре можно использовать большое разнообразие конфигураций масок для фотолитографии и металлизации, которое невозможно в ВДМОП- и ГДМОП-структурах. Однако при использовании поликремниевого затвора или затвора из тугоплавкого материала все эти проблемы уходят на задний план.

6. Во всех перечисленных структурах при использовании алюминиевого затвора наблюдается перехлестывание металлизации с тонким подзатворным окислом, что приводит к увеличению емкости «затвор – исток» и деградации скорости. Эта емкость может быть существенно уменьшена при использовании различных скоростей окисления n^+ - и n^- -областей. Эта технология наиболее эффективна для кремния с ориентацией (100), чем (111). Это лишний раз говорит о преимуществе использования ГДМОП- и ВДМОП-структур на высокой частоте. Кроме того, при использовании поликремниевых затворов или затворов из тугоплавких материалов (транзисторы с самосовмещенным затвором) более эффективно уменьшается величина емкости $C_{\text{зи}}$ в ВДМОП- и ГДМОП-структурах, чем в V-МОП-структуре.

7. В высоковольтных транзисторах всех типов основной вклад в сопротивление «сток – исток» $R_{\text{си}}$ открытого транзистора носит сопротивление n -стоковой области. Качественно это сопротивление одно и то же для всех типов транзисторов, однако величина его различна для каждой структуры.

8. При использовании алюминиевого затвора активная область транзистора в горизонтальных структурах приблизительно в два раза больше, чем в вертикальных.

9. В случае использования поликремниевого затвора или затвора из тугоплавкого материала активная область транзистора уменьшается на 30 %.

РАЗДЕЛ 10 БИПОЛЯРНЫЙ ТРАНЗИСТОР С ИЗОЛИРОВАННЫМ ЗАТВОРОМ

10.1 Целесообразность создания биполярного транзистора с изолированным затвором

Движение тока в биполярных транзисторах основано на явлениях инжекции, переноса и собирания носителей. При этом в качестве основных носителей могут использоваться как электроны, так и дырки. Отсюда и происходит название приборов: биполярные, т. е. использующие носители разных полярностей. Тиристоры тоже относятся к биполярным ключам. В противоположность этому полевые транзисторы с управляющим $p-n$ -переходом и со структурой МОП используют только основные носители заряда, движение которых управляется напряжением на затворе, т. е. электрическим полем. Это дало второе общеупотребительное название униполярным приборам – полевые. Отсутствие явления инжекции и необходимости рассасывания заряда неосновных носителей при выключении определило целый ряд преимуществ полевых транзисторов перед биполярными.

1. Коэффициент усиления биполярных транзисторов из-за снижения коэффициента инжекции резко уменьшается в области больших токов. С ростом предельно допустимого запираемого напряжения эта проблема еще более усугубляется. Крутизна полевых транзисторов с коротким каналом из-за ограничения скорости движения носителей практически неизменна в области рабочих токов. Это обеспечивает большую устойчивость полевых транзисторов к токовым перегрузкам по сравнению с биполярными.

2. Значительные токи утечки у мощных биполярных транзисторов уменьшают область безопасной работы ключа. Принцип протекания больших токов управления с учетом снижения коэффициента усиления резко повышает мощность потерь в цепях управления биполярными приборами. Наоборот, высокое входное сопротивление полевых транзисторов и малый динамический заряд управления позволяют эту мощность значительно снизить, особенно в статических режимах.

3. Отсутствие накопленного заряда неосновных носителей обеспечивает высокую скорость переключения полевых транзисторов и лучшие динамические характеристики по сравнению с биполярными аналогами.

Еще одно преимущество полевых транзисторов связано с однородностью их полупроводниковой структуры. Однородный полупроводник обладает положительным температурным коэффициентом сопротивления. Следовательно, полевой транзистор обладает теплоустойчивостью и способностью к самовыравниванию плотностей протекающего тока. В биполярных структурах в противоположность этому присутствует эффект локального перегрева. Таким образом, полевые транзисторы менее подвержены резким изменениям токовой нагрузки, что особенно ценно в многоканальных структурах.

Эти очевидные преимущества первых промышленных образцов мощных полевых транзисторов к середине 1970-х годов позволили говорить о вытеснении и полной замене широко распространенных биполярных транзисторов во многих областях применения. Однако на практике напряжение насыщения высоковольтных биполярных транзисторов оставалось намного меньшим, чем у аналогичных по параметрам полевых приборов. Это следствие высокого сопротивления канала протекания тока, увеличивающегося с ростом пробивных напряжений, и высокая стоимость технологических операций ограничила область использования полевых транзисторов устройствами высокочастотного применения и низковольтными (менее 100 В) схемами. Другим ограничивающим фактором оказался положительный температурный коэффициент увеличения сопротивления кремниевого полупроводника. Оказалось, что из-за высокого температурного коэффициента сопротивление открытого канала практически удваивается при температуре кристалла, близкой к 150 °С. Это значение температуры и стало критическим для применения полевых транзисторов, тогда как биполярные приборы имели аналогичную температуру, равную 200 °С. Разность в 50 °С и снижение порогового напряжения с повышением температуры ограничили применение мощных полевых транзисторов во многих областях применения с температурой окружающей среды, близкой к 100 °С.

Проведенный анализ и полученные результаты сравнения не могли не подвигнуть разработчиков электронных схем к попыткам скомбинировать полезные свойства полевых и биполярных структур. Отсутствие некоторых технологий изготовления комбинированных приборов в начале 1970-х годов не остановило исследователей в попытках получения универсального транзистора на основе дискретных составляющих.

10.2 Структура биполярного транзистора с изолированным затвором

Нишу высоковольтных силовых приборов с большими уровнями токов и напряжениями до единиц киловольт заняли биполярные транзисторы с изолированным затвором (БТИЗ) (*англ.* Insulated Gate Bipolar Transistor – IGBT).

МОПТ имеют характеристики, близкие к характеристикам идеального ключа, и являются наиболее популярными ключевыми элементами. Однако оказалось, что главным параметром, ограничивающим область их применения, является допустимое напряжение на стоке. Высоковольтных МОПТ с достаточно хорошими характеристиками создать пока не удастся, так как сопротивление канала открытого транзистора растет пропорционально квадрату напряжения пробоя. Это затрудняет их применение в устройствах с высоким КПД.

БТИЗ являются продуктом развития технологии силовых транзисторов со структурой «металл – оксид – полупроводник», управляемых электрическим полем, и сочетают в себе два транзистора в одной полупроводниковой структуре: биполярный (образующий силовой канал) и полевой (образующий канал управления).

БТИЗ сочетает достоинства этих двух типов транзисторов:

- высокое входное сопротивление, низкий уровень управляющей мощности;
- низкое значение остаточного напряжения во включенном состоянии.

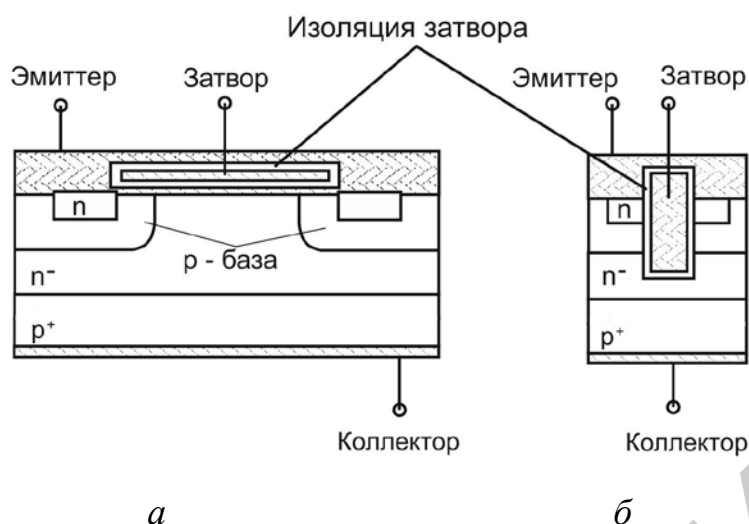
Анализ характеристик мощных МОПТ, БТ и БТИЗ позволяет сделать следующие выводы (таблица 10.1).

Таблица 10.1 – Сравнительный анализ характеристик мощных МОПТ, БТ и БТИЗ

БТИЗ и МОПТ	<ol style="list-style-type: none"> 1. Для БТИЗ с номинальным напряжением в диапазоне 600–1200 В в полностью включенном состоянии прямое падение напряжения, так же как и для биполярных транзисторов, находится в диапазоне 1,5–3,5 В. Это значительно меньше, чем характерное падение напряжения на силовых МОПТ в проводящем состоянии с такими же номинальными напряжениями. 2. МОПТ с номинальными напряжениями ≤ 200 В имеют более низкое значение напряжения во включенном состоянии, чем БТИЗ, и остаются непревзойденными в этом отношении в области низких рабочих напряжений и коммутируемых токов до 50 А. 3. По быстродействию и частотным характеристикам БТИЗ уступают МОПТ. Типичные значения времени рассасывания накопленного заряда и спада тока при выключении БТИЗ находятся в диапазонах 0,2–0,4 и 0,2–1,5 мкс соответственно. Рабочая частота наименее инерционных БТИЗ гораздо меньше частот МОПТ (причем с ростом частоты уменьшается максимально допустимая амплитуда тока коллектора). Так, у фирмы «International Rectifier» БТИЗ группы W (warp speed) соответствуют частотам 75–150 кГц
БТИЗ и БТ	<ol style="list-style-type: none"> 1. Область безопасной работы БТИЗ позволяет успешно обеспечить его надежную работу без применения дополнительных цепей формирования траектории переключения при частотах от 10 до 20 кГц для модулей с номинальными токами в несколько сотен ампер. Такими качествами не обладают биполярные транзисторы, соединенные по схеме Дарлингтона. 2. По максимальным рабочим частотам БТИЗ превосходят БТ. 3. В области малых рабочих токов параметры БТ лучше

В настоящее время БТИЗ обеспечивают коммутацию токов до 3600 А и напряжений до 6,5 кВ. При этом времена переключений биполярных транзисторов с изолированным затвором лежат в диапазоне 200–400 нс.

Структура БТИЗ подобна структуре ВДМОПТ с диффузионными *p*- и *n*-областями (см. рисунок 4.1). Инверсионный слой формируется под затвором, к которому, как и в МОПТ, прикладывается управляющее напряжение. Основное отличие БТИЗ от ВДМОП – использование для стока *p*+–слоя подложки, что делает его биполярным прибором, поскольку из *p*-области инжектируются дырки в область дрейфа с проводимостью *n*-типа.



a — обычный (планарный) БТИЗ; *б* — БТИЗ, выполненный по технологии с вертикальным затвором (trench gate technology)
Рисунок 10.1 – Схематичный разрез структуры БТИЗ

В настоящее время для уменьшения падения напряжения на БТИЗ в открытом состоянии, для расширения диапазонов допустимых токов, напряжений и области безопасной работы они изготавливаются по технологии с вертикальным затвором – trench gate technology (технология «утопленного» канала) (см. рисунок 10.1, б). При этом размер элементарной ячейки уменьшается в 2...5 раз.

На рисунке 10.2 приведены встречающиеся условные обозначения БТИЗ. Прибор вводится в силовую цепь выводами биполярного транзистора Э (эмиттер) и К (коллектор), а в цепь управления – выводом З (затвор).

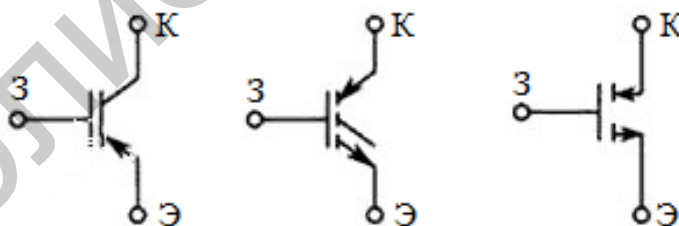
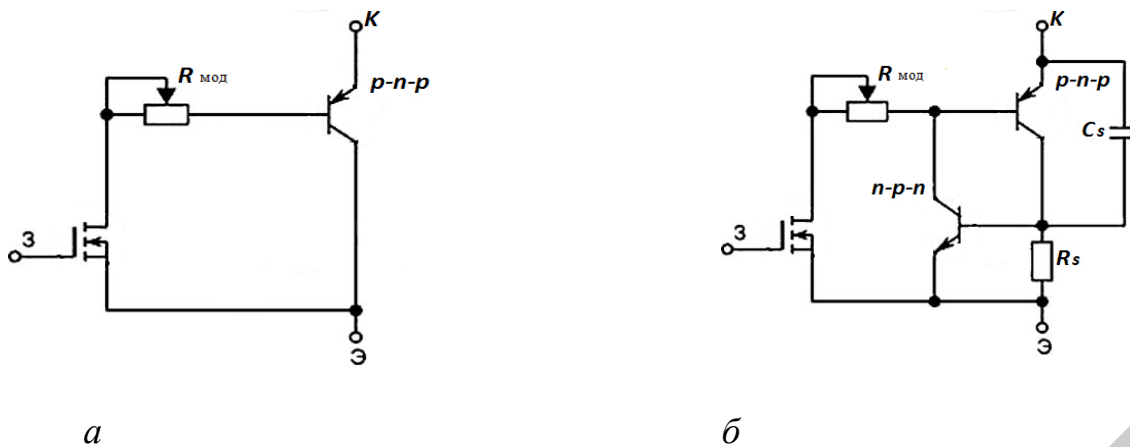


Рисунок 10.2 – Условные графические обозначения БТИЗ

Таким образом, БТИЗ имеет три внешних вывода: эмиттер, коллектор, затвор. Соединения эмиттера и истока, базы и стока являются внутренними.

Эквивалентные двух- и трехтранзисторные схемы включения приведены на рисунке 10.3.



a – упрощенная схема; *б* – схема с паразитным *n-p-n*-транзистором
 Рисунок 10.3 – Эквивалентные схемы БТИЗ

Сочетание двух приборов в одной структуре позволило объединить достоинства полевых и биполярных транзисторов: высокое входное сопротивление с высокой токовой нагрузкой и малым сопротивлением во включенном состоянии.

10.3 Принцип работы БТИЗ

При подаче на изолированный затвор положительного смещения возникает проводящий канал в *p*-области (на рисунке 10.4 обозначен пунктирной линией) и включается соответствующий МОПТ, обеспечивая открытие биполярного *p-n-p*-транзистора. Между внешними выводами ячейки – коллектором и эмиттером – начинает протекать ток. При этом ток стока МОПТ оказывается усиленным в $(\beta + 1)$ раз, где β – коэффициент передачи тока базы. При включенном биполярном транзисторе в *n*-область идут встречные потоки носителей (электронов и дырок) (рисунок 10.4), что ведет к падению сопротивления этой области и дополнительному уменьшению остаточного напряжения на приборе.

Процесс включения БТИЗ можно разделить на два этапа. После подачи положительного напряжения между затвором и истоком происходит открытие полевого транзистора (формируется *n*-канал между истоком и стоком). Движение зарядов из области *n* в область *p* приводит к открытию биполярного транзистора и возникновению тока от коллектора к эмиттеру. Таким образом, полевой транзистор управляет работой биполярного.

В отличие от ВДМОПТ, у БТИЗ *n*-область устройства соединена с *p*⁺-областью, которая служит коллектором вертикального *p*⁺-*n*-*p*⁺-биполярного транзистора. Проходя *n*-дрейфовую область, электроны попадают в *p*⁺-область. Для сохранения квазинейтральности дырки из *p*⁺-коллектора инжектируются в базу (*n*-дрейфовую область БТИЗ).

Следовательно, n^- -дрейфовая область обогащается свободными носителями заряда, что приводит к снижению пространственного заряда и затем к снижению напряжения «коллектор – эмиттер».

Для БТИЗ с номинальным напряжением в диапазоне 600...1200 В в полностью включенном состоянии прямое падение напряжения, так же как и для биполярных транзисторов, находится в диапазоне 1,5...3,5 В. Это значительно меньше, чем характерное падение напряжения на силовых МОПТ в проводящем состоянии с такими же номинальными напряжениями.

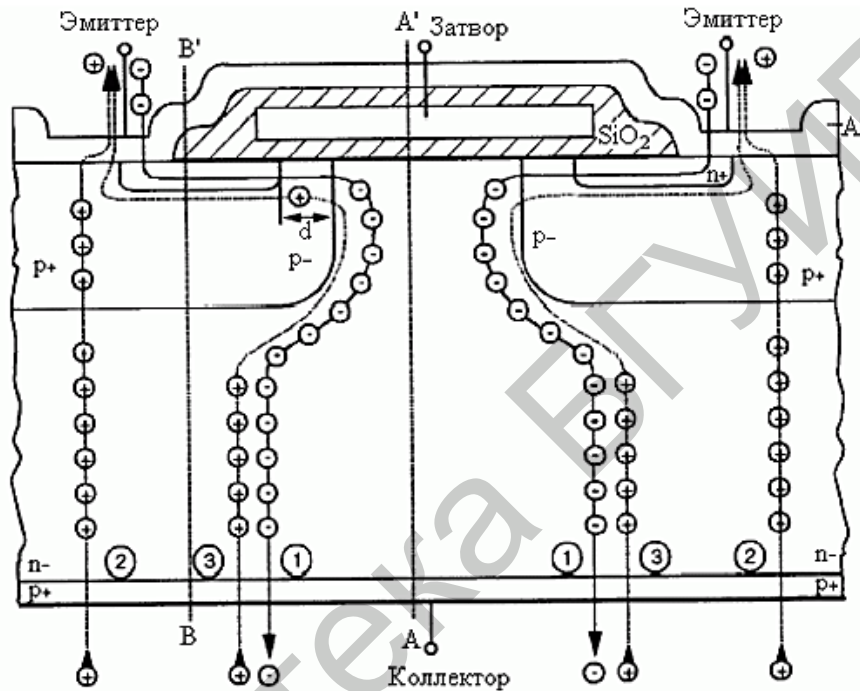


Рисунок 10.4 – Распределение потока носителей БТИЗ в открытом состоянии

С другой стороны, МОПТ с номинальными напряжениями 200 В и меньше имеют более низкое значение напряжения во включенном состоянии, чем БТИЗ, и остаются непревзойденными в этом отношении в области низких рабочих напряжений и коммутируемых токов до 50 А.

Область безопасной работы БТИЗ позволяет успешно обеспечить его надежную работу без применения дополнительных цепей формирования траектории переключения при частотах от 10 до 20 кГц для модулей с номинальными токами в несколько сотен ампер. Такими качествами не обладают биполярные транзисторы, соединенные по схеме Дарлингтона.

Так же как и дискретные транзисторы, МОПТ вытеснили биполярные транзисторы в ключевых источниках питания с напряжением до 500 В, дискретные БТИЗ – в источниках с более высокими напряжениями (до 3500 В).

Напряжение на открытом приборе складывается из напряжения на прямосмещенном эмиттерном переходе $p-n-p$ -транзистора (диодная составляющая) и падения напряжения на сопротивлении модулируемой n^- -области (омическая составляющая):

$$U_{КЭ.откр} \approx U_{БЭрпр} + I_B R_{МОПТ} = U_{БЭрпр} + \frac{R_{МОПТ}}{\beta + 1} I_K, \quad (10.1)$$

где $R_{МОПТ}$ – сопротивление МОПТ транзистора в структуре БТИЗ (сопротивление эпитаксиального n^- -слоя);

β – коэффициент передачи базового тока биполярного $p-n-p$ -транзистора;

I_B – ток базы;

I_K – ток коллектора.

10.4 Основные параметры

К наиболее важным параметрам IGBT относят следующие:

- длительность включения и выключения транзистора, мкс;
- емкости «затвор – эмиттер», «коллектор – эмиттер» и «затвор – коллектор» при заданном напряжении «коллектор – эмиттер», нФ;
- заряд затвора транзистора, нКл;
- максимально допустимая температура нагрева кристалла транзистора, °С;
- максимальная мощность рассеяния, Вт;
- напряжение насыщения, т. е. напряжение между выводами «коллектор – эмиттер» открытого транзистора, В;
- предельно допустимый импульсный ток коллектора при температуре 25 °С, А;
- предельно допустимый постоянный ток коллектора при температуре 25 °С, А;
- предельная скорость нарастания напряжения, не приводящая к самопроизвольному открыванию транзистора, dU/dt ;
- тепловое сопротивление «переход – корпус», °С/Вт;
- энергия включения, выключения и переключения, мДж.

10.5 Статические вольт-амперные характеристики

При положительном напряжении «коллектор – эмиттер» $U_{КЭ}$ и при напряжениях «затвор – эмиттер» $U_{ЗЭ}$ ниже порогового обратный ток коллектора $I_{КЭ0}$ мал. При увеличении напряжения $U_{КЭ}$ и достижении его величины напряжения, при котором начинается лавинное умножение в коллекторном проходе $U_{КЭлу}$, ток резко возрастает, так как происходит лавинный пробой $p-n$ -перехода (рисунок 10.5). Величина $U_{КЭлу}$ близка по значению к величине напряжения пробоя «коллектор – эмиттер» при отключенной базе $U_{КЭ0}$.

Если напряжение «затвор – эмиттер» $U_{ЗЭ}$ ниже порогового напряжения, то обратный ток коллектора $I_{КЭ0}$ очень мал. С ростом $U_{КЭ}$ ток $I_{КЭ0}$ увеличивается, и при превышении определенного максимального напряжения «коллектор – эмиттер» происходит лавинный пробой $p-n$ -перехода «коллектор (p^+ -область) – база (n -дрейфовая зона)».

Величина этого напряжения близка по величине значению обратного напряжения «коллектор – эмиттер» биполярного $p-n-p$ -транзистора.

Включенное состояние. Для БТИЗ прямое открытое состояние при положительном напряжении «коллектор – эмиттер» $U_{КЭ}$ и прямом токе коллектора I_K можно разделить на две характерных области (рисунок 10.5).

Активный режим. При незначительном превышении напряжением «затвор – эмиттер» $U_{ЗЭ}$ порогового $U_{ЗЭ.пор}$ токовое насыщение станет причиной значительного падения напряжения на канале (горизонтальная область на выходной характеристике). Ток коллектора I_K контролируется при помощи $U_{ЗЭ}$.

Крутизна характеристики прямой передачи в области среза растет пропорционально току коллектора I_K и напряжению «коллектор – эмиттер» $U_{КЭ}$ и падает с увеличением температуры кристалла.

Область насыщения. Область насыщения (крутой подъем кривой выходной характеристики) – открытое состояние БТИЗ при переключении, которое можно регулировать с помощью внешней цепи. Характер изменения ВАХ во включенном состоянии можно характеризовать напряжением насыщения «коллектор – эмиттер». Для хорошо запираемых БТИЗ напряжение насыщения намного меньше, чем напряжение, требуемое для включения такого же МОПТ, благодаря тому, что n^- -дрейфовая зона заполняется неосновными носителями заряда.

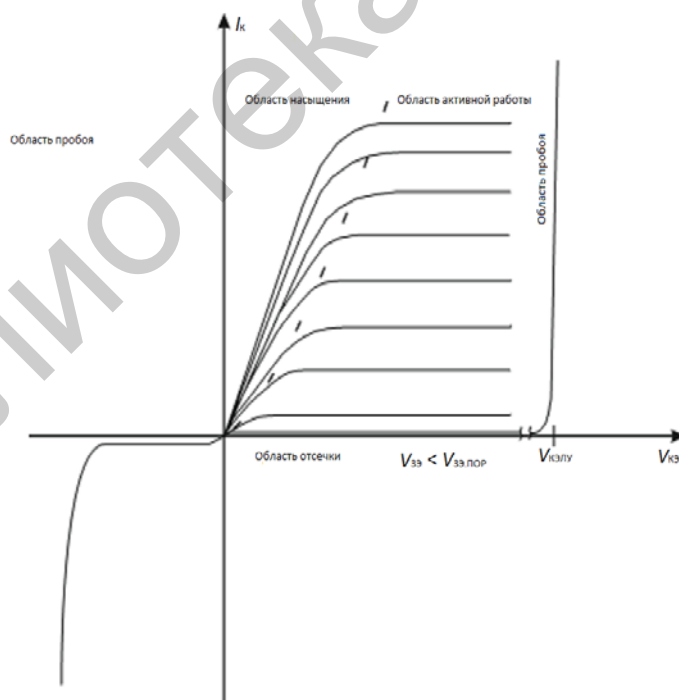


Рисунок 10.5 – Выходная характеристика БТИЗ

Так как модули БТИЗ в основном предназначены для работы в ключевом режиме, то их рабочий диапазон ограничен напряжением $U_{кэ}$ в области насыщения.

Работа при обратном напряжении. При обратном напряжении (рисунок 10.6) коллекторный $p-n$ -переход БТИЗ смещен в обратном направлении и закрыт, в противоположность МОПТ. Обратное напряжение для современных БТИЗ составляет около 10 В.

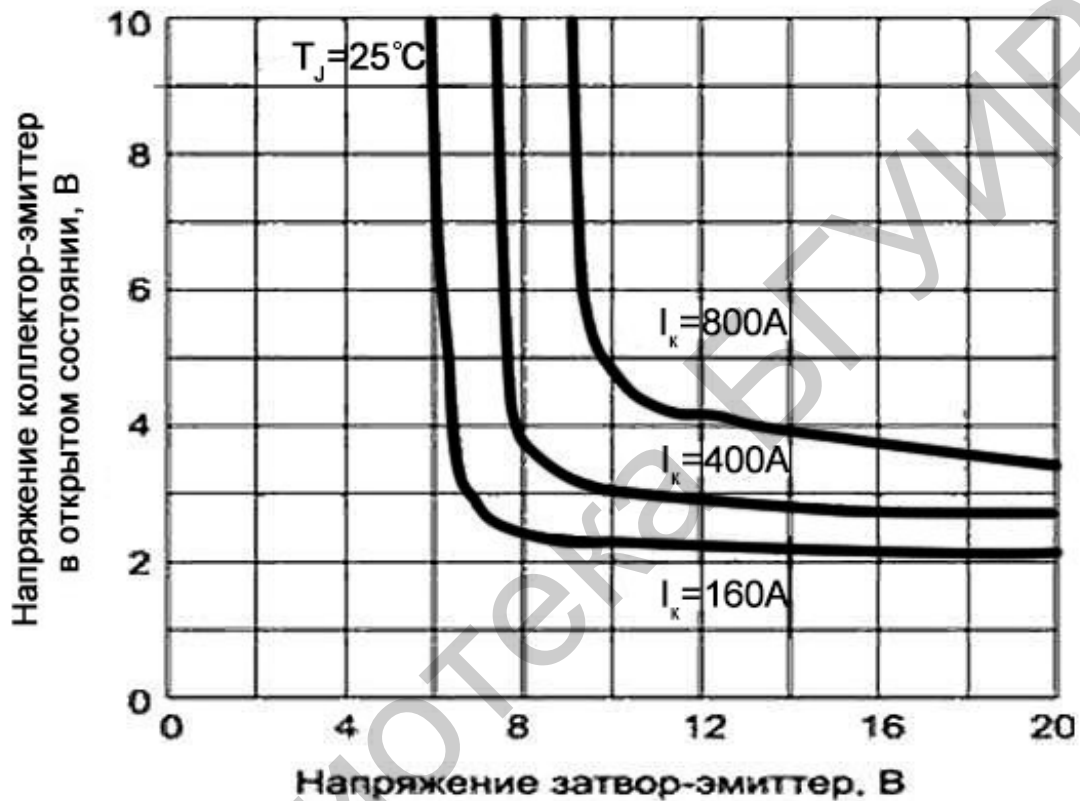


Рисунок 10.6 – Зависимость напряжения насыщения «коллектор – эмиттер» от напряжения «затвор – эмиттер»

10.6 Частотные характеристики транзистора

Задержки на включение и выключение вызваны наличием паразитных параметров (в основном емкостей).

На рисунке 10.7 приведены паразитные элементы внутри структуры БТИЗ, на рисунке 10.8 – эквивалентная схема с паразитными элементами.

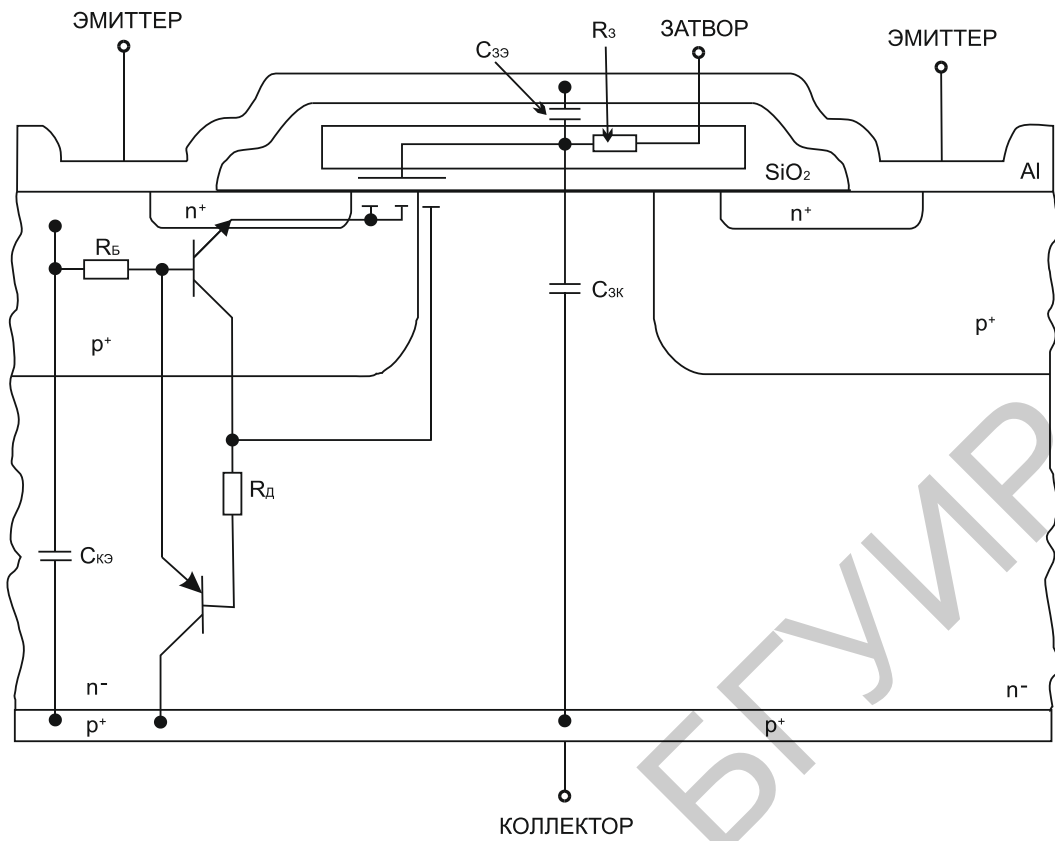


Рисунок 10.7 – Паразитные элементы внутри структуры ячейки БТИЗ

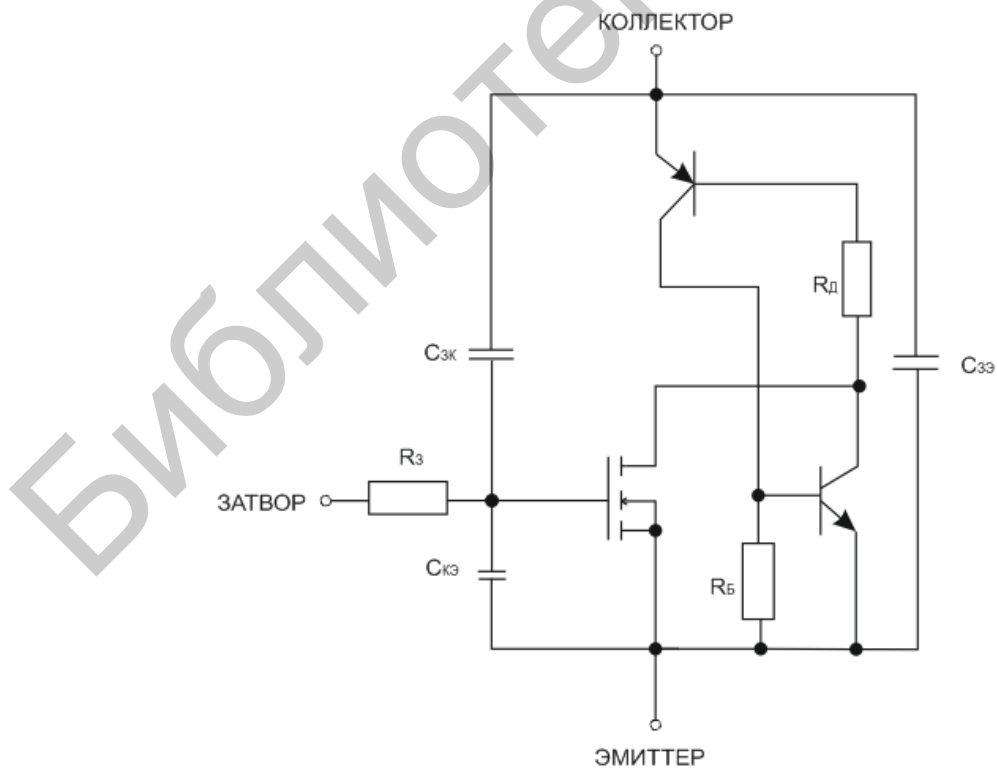


Рисунок 10.8 – Эквивалентная схема с паразитными элементами в БТИЗ

Эквивалентную схему БТИЗ (см. рисунок 10.8) можно представить по параметрам идеального МОПТ и паразитного n - p - n -транзистора: n^+ -эмиттерная зона (эмиттер), p^+ -ячейка (база), n -дрейфовая зона (коллектор) с боковым сопротивлением p^+ -ячейки под эмиттером как сопротивление «база – эмиттер» R_B . Также может сформироваться p - n - p -транзистор последовательностью p^+ -коллектор (эмиттер), n^- -дрейф (база), p^+ -ячейка (коллектор), которые представляют вместе с n - p - n -транзистором тиристорную цепь.

Обозначения и описания паразитных емкостей и сопротивлений, представленных на рисунке 10.8, приведены в таблице 10.2.

Таблица 10.2 – Паразитные емкости и сопротивления в БТИЗ

Обозначение	Описание
Емкость «затвор – эмиттер», $C_{зэ}$	Металлизация, перекрывающая области затвора и истока (зависит от напряжения «исток – сток»)
Емкость «коллектор – эмиттер», $C_{кэ}$	Емкость, образованная n^- -дрейфовой областью и эмиттером (зависит от напряжения пробоя «сток – исток» и напряжения «сток – исток»)
Емкость «затвор – коллектор», $C_{зк}$	Емкость Миллера, которая возникает при перекрытии затвором n^- -дрейфовой зоной
Сопротивление затвора (внутреннее), $R_з$	Сопротивление поликремниевого затвора (в модулях с несколькими транзисторами часто требуется дополнительное последовательное сопротивление для минимизации генерации между кристаллами)
Дрейфовое сопротивление, $R_д$	Сопротивление n^- -зоны (наиболее значимое сопротивление p - n - p -транзистора)
Боковое сопротивление p -ячейки, $R_б$	Сопротивление «база – эмиттер» паразитного n - p - n -биполярного транзистора

Остановимся подробнее на включении транзистора. При подаче на «затвор» БТИЗ импульса прямоугольной формы начинается зарядка входной емкости с постоянной времени:

$$\tau_{вк} = R_{\Gamma} C_{вх}, \quad (10.2)$$

где R_{Γ} – выходное сопротивление генератора импульса прямоугольной формы;

$C_{вх} = (C_{зэ} + C_{зк})$ – входная емкость.

Зарядка продолжается до порогового значения напряжения, после чего начинает изменяться напряжение между коллектором и эмиттером (транзистор начинает открываться). Далее ввиду наличия обратной связи начинает изменяться входная емкость. Произведем расчет динамической входной емкости.

Приращение тока «коллектора»

$$\Delta I_K = S \cdot \Delta U_{3Э}, \quad (10.3)$$

где $\Delta U_{3Э}$ – входное напряжение;

S – крутизна ВАХ.

Напряжение на выходе (напряжение «коллектор – эмиттер»)

$$\Delta U_{КЭ} = -R_K \cdot \Delta I_K. \quad (10.4)$$

Отсюда

$$\Delta U_{КЭ} = -R_K S \Delta U_{3Э} = -K_{И} \Delta U_{3Э}, \quad (10.5)$$

где $K_{И} = R_K S$ – коэффициент усиления.

При этом выходной ток генератора импульсов прямоугольной формы будет заряжать емкости $C_{3Э}$ и $C_{3К}$:

$$\Delta I = \frac{\Delta U_{3Э}}{X_{C_{3Э}}} + \frac{\Delta U_{3Э} - \Delta U_{КЭ}}{X_{C_{3К}}}, \quad (10.6)$$

где $X_{C_{3Э}} = \frac{1}{j\omega C_{3Э}}$ и $X_{C_{3К}} = \frac{1}{j\omega C_{3К}}$.

Изменение коллекторного тока БТИЗ можно представить в виде $K_{И}$:

$$\Delta I = \frac{\Delta U_{КЭ}}{X_{C_{дин}}} = j\omega C_{дин} \Delta U_{КЭ}, \quad (10.7)$$

где $C_{дин}$ – динамическая входная емкость. Приравняв значения тока (10.6) и (10.7) с учетом (10.5), получим

$$\frac{1}{X_{C_{дин}}} = C_{3Э} + (1 + K_{И}) C_{3К},$$

откуда имеем выражение для динамической входной емкости:

$$C_{дин} = C_{3Э} + (1 + K_{И}) \cdot C_{3К}. \quad (10.8)$$

Увеличение входной емкости приводит к увеличению времени открывания БТИЗ транзистора. Постоянная времени этого процесса

$$\tau_{ВК} = R_{Г} C_{дин}, \quad (10.9)$$

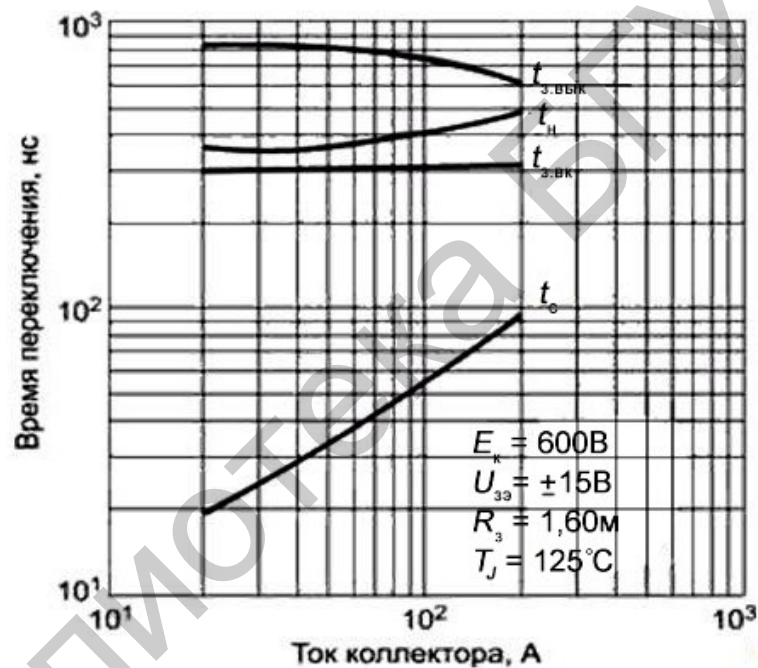
где $R_{Г}$ – выходное сопротивление генератора импульсов.

В практике имеют место случаи, когда динамическая входная емкость БТИЗ на порядок больше статической емкости, при этом существенно возрастает время открывания транзистора. В процессе зарядки динамической емкости

появляется коллекторный ток, максимальное значение которого достигается при окончании зарядки. Далее процесс зарядки продолжается снова с постоянной времени $\tau_{\text{вк}}$. Процесс выключения БТИЗ аналогичен процессу включения. Вначале разряжается входная емкость БТИЗ до некоторого порогового потенциала, при котором начинает запирается транзистор (начинает изменяться напряжение между коллектором и эмиттером). Далее происходит перезарядка емкости Миллера ($C_{\text{зк}}$), после чего снова разряжается входная емкость.

По быстродействию БТИЗ уступают МОПТ, но значительно превосходят биполярные транзисторы. Типичные значения времени рассасывания накопленного заряда и спада тока при выключении БТИЗ находятся соответственно в диапазонах $0,2 \dots 0,4$ и $0,2 \dots 1,5$ мкс.

На рисунке 10.9 приведена типичная динамическая характеристика транзистора.



$t_{\text{з.вк}}$ и $t_{\text{з.вык}}$ – входная и выходная времена задержки переключения;

$t_{\text{н}}$ – время нарастания коллекторного тока; $t_{\text{с}}$ – время спада коллекторного тока

Рисунок 10.9 – Динамические характеристики БТИЗ (для полумостовой схемы с индуктивной нагрузкой)

РАЗДЕЛ 11 ТИРИСТОРЫ

Тиристор – это полупроводниковый прибор с двумя устойчивыми состояниями, имеющий три (или более) выпрямляющих перехода, который используется для преобразования электрического тока и напряжения.

11.1 Диодные тиристоры

Диодный тиристор (динистор) – это тиристор, имеющий два вывода, через которые проходит как основной ток, так и ток управления.

Структуру тиристора можно представить в виде двух транзисторов VT_1 и VT_2 , соединенных между собой, как показано на рисунке 11.1.

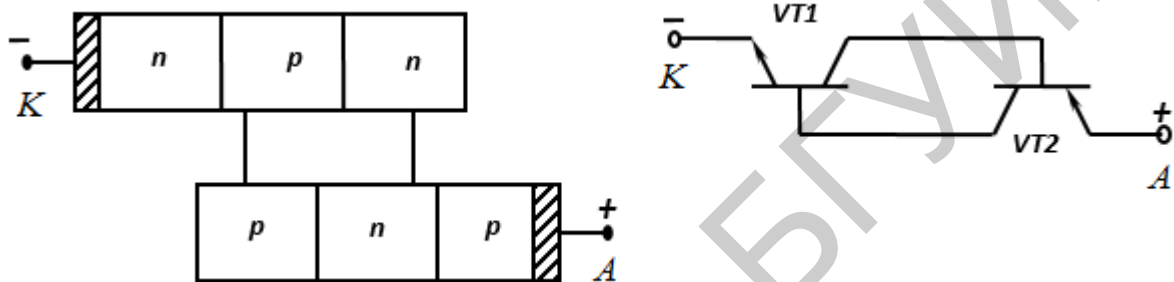


Рисунок 11.1 – Представление тиристора в виде двух транзисторов

Постоянный ток коллектора этих транзисторов можно выразить через эмиттерные токи, пользуясь параметрами одномерной теоретической модели транзистора:

$$I_{j2} = \alpha_{N1} I_{j1} + \alpha_{N2} I_{j3} + I_{КБ0}, \quad (11.1)$$

где I_{j1} , I_{j2} и I_{j3} – токи через первый, второй и третий p - n -переходы;

α_{N1} и α_{N2} – статические коэффициенты передачи токов эмиттера одномерных теоретических моделей первого и второго транзисторов;

$I_{КБ0}$ – обратный ток коллектора, который является общим для обоих транзисторов, составляющих структуру тиристора.

В закрытом состоянии тиристора из всего потока инжектированных в каждую базу неосновных носителей заряда только меньшая часть доходит до коллекторного перехода. Основной механизм образования обратного тока коллектора – генерация носителей заряда в коллекторном переходе.

Для двухэлектродной структуры диодного тиристора из-за необходимости выполнения баланса токов полные токи через все переходы должны быть равны между собой:

$$I_{j1} = I_{j2} = I_{j3} = I_a. \quad (11.2)$$

Тогда анодный ток тиристора

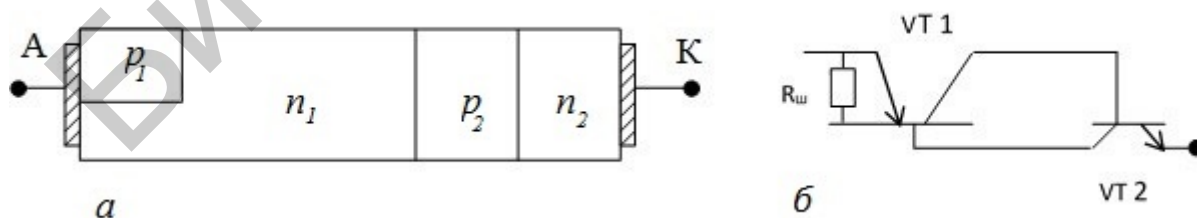
$$I_a = I_{КБ0} / (1 - \alpha_N), \quad (11.3)$$

где $\alpha_N = \alpha_{N1} + \alpha_{N2}$ – суммарный статический коэффициент передачи тока тиристорной структуры.

При достижении суммарным статическим коэффициентом передачи значения, равного единице, в соответствии с (11.3) анодный ток через тиристор устремляется в бесконечность, т. е. происходит переключение диодного тиристора из закрытого состояния в открытое. Во время переключения ток через тиристор должен быть ограничен сопротивлением нагрузки, иначе тиристор может выйти из строя.

Переключение тиристора из закрытого состояния в открытое происходит при возрастании суммарного дифференциального коэффициента передачи тока до единицы. В то же время в каждой из транзисторных структур, составляющих тиристор, коэффициенты передачи тока эмиттера могут быть близки к единице уже при малых напряжениях и токах. Для уменьшения начального значения коэффициента передачи одну из базовых областей всех тиристоров делают относительно толстой (до 200 мкм).

Для уменьшения коэффициента передачи тока эмиттера другого транзистора его эмиттерный переход шунтируют объемным сопротивлением прилегающей базовой области (рисунок 11.2). Такое шунтирование осуществляют путем нанесения одного из основных электродов (например, катода) не только на эмиттерную область, но и частично на поверхность прилегающей базовой области. Шунтирование обеспечивает малые значения коэффициента передачи тока при малых напряжениях на тиристоре, так как почти весь ток при этом проходит по шунтирующему сопротивлению базы, минуя левый эмиттерный переход в связи с его относительно большим сопротивлением при малых напряжениях. При больших напряжениях на тиристоре сопротивление левого эмиттерного перехода становится меньше шунтирующего сопротивления базы. Это значит, что теперь почти весь ток будет проходить через эмиттерный переход и будет вызван инжекцией неосновных носителей заряда в прилегающую базовую область.



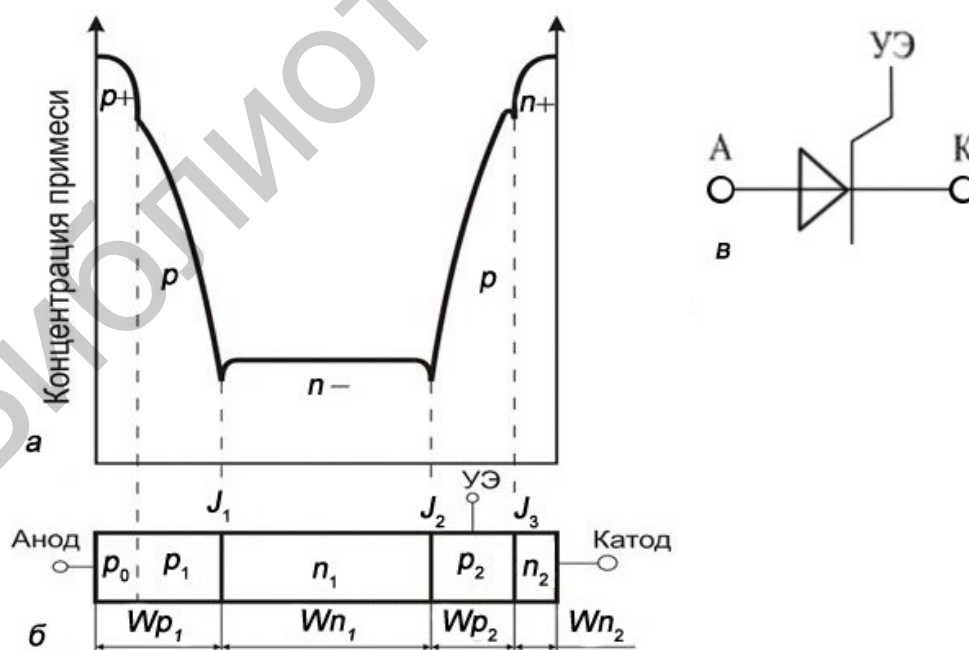
a – структура тиристора; *б* – схематичное обозначение в виде двух транзисторов
Рисунок 11.2 – Диодный тиристор с зашунтированным эмиттерным переходом

Шунтирование, во-первых, дает возможность создавать тиристоры с большими значениями напряжения включения. Во-вторых, при шунтировании эмиттерного перехода получается более резкая зависимость коэффициента передачи тока от напряжения и от тока. Поэтому тиристор с зашунтированным эмиттерным переходом будет иметь так называемую жесткую характеристику переключения, т. е. будет переходить из закрытого в открытое состояние каждый раз при одном и том же напряжении включения. Наоборот, при слабой зависимости коэффициента передачи тока от напряжения и от тока переключение тиристора из закрытого состояния в открытое может происходить при различных значениях напряжения включения, т. е. тиристор в этом случае будет иметь так называемую мягкую характеристику переключения.

11.2 Триодные тиристоры

Триодный тиристор (тринистор) – это тиристор, имеющий два основных и один управляющий электрод. В отсутствие сигнала управления прибор может блокировать высокое напряжение при малом токе утечки. В настоящее время разработаны тиристоры, блокирующие напряжение свыше 6000 В и проводящие ток более 3000 А (пределы тока и напряжения продолжают увеличиваться).

Если к аноду приложен положительный потенциал, то прибор также имеет высокое сопротивление до тех пор, пока на его управляющий электрод не подается сигнал управления. После этого происходит включение тиристора. Переход из закрытого состояния в открытое происходит очень быстро, и тиристор остается в открытом состоянии, даже если закончится сигнал управления.



а – распределение примеси в эмиттерной и базовой областях тиристора;

б – структура тиристора; в – схемное обозначение

Рисунок 11.3 – Мощный p-n-p-n-тиристор

Для переключения триодного тиристора из закрытого состояния в открытое также необходимо накопить неравновесные носители заряда в базовых областях. В диодном тиристоре процесс включения при увеличении напряжения на нем, приводящий к накоплению неравновесных носителей заряда, происходит обычно либо из-за увеличения уровня инжекции через эмиттерные переходы, либо из-за ударной ионизации в коллекторном переходе. В триодном тиристоре, имеющем управляющий вывод с омическим контактом к одной из базовых областей, можно увеличить уровень инжекции через соответствующий эмиттерный p - n -переход путем подачи положительного напряжения на управляющий электрод (см. рисунок 11.3, *а*). Поэтому триодный тиристор можно переключить из закрытого состояния в открытое в необходимый момент времени даже при небольшом анодном напряжении (рисунок 11.4, *в*).

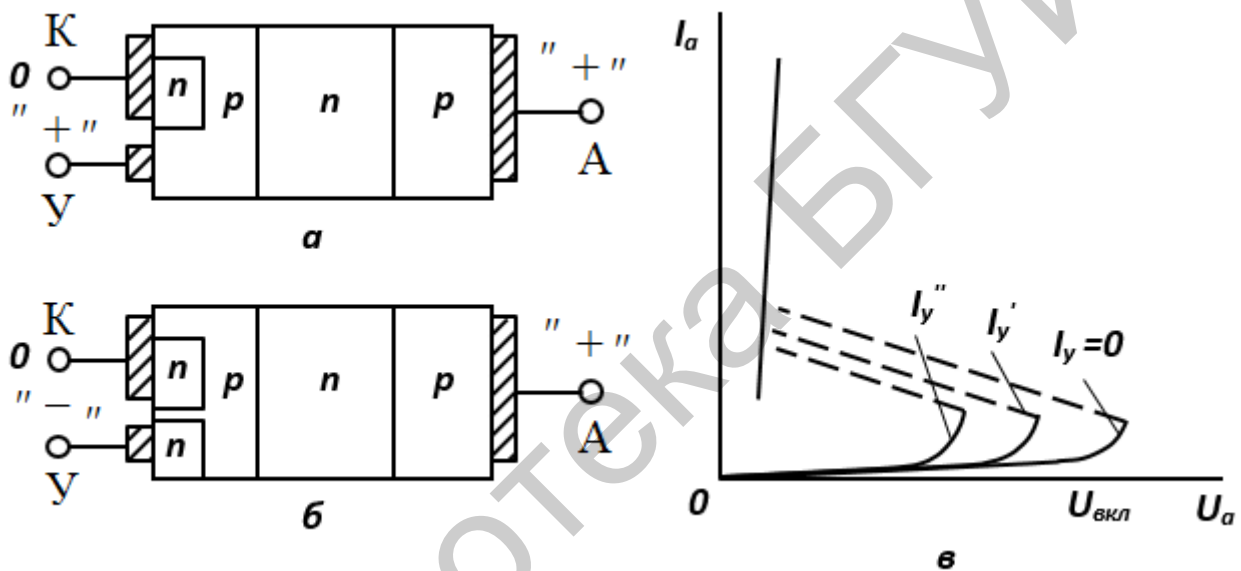


Рисунок 11.4 – Схематическое изображение структур триодных тиристорov с омическим переходом между управляющим электродом и базой (*а*), с дополнительным p - n -переходом под управляющим электродом (*б*) и ВАХ триодного тиристора при различных токах ($I_y'' > I_y' > I_y$) через управляющий электрод (*в*)

Переключение триодного тиристора с помощью подачи прямого напряжения на управляющий электрод или тока через этот электрод можно представить также как перевод транзисторной n - p - n -структуры в режим насыщения при большом токе базы. При этом коллекторный переход транзисторной структуры (он же и коллекторный переход тиристора) смещается в прямом направлении.

Баланс токов в триодном тиристоре можно записать по аналогии с (11.1), но с учетом того, что через левый эмиттерный переход (см. рисунок 11.3, *а*) проходит сумма токов основного и управляющего:

$$I_\alpha = \bar{\alpha}_1(I_\alpha + I_y) + \bar{\alpha}_2 I_\alpha + I_{КБ0} \quad (11.4)$$

или

$$I_{\alpha} = (1 - \bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2) = I_{\text{КБ0}} + \bar{\alpha}_1 I_y. \quad (11.5)$$

Таким образом, уравнение ВАХ триодного тиристора в закрытом состоянии имеет вид

$$I_{\alpha} = \frac{I_{\text{КБ0}}}{1 - \bar{\alpha}_1 - \bar{\alpha}_2} + \frac{\alpha_1}{1 - \alpha_1 - \alpha_2}, \quad (11.6)$$

где $\bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2 < 1$, а анодный ток I_a зависит от управляющего тока I_y (см. рисунок 11.3, в).

Условие переключения триодного тиристора из закрытого состояния в открытое можно получить аналогично условию переключения диодного тиристора (см. 11.1), т. е. после дифференцирования и преобразования получим

$$\alpha_1 + \alpha_2 + I_y \frac{\partial \alpha_1}{\partial \alpha_2} = 1. \quad (11.7)$$

В условии переключения триодного тиристора (11.7) дифференциальный коэффициент передачи тока эмиттера одномерной теоретической модели первой транзисторной структуры α_1 зависит от напряжения на коллекторном переходе, а также от основного и управляющего токов. Аналогичный коэффициент второй транзисторной структуры α_2 зависит только от напряжения на коллекторе и от основного тока.

Из формулы (11.7) видно, что напряжение включения триодного тиристора зависит от управляющего тока. Формула может быть справедлива при меньших напряжениях на аноде тиристора, если через управляющий электрод будут проходить большие значения управляющего тока в прямом направлении. Кроме того, из условия (11.7) можно сделать вывод о целесообразности осуществления управляющего вывода от тонкой базы триодного тиристора, так как управлять коэффициентом передачи тока эмиттера транзисторной структуры с тонкой базой значительно легче, чем с толстой базой.

В открытом состоянии через тиристор проходит большой анодный ток, поэтому управляющий ток практически не оказывает влияния на участок ВАХ, соответствующий открытому состоянию триодного тиристора.

Управляющий электрод может быть изготовлен не только с омическим контактом к базовой области, но и с дополнительным p - n -переходом (см. рисунок 11.4, б). При подаче отрицательного напряжения на управляющий электрод дополнительный переход (n -управляющий электрод, p -база) окажется смещенным в прямом направлении, через него будет проходить инжекция электронов в базу p , что вызовет накопление дырок в базе n . Такой процесс приводит к переключению триодного тиристора в открытое состояние при меньшем напряжении на аноде прибора.

Такой тип тиристора называют тиристором с инжектирующим управляющим электродом n -типа.

Существуют три типа полупроводниковых материалов, которые используются для производства мощных тиристоров: германий, кремний и арсенид галлия. Материалы должны удовлетворять следующим основным требованиям.

1. Время жизни неосновных носителей должно быть большим для обеспечения незначительного напряжения тиристора в открытом состоянии.

2. Необходимо обеспечить достаточную глубину залегания диффузионных переходов, чтобы они могли выдерживать высокое обратное напряжение.

3. Поскольку мощный тиристор имеет большие размеры, полупроводниковый материал должен обладать равномерным распределением донорной примеси и совершенной кристаллической структурой.

4. Для достижения высоких значений обратного напряжения необходимо обеспечить низкую концентрацию примеси.

5. Для уменьшения напряжения в открытом состоянии прибора требуется высокая подвижность носителей заряда.

6. Материал должен выдерживать высокую температуру и иметь большую теплопроводность.

Известно, что арсенид галлия обладает рядом явных преимуществ по сравнению с другими материалами. Речь идет о высоких подвижности электронов и температуре плавления, а также большей ширине запрещенной зоны, позволяющей работать при высокой температуре. Высокая подвижность электронов обуславливает низкое сопротивление тиристора во включенном состоянии.

Главными недостатками GaAs являются, во-первых, малое время жизни неосновных носителей, которое хотя и обеспечивает быстрое переключение, но повышает напряжение в открытом состоянии, и, во-вторых, высокая стоимость приборов, выполненных на его основе. Тиристоры на основе кремния, например, значительно дешевле, а технология их изготовления гораздо проще. Использование GaAs, вероятно, имеет определенную перспективу, если преодолеть некоторые технологические трудности. Однако на сегодняшний день имеется лишь несколько сообщений о тиристорах, изготовленных на основе этого материала.

Другим полупроводником с большой подвижностью носителей является германий, но его применение ограничено из-за высокой собственной концентрации носителей и малой ширины запрещенной зоны. Малая ширина запрещенной зоны приводит к большой утечке тока при повышении температуры, а собственная концентрация носителей ограничивает напряжение лавинного пробоя. Низкая температура плавления не позволяет получить переходы с большой глубиной диффузионного слоя. В германии легко формируется сплавной *p-n*-переход, что используется для диодов, но невозможно для тиристоров.

Кремний – это полупроводник с высокой температурой плавления, низкой собственной концентрацией носителей, умеренно широкой запрещенной зоной и высоким временем жизни носителей заряда. Подвижность носителей в кремнии уступает по абсолютному значению как германию, так и арсениду галлия, что приводит к большему падению напряжения во включенном состоянии,

что, однако, компенсируется большим временем жизни неосновных носителей и хорошими термическими свойствами материала.

11.3 Симметричные тиристоры

Симметричный диодный тиристор (диак) – это диодный тиристор, способный переключаться как в прямом, так и в обратном направлениях.

Симметричный триодный тиристор (триак) – это триодный тиристор, который при подаче сигнала на его управляющий электрод включается как в прямом, так и в обратном направлениях.

Структура симметричного диодного тиристора состоит из пяти областей с чередующимся типом электропроводности, которые образуют четыре p - n -перехода. Крайние переходы зашунтированы объемными сопротивлениями прилегающих областей с электропроводностью p -типа.

Если на такой тиристор подать напряжение с полярностью «+» и «-» (рисунок 11.5, а), то рабочая часть тиристора представляет собой структуру p_2 - n_2 - p_1 - n_1 , в которой могут происходить те же процессы, что и в обычном диодном тиристоре, приводящие к переключению его из закрытого состояния в открытое и обратно.

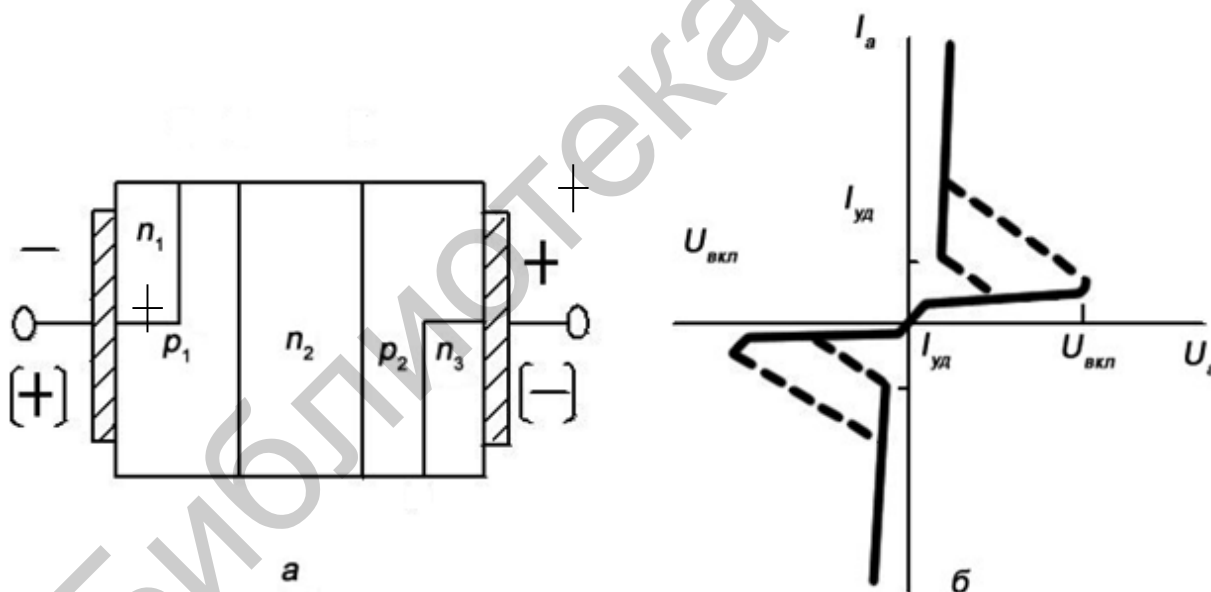


Рисунок 11.5 – Структура симметричного тиристора (а) и его ВАХ (б)

При перемене полярности внешнего напряжения (напряжение с полярностью «[-]» и «[+]», рисунок 11.5, а) рабочая часть тиристора представляет собой структуру n_3 - p_2 - n_2 - p_1 , способную переключаться из закрытого состояния в открытое и обратно.

Таким образом, симметричный диодный тиристор можно представить в виде двух диодных тиристоров, включенных встречно и шунтирующих друг

друга при разных полярностях приложенного напряжения. Вольт-амперная характеристика такого тиристора получается одинаковой при разных полярностях приложенного напряжения (см. рисунок 11.5, б).

Симметричные триодные тиристоры могут иметь структуру, способную переключаться из закрытого в открытое состояние при токе управляющего электрода любого направления (рисунок 11.6). В последнем случае не только основные электроды должны обеспечить шунтирование прилегающих к ним крайних p - n -переходов, но управляющий электрод должен иметь омический переход как с p -областью, так и с дополнительной n -областью. При этих условиях подача различных по знаку потенциалов на управляющий электрод по отношению к расположенному вблизи основного электрода будет либо изменять потенциал p -области, либо обеспечивать инжекцию электронов из дополнительной n -области.

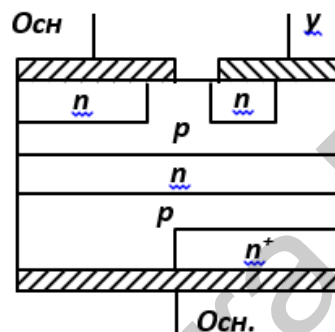


Рисунок 11.6 – Структура симметричного тиристора, переключаемого из закрытого состояния в открытое током управляющего электрода любого направления

11.4 Включение тиристорov

Медленное увеличение напряжения на аноде тиристора до напряжения включения и физические причины, приводящие к включению различных диодных тиристорov, рассматривались в предыдущих разделах. Таким способом можно, конечно, включить и триодный тиристор.

Рассмотрим включение тиристора с помощью тока управления. Как было показано, увеличение тока через один из эмиттерных переходов из-за подачи соответствующего напряжения на управляющий электрод приводит к накоплению неравновесных носителей заряда в базовых областях тиристора, а также к включению его при напряжении между основными электродами, значительно меньшим, чем напряжение включения при разомкнутой цепи управляющего электрода. Процесс накопления неравновесных носителей заряда в базовых областях происходит не мгновенно, поэтому для включения тиристора необходимо, чтобы импульс управляющего тока имел определенную длительность и амплитуду.

Время включения по управляющему электроду тиристора $t_{у.вкл}$ – это интервал времени между моментом, когда величина отпирающего импульса управляющего электрода станет равной 0,1 его амплитуды, и моментом, когда анодное напряжение падает до 0,1 значения разности напряжений в закрытом и открытом состояниях тиристора (или когда основной ток увеличится до 0,9 значений тока в открытом состоянии, см. рисунок 11.6).

Время включения по управляющему электроду тиристора можно представить в виде суммы времени задержки по управляющему электроду и времени нарастания тока тиристора.

Время задержки по управляющему электроду тиристора $t_{у.зд}$ – это интервал времени между моментом, когда величина отпирающего импульса управляющего электрода станет равной 0,1 его амплитуды до момента, когда анодное напряжение падает до 0,9 значения разности напряжений в закрытом и открытом состояниях тиристора (или когда анодный ток увеличивается до 0,1 его значения в открытом состоянии).

Время нарастания для тиристора $t_{нр}$ – это интервал времени, в течение которого анодный ток увеличивается от 0,1 до 0,9 значения тока в открытом состоянии или анодное напряжение падает от 0,9 до 0,1 значения разности напряжений в закрытом и открытом состояниях тиристора (рисунок 11.7).

Несмотря на условность определения всех перечисленных параметров переходного процесса включения тиристора, можно считать, что время задержки по управляющему электроду тиристора определяется временем перезаряда барьерной емкости эмиттерного перехода, а также временем прохождения инжектированных носителей заряда через базовую область и коллекторный переход. Время нарастания для тиристора определяется инерционностью процесса накопления неравновесных носителей заряда в базовых областях и инерционностью перезаряда барьерной емкости коллекторного перехода.

Интервал времени, определяемый временем нарастания тока, проходящего через тиристор, и падению анодного напряжения соответствует переходному участку ВАХ. Для него сумма дифференциальных коэффициентов передачи тока эмиттера транзисторных структур, составляющих тиристор, должна быть равна единице.

Обычно тиристор включен в цепь, имеющую сопротивление, меньшее абсолютного значения отрицательного дифференциального сопротивления тиристора на переходном участке его ВАХ. Поэтому в период времени нарастания при тех же напряжениях токи, проходящие через тиристор в реальной схеме, превышают значения токов переходного участка ВАХ тиристора. При этом суммарный дифференциальный коэффициент передачи тока тиристорной структуры превышает единицу, что соответствует активному этапу включения тиристора. Если в это время отключить управляющий электрод, то тиристор «самостоятельно» перейдет в открытое состояние. Значит, длительность им-

пульса тока управляющего электрода, необходимая для включения тиристора, должна быть больше времени задержки.

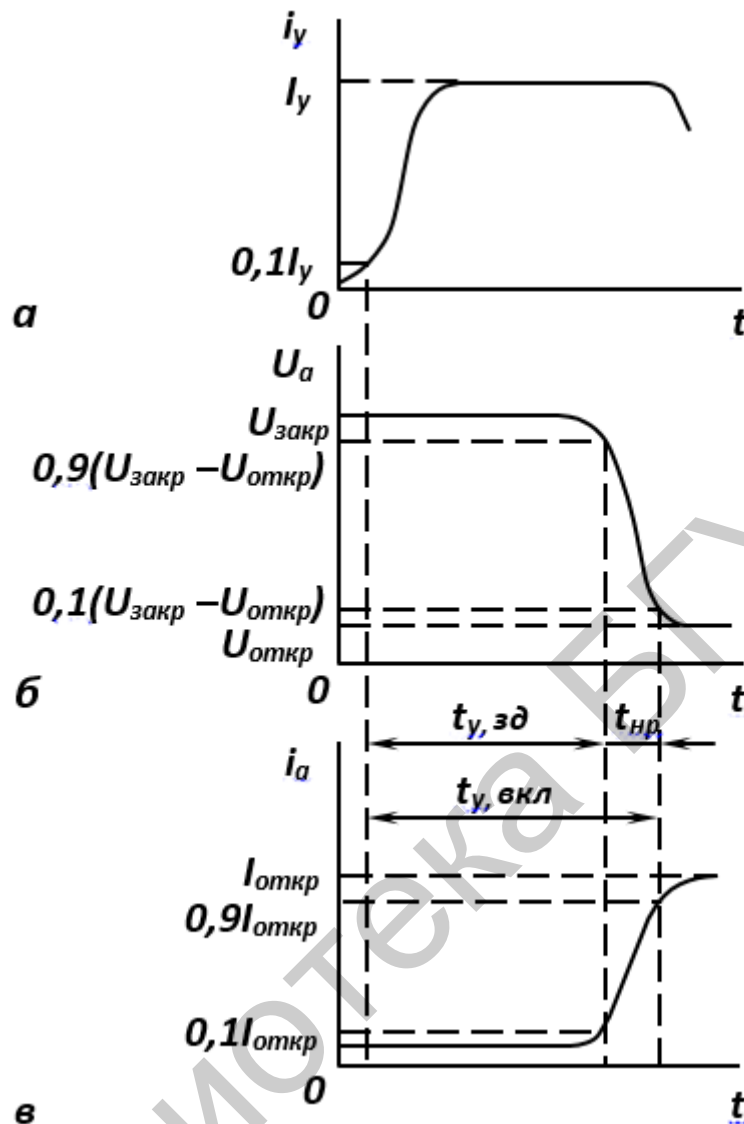


Рисунок 11.7 – Временные зависимости тока управляющего электрода (а), основного напряжения на тиристоре (б) и основного тока через тиристор (в), характеризующие процесс его включения

Завершением процесса включения тиристора считают момент изменения полярности напряжения на коллекторном переходе.

Необходимо отметить, что во время переходных процессов через тиристор проходят большие токи при больших напряжениях на нем, что приводит к большим значениям выделяющейся в тиристоре так называемой мощности коммутационных потерь. Средняя мощность коммутационных потерь может привести к недопустимому перегреву тиристора при большой частоте переключения.

РАЗДЕЛ 12 ДИОДЫ СВЧ-ДИАПАЗОНА

Варактор (варикап)

12.1.1 Структура и принцип действия

Варакторы – это варикапы СВЧ-диапазона с емкостью C_J порядка десятых долей пикофарад. К варакторам относят параметрические, умножительные и настроечные диоды.

Основным параметром варакторов считают постоянную времени

$$\tau = r_n \cdot C_{\text{бар}}(U_0), \quad (12.1)$$

определяющую инерционные свойства диода и потери в нем, или предельную частоту (частоту отсечки)

$$f_T = (2\omega\tau)^{-1} = [2\pi r_n \cdot C_{\text{бар}}(U_0)]^{-1}, \quad (12.2)$$

измеряемую при заданном напряжении смещения U_0 .

В параметрических диодах на p - n переходах постоянную времени τ измеряют при U_0 (обратное напряжение на диоде), близком к $U_{\text{пр}}$. Типичное значение τ параметрического диода 0,2...1 нс, что соответствует $f_T = 150...750$ ГГц.

Так как значение r_n возрастает с частотой в основном из-за скин-эффекта, то для сравнения параметров различных типов диодов τ измеряют обычно на частоте 10 ГГц.

Слово «варикап» произошло от английского словосочетания vary (‘изменение’) и capacitance (‘конденсатор, емкость’). Таким образом, *варикап* – это полупроводниковый диод, в котором используется зависимость емкости от величины обратного напряжения и который предназначен для применения в качестве элемента с электрически управляемой емкостью.

Диод обладает барьерной и диффузионной емкостями. В качестве варикапов используют только диоды при обратном постоянном смещении, когда проявляется только барьерная емкость. Диффузионная емкость проявляется при прямом смещении диода, когда проводимость его велика и велики потери мощности из-за относительно больших активных токов через диод.

Зависимость емкости от напряжения смещения различна для варикапов, изготовленных методом диффузии примесей или методом эпитаксии. В варикапах с резким электронно-дырочным переходом зависимость барьерной емкости от напряжения смещения получается более резкая. Связано это с тем, что глубина проникновения электрического поля или его приращения в материал зависит от удельного сопротивления этого материала. В сплавном варикапе слои базы, прилегающие к переходу, легированы равномерно, а в диффузионном – при удалении от перехода концентрация нескомпенсированных примесей увеличивается, т. е. уменьшается удельное сопротивление.

Поэтому для получения еще более резкой зависимости емкости варикапа (особенно настроечных диодов) от напряжения смещения необходимо создавать в базе варикапа аномальное распределение нескомпенсированных примесей (сверхрезкий переход рисунке 12.1) с градиентом концентрации другого знака по сравнению со знаком градиента концентрации бездиффузионного диода (рисунок 12.2, б).

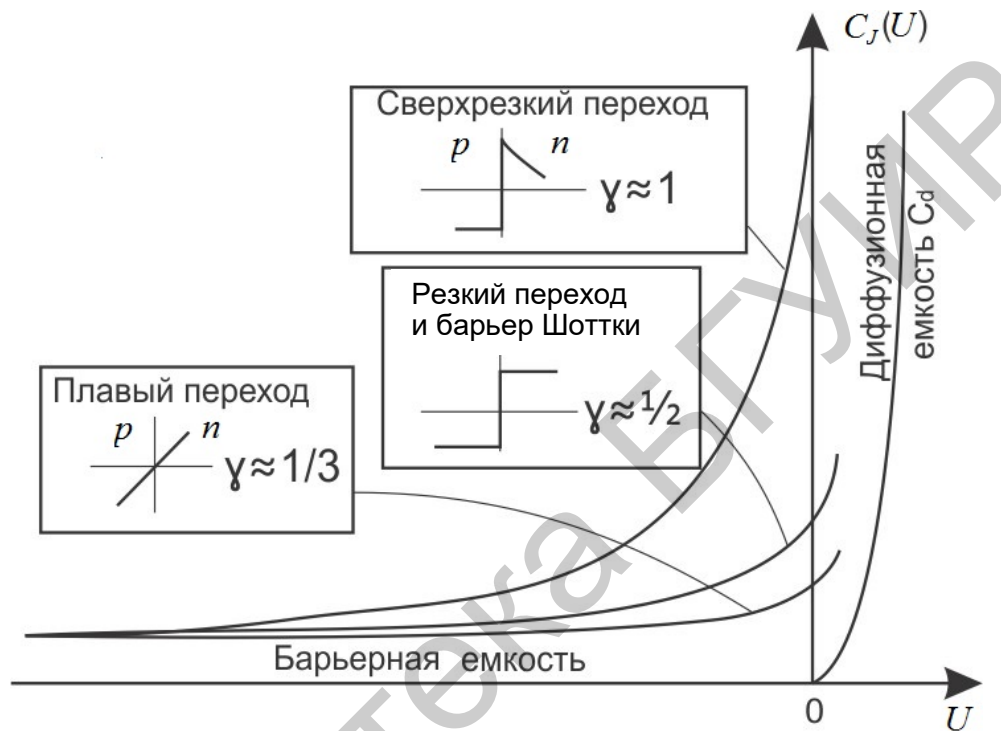


Рисунок 12.1 – Зависимость барьерной емкости $C_{бар}$ и диффузионной емкости $C_{д}$ от смещения

Так же как в других диодах, сопротивление базы варикапа должно быть по возможности меньшим. Одновременно для большего пробивного напряжения необходимо большое удельное сопротивление слоев базы, прилегающих к электронно-дырочному переходу. Таким образом, база варикапа должна состоять из двух слоев (см. рисунок 12.2). Основная часть базы – подложка – должна быть низкоомной. Тонкий слой базы, прилегающий к переходу, должен быть высокоомным.

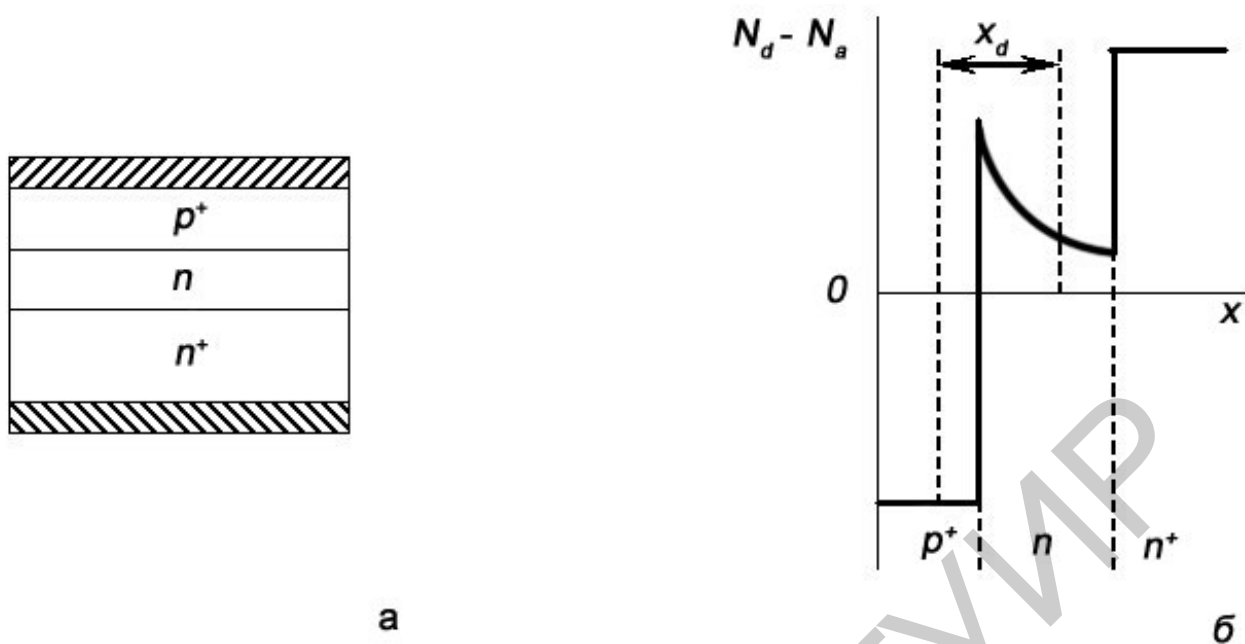


Рисунок 12.2 – Структура варикапа (а) и распределение в ней некомпенсированных примесей (б)

12.1.2 Основные параметры

К основным параметрам варакторов (кроме частоты отсечки) относятся добротность, максимальное обратное напряжение и допустимая мощность СВЧ-сигнала. Для настроечных диодов, которые применяются в настройке СВЧ колебательных контуров фильтров, усилителей, автогенераторов, а также плавных фазовращателей наряду с перечисленными параметрами, рассчитываемыми для всех варакторных диодов, важен коэффициент перекрытия по емкости K_C . При проведении расчетов необходимо учитывать конструктивную емкость между выводами C_K :

$$K_C = C_{D\max} / C_{D\min}, \quad (12.3)$$

где $C_{D\max} = C_K + C_{\text{бар}}(U_{\text{обр min}})$, $C_{D\min} = C_K - C_{\text{бар}}(U_{\text{обр max}})$. Типичны значения параметров варакторов $r_n \approx 1$ Ом, $C_K \approx 0,1 \dots 0,2$ пФ, $C_{\text{бар}} \approx 0,1 \dots 1,0$ пФ.

Известно [1], что $C_{\text{бар}}(U) = \frac{C_{\text{бар}}(0)}{\left(1 - \frac{U}{\Phi_K}\right)^n}$ где $n = 1/3$ для плавного

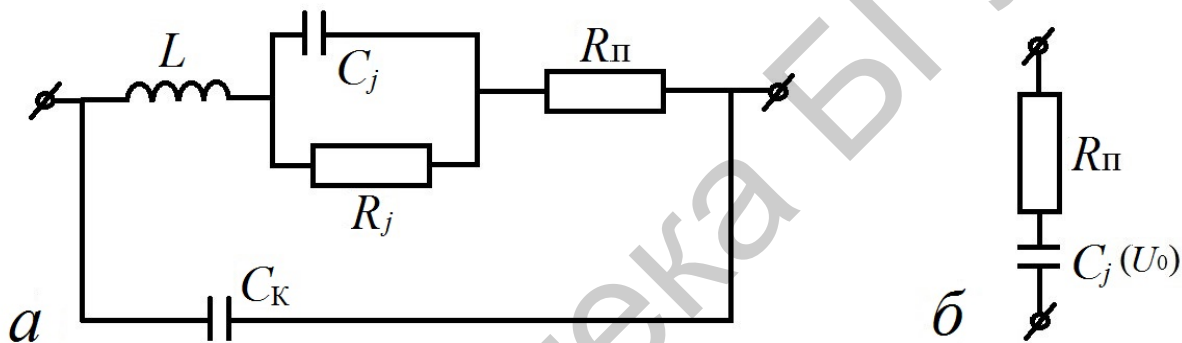
p - n -перехода, $n = 1/2$ для резкого p - n -перехода и диода с барьером Шоттки (ДБШ) и $n = 1$ для сверхрезкого p - n перехода. Поэтому плавный переход обладает малым K_C . Резкие p - n -переходы и ДБШ обеспечивают $K_C \approx 2 \dots 4$, и наиболее высокие значения K_C до $10 \dots 15$ имеют диоды со сверхрезким p - n -переходом, в n -базе которого концентрация донорной примеси уменьшается при удалении от границы перехода. Поэтому с ростом обратного напряжения

одинаковым приращением объемного заряда будет соответствовать все большее расширение ОПЗ, что приводит к более быстрому уменьшению емкости, чем, например, в резком p - n -переходе.

Но добротность настроечных диодов со сверхрезким p - n -переходом меньше по отношению к другим в несколько раз из-за большого сопротивления широкой низколегированной базы (примерно порядка 300 для сверхрезкого p - n -перехода по отношению к 500...800 для резкого p - n -перехода). Это необходимо учитывать при проектировании структуры настроечных диодов.

Следует отметить, что для изготовления диодов применяют GaAs, который имеет в 1,5...2 раза большую добротность, чем кремний, из-за большой подвижности электронов, что приводит к малой величине сопротивления базы.

Добротность – величина, обратная тангенсу угла диэлектрических потерь, следовательно, ее можно определить из эквивалентной схемы варактора, которая приведена на рисунке 12.3 и представляет собой физическую эквивалентную схему СВЧ-диода при обратном смещении.



a – полная; b – упрощенная последовательная: R_{Π} – активное сопротивление, состоящее из сопротивления базы и выводов; L – индуктивность выводов; $C_{\text{к}}$ – конструктивная емкость

Рисунок 12.3 – Физическая эквивалентная схема варикапа

В СВЧ-диапазоне физическую эквивалентную схему для удобства расчета добротности можно упростить (см. рисунок 12.3, б).

Величину добротности при заданной частоте f и напряжении обратного смещения U_0 можно рассчитать по формуле

$$Q = [2\pi f C_j(U_0) r_n]^{-1}. \quad (12.4)$$

Как видно из (6.2) и (6.4), добротность варактора на частоте отсечки f_T равна 1, и на рабочей частоте ее можно оценить отношением частоты отсечки к рабочей частоте:

$$Q = f_T / f. \quad (12.5)$$

Обычно варактор используют на частотах, при которых добротность больше 10.

12.2 Диод Шоттки

12.2.1 Общие сведения

Контакты «металл – полупроводник» получили наибольшее распространение на практике. Это связано с двумя их характерными особенностями.

1. В связи с тем что металл и полупроводник обладают различными электрофизическими свойствами (ϵ , E_g , qX), контакт между ними, в отличие от p - n -перехода, может быть как выпрямляющим, так и невыпрямляющим – омическим.

2. Проводимость в контактах «металл – полупроводник» осуществляется носителями одного знака (монополярная проводимость). В результате предел применимости их по частоте выше, чем для p - n -переходов.

Выпрямляющие контакты используются для изготовления диодов (диоды Шоттки), способных выполнять различные функции в широком диапазоне частот, а с помощью невыпрямляющих контактов осуществляется подключение приборов на твердом теле к внешней электрической цепи. Различные свойства указанных контактов зависят от соотношения между работами выхода из металла $q\phi_m$ и полупроводника $q\phi_s$.

На рисунке 12.4 построена энергетическая диаграмма для выпрямляющего контакта «металл – электронный полупроводник», когда работа выхода из полупроводника $q\phi_{sn}$ меньше, чем из металла $q\phi_m$. После осуществления плотного контакта между полупроводником и металлом начнется интенсивный обмен электронами, при этом преимущественный поток будет направлен из полупроводника в металл. В результате поверхность металла будет заряжаться отрицательно, а поверхность полупроводника – положительно, и между металлом и полупроводником возникает контактная разность потенциалов для электронов ϕ_{kn} , которая стремится уравновесить встречные потоки электронов. За счет возникновения контактной разности потенциалов уровень Ферми в полупроводнике опустится и при плотном контакте совпадет с уровнем Ферми в металле.

Появление контактной разности потенциалов эквивалентно увеличению работы выхода из полупроводника в металл на величину $q\phi_{kn}$. Поэтому величина ϕ_{kn} , соответствующая равновесному состоянию, определяется как разность термодинамических работ выхода, т. е. $\phi_{kn} = (q\phi_m - q\phi_{sn})/q$. В рассматриваемом примере в поверхностном слое полупроводника шириной X_d образуется обедненный слой с повышенным сопротивлением, в котором мало электронов, а положительный заряд обусловлен наличием ионизированных атомов доноров.

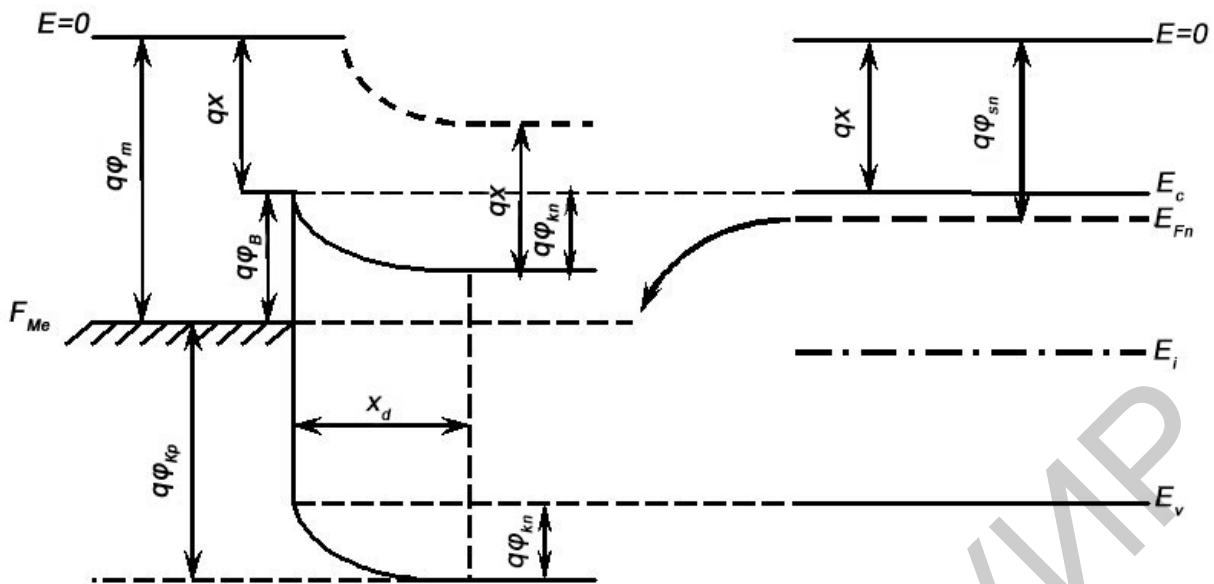


Рисунок 12.4 – Энергетическая диаграмма контакта «металл – проводник» (барьер Шоттки)

Малая концентрация электронов вблизи контакта характеризуется увеличением расстояния между уровнем Ферми E_F и дном зоны проводимости $E_C(x)$. Поэтому в соответствии с этим правилом для обедненного контакта границы энергетических зон полупроводника на рисунке «изгибаются» вверх.

Искривление энергетических зон, так же как в p - n -переходе, свидетельствует о наличии электрического поля вблизи поверхности полупроводника. Это поле не может повлиять на ширину запрещенной зоны E_g и внешнюю работу выхода qX (средство к электрону), поскольку даже при малой глубине проникновения $X_d \sim 10^6$ см величина этого поля не превышает $\sim 10^6$ В/см. Поэтому после осуществления плотного контакта величины E_g и X_d на энергетической диаграмме рисунка 12.4 должны остаться неизменными.

По этой причине линия $E = 0$, соответствующая энергии свободного электрона, должна быть заменена пунктирной кривой, как показано на рисунке 12.4. Справедливость этого правила следует также из следующих соображений: в области контакта вектор электрической индукции не может претерпевать разрыва, в то время как диэлектрическая проницаемость меняется скачком от ϵ_m до ϵ_s . Следовательно, в плоскости контакта (металлургическая граница) напряженность поля ϵ должна изменяться также скачком:

$$\Delta\epsilon = \epsilon_m - \epsilon_s = \frac{1}{q} \frac{\partial E_c}{\partial x} < 0.$$

Для вакуума, к которому относится уровень $E = 0$, напряженность поля постоянна, поэтому поле и энергия являются непрерывными функциями координаты, и уровень $E = 0$ должен плавно «следить» за изменением $E_C(x)$, так чтобы разность $E(0) - E_c = qX$ все время оставалось равной внешней работе выхода qX . Положение уровня $E = 0$ после образования плотного контакта уже не

играет принципиальной роли для описания явлений в контакте, поскольку теперь нас интересует только процесс взаимного обмена электронами между металлом и полупроводником, не связанный с их выходом в вакуум. Поэтому уровень $E = 0$ на энергетических диаграммах «металл – полупроводник» обычно не указывают.

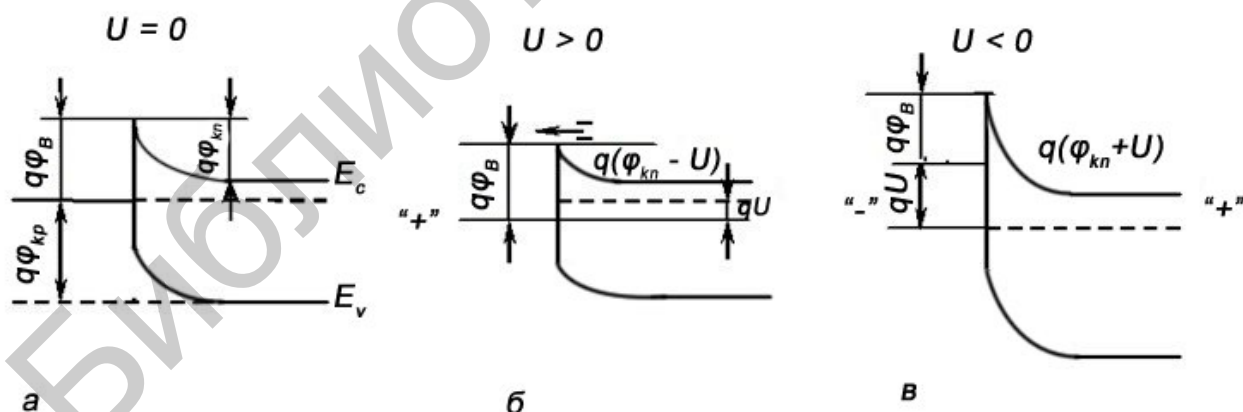
12.2.2 Вольт-амперная характеристика диода Шоттки

Из энергетических зонных диаграмм выпрямляющего контакта «металл – полупроводник» n -типа для случая, когда работа выхода из полупроводника меньше, чем из металла, при тепловом равновесии $U = 0$, прямом $U > 0$ и обратном $U < 0$ смещениях наблюдаем следующее (рисунок 12.5):

- высота потенциального барьера для электронов $q\varphi_{kn}$ значительно меньше высоты потенциального барьера для дырок $q\varphi_{kp}$ (см. рисунок 12.5, *a*), что связано с различными величинами постоянных решеток металла и полупроводника;

- при прямом смещении (см. рисунок 12.5, *б*), когда к металлу приложено положительное напряжение по отношению полупроводника, потенциальный барьер для электронов понижается, и через диод (контакт) протекает прямой ток – поток электронов из полупроводника в металл, в то время как практически отсутствует поток дырок из металла в полупроводник;

- при обратном смещении может протекать большой туннельный ток (ток электронов из металла в полупроводник) в том случае, когда толщина потенциального барьера контакта «металл – полупроводник» будет меньше длины Дебая, т. е. при сильном легировании полупроводника.



a – при тепловом равновесии; *б* – при прямом смещении; *в* – при обратном смещении

Рисунок 12.5 – Энергетические зонные диаграммы выпрямляющего контакта

«металл – полупроводник» n -типа

Аналитическое выражение для статической ВАХ диода можно записать, оперируя понятиями работ выхода из металла и полупроводника. Плотность эмиссионного тока из металла в вакуум

$$J_{m-vac} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_m}{kT}\right), \quad (12.6)$$

где $A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}$ – эффективная постоянная Ричардсона;

$q\varphi_m$ – работа выхода из металла в полупроводник.

Плотность тока из металла в полупроводник

$$J_{m-s} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_B}{kT}\right), \quad (12.7)$$

где $q\varphi_B$ – высота барьера Шоттки (см. рисунок 12.5, а).

При тепловом равновесии ($U = 0$) ток через диод равен 0, следовательно,

$$J_{s-m} = J_{m-s} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_B}{kT}\right). \quad (12.8)$$

При приложении к диоду прямого напряжения (см. рисунок 12.5, б) плотность тока из полупроводника станет равной

$$J_{s-m} = A^* T^2 \exp\left[-\frac{q(\varphi_B - U)}{kT}\right], \quad (12.9)$$

где U – величина напряжения, приложенного к диоду.

Величина плотности тока из металла в полупроводник не изменится, так как все напряжение, приложенное к диоду, падает на обедненном слое полупроводника. Следовательно, результирующий ток через диод

$$J_{ш} = J_{s-m} - J_{m-s} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_B}{kT}\right) \left(\exp\frac{qU}{kT} - 1\right). \quad (12.10)$$

Или по аналогии с аналитическим выражением для диода на $p-n$ -переходе

$$J_{ш} = J_{сш} \left(\exp\frac{qU}{kT} - 1\right) \quad (12.11)$$

$$\text{или } I_{ш} = I_{сш} \left(\exp\frac{qU}{kT} - 1\right),$$

где $I_{сш} = S^* T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_B}{kT}\right)$ – обратный ток насыщения диода Шоттки;

n – коэффициент неидеальности, который близок к единице.

12.2.3 Области применения диодов Шоттки

В диоде Шоттки из-за большой высоты потенциального барьера для дырок $q\phi_{кр}$ (рисунок 12.5, *а*) и малого количества дырок в металле практически отсутствует инжекция дырок из металла в полупроводник, а следовательно, отсутствуют эффекты накопления рассеивания неосновных носителей в высокоомной области контакта. Известно [1], что эти эффекты определяют величину времени восстановления обратного сопротивления диода $\tau_{вост}$ – основной параметр импульсных диодов. Следовательно, диоды Шоттки как дискретные приборы можно использовать в СВЧ-диапазоне (единицы и даже десятки гигагерцев).

Термоэлектронная эмиссия является, по существу, более эффективным процессом по сравнению с диффузией. В результате при одинаковом значении диффузионного потенциала обратный ток насыщения диода Шоттки на несколько порядков превышает обратный ток p - n -перехода. Кроме того, в диоде Шоттки диффузионный потенциал может быть существенно меньшим, чем в p - n -переходе из того же полупроводника. Оба эти фактора, вместе взятые, приведут к тому, что обратный ток насыщения кремниевого p - n -перехода примерно на семь порядков больше обратного тока насыщения ДБШ. С другой стороны, это значит, что для получения одинаковой плотности прямого тока на диод Шоттки подадут напряжение смещения намного меньшее, чем на диод с p - n -переходом. Прямое падение напряжение на диоде Шоттки $U_{пр.ш} = \frac{kT}{q} \ln \frac{I}{I_{сш}}$ значительно меньше, чем $U_{пр}$ на диоде с p - n -переходом, так как $I_{сш} \gg I_{sp-n}$. Следовательно, диоды Шоттки особенно перспективны для использования в схемах низковольтных сильноточных выпрямителей.

Технология изготовления диодов Шоттки очень удобна для применения их в микроэлектронных устройствах. Они используются в быстродействующих логических интегральных схемах ТТЛШ (транзисторно-транзисторная логика Шоттки). Быстродействие ТТЛШ (время переключения вентиля 3 нс по сравнению с 8 нс, обычной транзисторно-транзисторной логикой) объясняется тем, что транзистор (рисунок 12.6, *а*), физическая эквивалентная схема которого представлена на рисунке 12.6, *б*, не входит в режим насыщения при подаче на его базу большого сигнала (U^1), поскольку прямое падение напряжения на диоде Шоттки $U_{ш} \cong \frac{kT}{nq} \ln \frac{I}{I_{сш}}$ не превышает 0,45 В, в то время как коллекторный переход кремниевого n - p - n -транзистора открывается при напряжении $U_{Б-К} \approx 0,6$ В. Небольшая величина прямого падения напряжения на диоде Шоттки вызвана большой величиной $I_{сш}$ по сравнению с обратным током насыщения кремниевого диода на p - n -переходе.

Структура транзистора Шоттки представлена на рисунке 12.6, *в*.

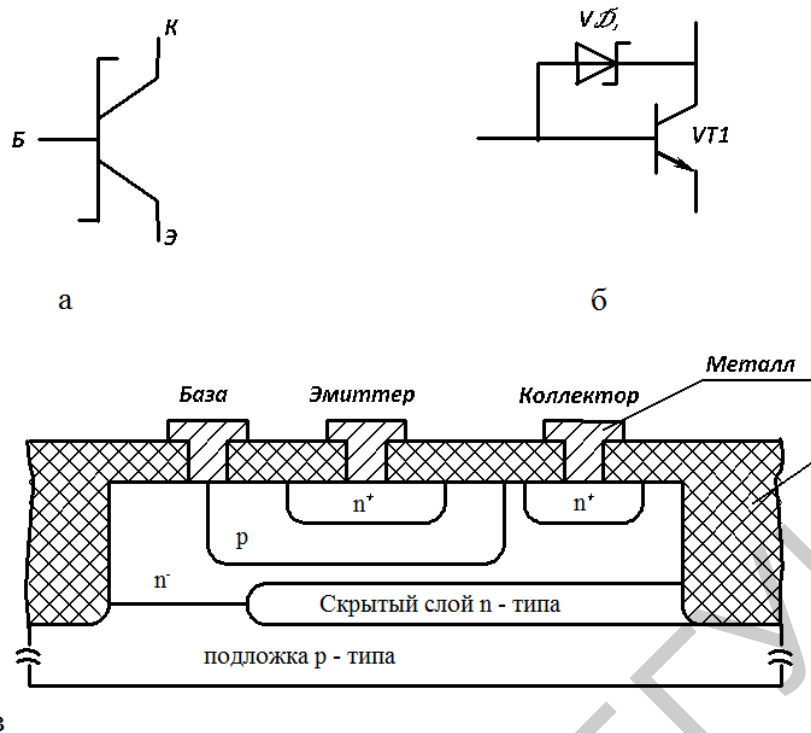
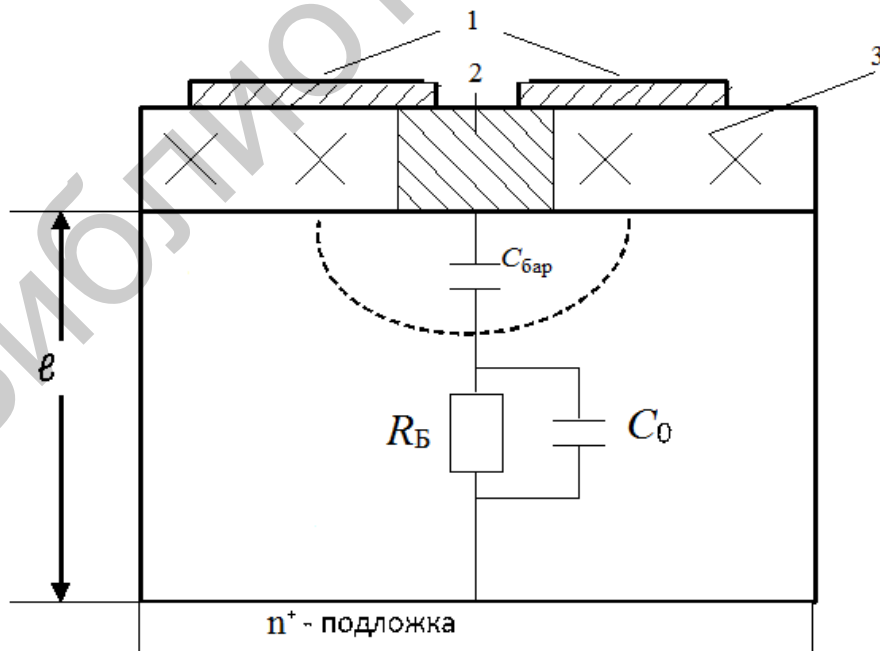


Рисунок 12.6 – Обозначение транзистора Шоттки в системе ЕСКД (а), физическая эквивалентная схема транзистора Шоттки (б) и структура транзистора Шоттки (в)

12.2.4 Частотные ограничения диода Шоттки

Эффективное время пролета неосновных носителей в *n*-полупроводнике

диода Шоттки $\tau_{эфф} \cdot \tau_p \frac{l}{L_p}$, где *l* – толщина *n*-области (рисунок 12.7).



1 – омический контакт; 2 – металл контакта Шоттки; 3 – SiO₂;

C₀ – паразитная емкость; R_Б – сопротивление базы диода

Рисунок 12.7 – Физическая эквивалентная схема диода Шоттки

Так как обычно $l \ll l_p$, то $\tau_{эф} \ll \tau_p$

или

$$\tau_{эф} = \frac{Q_p}{j} \cong \frac{Q_p}{j_n} = \tau_p \frac{J_p}{J_n} = \tau_p \gamma_p, \quad (12.12)$$

так как $Q_p = J_p \tau_p$.

Из выражения (12.12) видно, что небольшую величину $\tau_{эф}$ можно получить при сильном легировании полупроводника, но отрицательные последствия этого мы уже рассмотрели.

При прямом смещении электроны из полупроводника в металл попадают «горячими», поэтому релаксируют. Остывая, они проходят в металле путь длиной $10^{-5} \dots 10^{-6}$ см. Учитывая, что скорость насыщения $V_s \cong 10^7$ см/с, получим время «остывания» $t = 10^{-13} \dots 10^{-12}$ с.

Горячие электроны, попадающие при обратном смещении диода из металла в полупроводник, остывая, проходят путь $10^{-4} \dots 10^{-5}$ см, что соответствует времени остывания $t = 10^{-12} \dots 10^{-11}$ с. Таким образом, при обратном смещении частотные свойства диода Шоттки ухудшаются.

Однако основное время задержки сигнала в диоде Шоттки связано с перезарядом барьерной емкости выпрямляющего контакта:

$$\tau = C_{бар} R_B.$$

12.2.4 Сравнительный анализ функционирования диода Шоттки и диода на p - n -переходе

Важной особенностью проводимости в барьерах Шоттки при прямом смещении является то, что ток в них переносится почти полностью только электронами (в случае полупроводника n -типа) даже для очень слаболегированных полупроводников. Это отличается от ситуации в p - n -переходах, в которых ток переносится преимущественно теми носителями, которые поставляются из материала с более высоким уровнем легирования. Поэтому диод Шоттки на основе полупроводника n -типа соответствует p - n -переходу с p -областью, легированной слабее, чем n -область, т. е. p - n -переходу. Если p - n -переход смещен в прямом направлении, электроны инжектируются в p -область. Но если полярность смещения резко изменить на противоположную, то для перехода диода в состояние с высоким сопротивлением эти инжектированные электроны должны быть удалены. Это значит, что в течение некоторого короткого времени в диоде будет протекать значительный ток в обратном направлении. Это явление известно под названием «эффекта накопления неосновных носителей». Аналогом такого процесса в диодах Шоттки является инжекция электронов в металл. В принципе эти электроны могут быть возвращены обратно в полупроводник при резкой смене полярности напряжения смещения, но только в том случае, если они сохраняют энергию, достаточную для преодоления барьера. Ко-

гда электроны инжектируются в металл при прямом смещении, они там становятся «горячими», т. е. их энергия превышает фермиевскую на величину, соответствующую высоте барьера. Этот избыток энергии быстро рассеивается при столкновениях с другими электронами за время $\sim 10^{-14}$ с, следовательно, эти электроны в полупроводник могут вернуться после смены полярности смещения за это же время. Таким образом, характерный для p - n -переходов эффект накопления неосновных носителей в диодах Шоттки фактически отсутствует, а время восстановления в них определяется процессами, о которых указывалось выше.

В p - n -переходах небольшая часть тока переносится дырками. Этот процесс может иметь место и в диодах Шоттки, но влияние дырок в этом случае чрезвычайно мало (обычно 10^{-4} от электронного тока). Отчасти это связано с тем, что барьер для электронов $q\phi_{Kn}$ намного меньше барьера для дырок $q\phi_{Kp}$, а также и с тем, что термоэмиссионный процесс по своей сути более эффективен, чем диффузионный, определяющий ток дырок. Этот эффект, известный как инжекция дырок, может влиять на переходный процесс при резкой смене полярности смещения. Однако, хотя время жизни дырок на несколько порядков больше соответствующего параметра для горячих электронов при рассеянии их избыточной энергии, коэффициент инжекции j_p / j_n настолько мал, что даже при наличии такого вклада время восстановления диода Шоттки остается пренебрежимо малым по сравнению с аналогичным временем p - n -перехода. На практике значения времени восстановления для диодов Шоттки в большей степени определяются их RC -параметрами, чем электронными процессами. По этой причине они широко используются в качестве переключательных диодов и СВЧ-смесителей.

В p - n -переходах инжекция неосновных носителей в менее легированную область влечет за собой увеличение концентрации и основных носителей тока для обеспечения электронейтральности этой области. Этот процесс, известный как модуляция проводимости, играет важную роль в уменьшении последовательного сопротивления в высоковольтных выпрямителях. Такая модуляция проводимости может иметь место и в диодах Шоттки при инжекции дырок, но обычно она пренебрежимо мала из-за малого коэффициента инжекции. Тем не менее в диодах на основе высокоомных полупроводников и металлов, барьеры для которых достаточно высоки, такая модуляция может наблюдаться.

12.2.5 Типы диодов Шоттки

В настоящее время для создания диодов Шоттки используются (кроме кремния) карбид кремния и арсенид галлия.

Ключевые преимущества SiC полупроводниковых материалов в сравнении с Si и GaAs следующие:

- напряженность электрического поля пробоя 4Н – SiC более чем на порядок превышает соответствующие показатели у Si и GaAs. Это приводит к значительному снижению сопротивления диода в открытом состоянии;

- малое удельное сопротивление в открытом состоянии в сочетании с высокой плотностью тока и теплопроводностью позволяет использовать очень маленькие по размерам кристаллы для силовых приборов;
- большая ширина запрещенной энергетической зоны является результатом более высокого барьера Шоттки по сравнению с Si и GaAs. В результате чрезвычайно малый ток утечки (менее 70 мкА при 2000 °С) при повышенной температуре кристалла снижает термоэлектронную эмиссию за пределами барьера;
- высокая теплопроводность SiC снижает тепловое сопротивление кристалла (по сравнению с Si-диодами почти в два раза);
- электронные свойства приборов на основе SiC очень стабильны во времени и слабо зависят от температуры, что обеспечивает высокую надежность изделий;
- карбид кремния чрезвычайно устойчив к жесткой радиации, воздействие которой не приводит к деградации электронных свойств кристалла;
- высокая рабочая температура кристалла (более 6000 °С) позволяет создавать высоконадежные приборы для жестких условий эксплуатации и специальных применений.

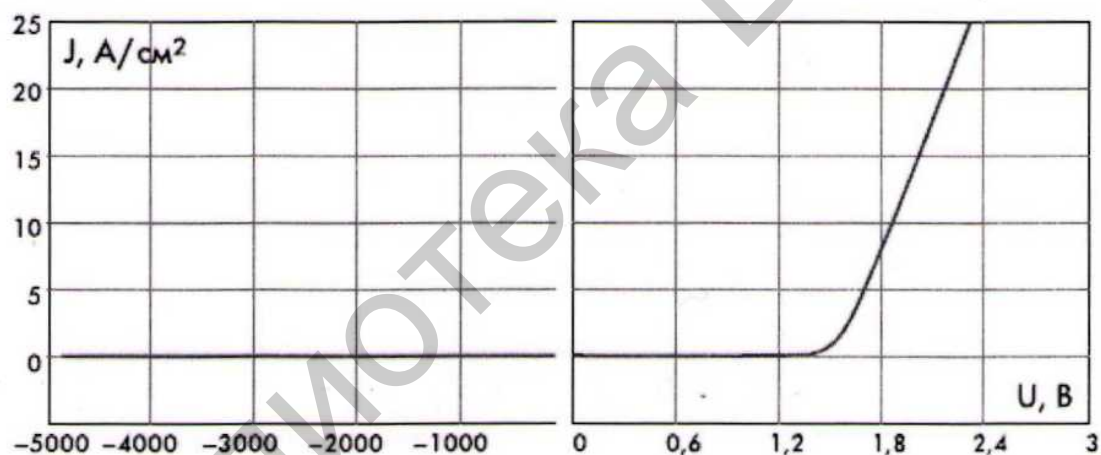


Рисунок 12.8 – Вольт-амперная характеристика диода Шоттки на основе карбида кремния

В отличие от диодов на $p-n$ -переходах время восстановления обратного сопротивления (или тока) $\tau_{\text{вост}}$ у диодов Шоттки очень мало, так как практически отсутствует процесс накопления и рассасывания неосновных носителей в базе. На рисунке 12.9 приведены значения токов при переключении быстродействующего кремниевого диода и SiC-диода при различных температурах. Из рисунка видно, что время восстановления у карбидокремниевого диода значительно меньше и величина его постоянна в диапазоне температур 25...150 °С.

Таким образом, использование карбида кремния в ближайшей перспективе позволит решить проблему создания высокоскоростных высоковольтных выпрямителей на большие токи взамен громоздких неэффективных кремниевых столбов.

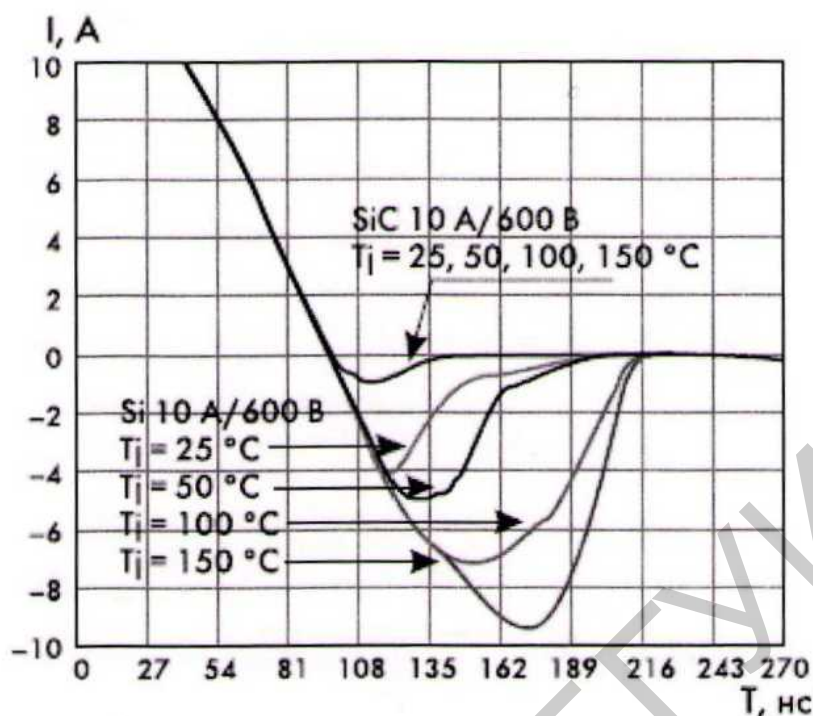


Рисунок 12.9 – Время восстановления обратного тока диодов Шоттки на основе Si и SiC при различных температурах

Технология GaAs является хорошо отработанной и активно применяется в современной электронике для производства широкого спектра элементов. Кристаллы GaAs производятся на стандартном оборудовании и имеют высокий процент выхода годных изделий, обеспечивая необходимый для промышленного применения уровень надежности. Основное ограничение диодов данной технологии – невысокое рабочее напряжение, обусловленное физическими свойствами этого полупроводника.

Новое поколение диодов GaAs с рабочим напряжением 600 В применяют в качестве альтернативы диодам из карбида кремния. Эти диоды получили название «диоды Шоттки инжекционного типа».

Рассмотрим подробнее структуру такого диода. Когда уровень барьера Шоттки выбран выше, чем уровень запрещенной зоны проводника, область, непосредственно прилегающая к металлу, становится p -типа, поскольку электроны из полупроводника будут переходить в металл до момента достижения уровня Ферми. При прямом токе дырки из этой p -области будут инжектироваться в нейтральную n -область и создавать дополнительный ток. При высоком уровне инжекции из p -области дополнительно будут поступать электроны для поддержания нейтральности этого заряда. Данный эффект приводит к «модуляции» проводимости n -области. В результате диоды демонстрируют уменьшение дифференциального сопротивления при увеличении протекающего тока и температуры, что приводит к уменьшению прямого падения напряжения $U_{пр}$ и увеличению допустимых значений токов. Благодаря очень малому времени

жизни электронов в GaAs, время обратного восстановления также остается малым, сопоставимым с величиной, характерной для SiC.

Первое поколение GaAs диодов Шоттки (обедненные диоды Шоттки) обладали низкой температурной зависимостью характеристик, но имели большее прямое падение напряжения. Второе поколение инжекционных диодов Шоттки показывает уменьшение дифференциального сопротивления с увеличением прямого тока и температуры вследствие эффекта модуляции заряда. По ряду технических характеристик они превосходят обычные SiC-диоды.

Библиотека БГУИР

ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ

БТ	биполярный транзистор
БТИЗ	биполярный транзистор с индуцированным затвором
ВАХ	вольт-амперная характеристика
ВДМОПТ	вертикальный МОП-транзистор с двойной диффузией
ГДМОПТ	горизонтальный МОП-транзистор с двойной диффузией
ДБШ	диод с барьером Шоттки
КМОП	комплементарная «схема металл – оксид – полупроводник»
МОПТ	полевой транзистор со структурой «металл – оксид – полупроводник»
ОБ	включение биполярного транзистора по схеме с общей базой
ОК	включение биполярного транзистора по схеме с общим коллектором
ОПЗ	область пространственного заряда <i>p-n</i> -перехода
ОЭ	включение биполярного транзистора по схеме с общим эмиттером
ПТ	полевой транзистор
ПТУП	полевой транзистор с управляющим <i>p-n</i> -переходом
ПТШ	полевой транзистор с затвором Шоттки
V-МОПТ	транзистор с V-каналом

ЛИТЕРАТУРА

1. Колосницын, Б. С. Полупроводниковые приборы и элементы интегральных схем : учеб. пособие. В 2 ч. Ч. 1 : Физика активных элементов интегральных схем / Б. С. Колосницын, Н. В. Гапоненко. – Минск : БГУИР, 2016.
2. Колосницын, Б. С. Полупроводниковые приборы и элементы интегральных микросхем : учеб. пособие. В 2 ч. Ч. 2 : Мощные полупроводниковые приборы / Б. С. Колосницын, Д. Б. Мигас. – Минск : БГУИР, 2016.
3. Старосельский, В. И. Физика полупроводниковых приборов микроэлектроники : учебник для академического бакалавриата / В. И. Старосельский. – М. : Высшее образование : Юрайт-издат, 2009.
4. Зебрев, Г. И. Физические основы кремниевой наноэлектроники: учеб. пособие / Г. И. Зебрев. – М. : Бином. Лаборатория знаний, 2011.
5. Лебедев, А. И. Физика полупроводниковых приборов / А. И. Лебедев. – М. : Физматлит, 2008.
6. Гольдаде, В. А. Физика конденсированного состояния / В. А. Гольдаде, П. С. Пинчук ; под ред. Н. К. Мышкина. – Минск : Белорусская наука, 2009.
7. Парменов, Ю. А. Элементы твердотельной наноэлектроники : учеб. пособие / Ю. А. Парменов. – М. : МИЭТ, 2011.
8. Степаненко, И. П. Основы микроэлектроники : учеб. пособие / И. П. Степаненко. – М. : Лаборатория базовых знаний, 2001.
9. Ферри, Д. Электроника ультрабольших интегральных схем / Д. Ферри, П. Эйнер, Г. Гринич ; пер. с англ. – М. : Мир, 1991.

Учебное издание

Колосницын Борис Сергеевич
Степанов Андрей Анатольевич

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ
МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ**

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Редактор *А. К. Мяделко*
Корректор *Е. Н. Батурчик*
Компьютерная правка, оригинал-макет *В. М. Задоя*

Подписано в печать 12.01.2018. Формат 60×84 1/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».
Отпечатано на ризографе. Усл. печ. л.11,51. Уч.-изд. л. 12,0. Тираж 50 экз. Заказ 14.

Издатель и полиграфическое исполнение: учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники».
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий №1/238 от 24.03.2014,
№2/113 от 07.04.2014, №3/615 от 07.04.2014.
ЛП №02330/264 от 14.04.2014.
20013, Минск, П. Бровки, 6