

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

Факультет радиотехники и электроники

Кафедра микро- и нанoeлектроники

Б. С. Колосницын, С. В. Гранько

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ

Рекомендовано УМО по образованию в области информатики и радиоэлектроники в качестве учебно-методического пособия для специальностей 1-40 80 03 «Нанотехнологии и наноматериалы (в электронике)» и 1-40 80 01 «Твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты, микро- и нанoeлектроника, приборы на квантовых эффектах»

Минск БГУИР 2017

УДК 621.382.2/3(076)
ББК 32.852я73
К61

Рецензенты:

Кафедра интеллектуальных систем Белорусского национального технического университета (протокол №7 от 22.02.2016)

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

Б.С. Колосницын, С.В. Гранько

К 28 Электронные приборы на основе полупроводниковых соединений:
Учебно-метод. пособие / Б. С. Колосницын, С. В. Гранько. Минск : БГУ-
ИР, 2017. – 94с. : ил. ISBN 978-985-543-284-6.

Рассмотрены электронные приборы, изготовленные на основе полупроводниковых соединений GaAs, GaN и SiC, которые отличаются от своих кремниевых аналогов сверхвысоким быстродействием и способностью устойчиво работать в более высоком диапазоне мощности и температуры. Предназначено для студентов второй ступени высшего образования (магистратуры).

УДК 621.382.2/3(076)
ББК 32.852я73

ISBN 978-985-543-284-6

©Касанин С. Н., Гранько С. В., 2017
©УО «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники», 2017

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
1. ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР С ЗАТВОРОМ ШОТТКИ.....	7
1.1. Пороговое напряжение	7
1.2. Статистические ВАХ ПТШ.....	9
1.3. Сопротивления стока и истока	15
1.3. Характеристические частоты транзистора	17
1.5. Современные структуры транзисторов	19
1.6. Сравнительная характеристика полевого транзистора с управляющим <i>p-n</i> -переходом и ПТШ	21
2. ГЕТЕРОПЕРЕХОДНЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	23
2.1. Преимущества гетеробиполярных транзисторов	23
2.2. Энергетическая зонная диаграмма эмиттерного перехода транзистора	26
2.3. Термоэлектронно-диффузионная модель.....	27
2.4. Биполярные гетеротранзисторы на основе <i>SiGe</i> и $A^{III}B^V$	29
2.5. Биполярный гетеротранзистор на основе <i>SiGe</i>	31
3. СВЧ ГЕТЕРОПЕРЕХОДНЫЕ ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ	38
3.1. СВЧ гетеропереходные полевые транзисторы на основе <i>GaAs</i> . Повышение подвижности носителей заряда в полевых транзисторах на основе <i>GaAs</i>	38
3.2. Гетеропереходы на основе <i>GaAs</i>	38
3.3. Двумерный электронный газ-канал в гетерополевом транзисторе .	39
3.4. Устройство и принцип действия	42
3.5. Пороговое напряжение	44
3.6. Вольт-амперные характеристики	45
3.7. Частотные свойства	47
4. ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР НА <i>AlGaIn/GaN</i> -ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ.....	49
4.1. Конструктивно-технологические проблемы создания реального прибора	49
4.2. Вольт-амперная характеристика транзистора.....	50
5. МОЩНЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ	53
5.1. Успехи освоения карбидкремниевой технологии	53
5.2. Вольтамперные характеристики и основные параметры диодов	54
5.3. Основные электрические параметры и динамические характеристики биполярных транзисторов (БПТ).....	65
5.4. Тиристоры. Процессы переключения	71
5.5. Интегрированные диоды на основе карбида кремния со структурой «барьер Шоттки – электронно-дырочный переход»	80

5.6. Сравнительный анализ электрических параметров SBD и JBS-диодов.....	90
ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ	93
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	94

Библиотека БГУИР

ВВЕДЕНИЕ

Традиционные кремниевые приборы в настоящее время почти достигли своих теоритических теплового, квантового и мощного пределов. Для дальнейшего развития вычислительной и измерительной техники и т.д. на повестку дня выдвигается задача освоения новых частотных диапазонов.

В микроэлектронике давно идет поиск новых элементарных полупроводников и полупроводниковых соединений, способных далеко продвинуть частотный и мощностный пределы в работе схем.

Учебно-методическое пособие включает в себя пять глав. *Первая глава* знакомит со специфическими свойствами арсенида галлия как исходного полупроводникового материала для анализируемых полупроводниковых приборов. Возможности создания на его основе сверхбыстродействующих электронных приборов обусловлены некоторыми уникальными его электрофизическими характеристиками: высокой подвижностью электронов, широкой запрещенной зоной и т. д.

В *первой главе* приводится анализ физических принципов работы арсенидгаллиевых полевых транзисторов с затвором Шоттки (ПТШ), электрических характеристик и предельных возможностей этих приборов, обсуждаются современные и перспективные конструкции ПТШ.

К преимуществам гетероструктурных биполярных транзисторов, которым посвящается *вторая глава*, относятся:

- высокая эффективность эмиттера, так как потоку дырок (ток базы) препятствует высокий потенциальный барьер в валентной зоне;
- малые шумы и уменьшение эффекта оттеснения тока эмиттера на край эмиттера из-за низкого сопротивления базы.

Увеличение частотного диапазона работы приборов связана с увеличением подвижности электронов. Резкого увеличения подвижности электронов в канале можно было бы ожидать в нелегированном канале, отделенном от поверхностных дефектов обедненным слоем контакта Шоттки. Эта реализация гетерополевых транзисторов с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) описана в *третьей главе учебно-методического пособия*.

В настоящее время освоение широкозонных полупроводниковых материалов – нитридов III группы и карбида кремния – становится одним из главных направлений современной полупроводниковой электроники. Нитрид галлия и карбид кремния имеют уникальные свойства: большую ширину запрещенной зоны $E_g = 3,2$ эВ (*SiC*) и $E_g = 3,5$ эВ (*GaN*), большую величину критической напряженности электрического поля лавинного пробоя $E_{кр} = (2...3,5) \cdot 10^6$ В/см, широкий температурный диапазон до $T = 600$ °C у *SiC*, большую теплопроводность $\lambda = 3,5$ Вт/см·К у *SiC*, большая подвижность электронов $\mu_n = 2000$ см²/(В·с) у *AlGaN*. Перечисленные свойства позволяют на основе этих материалов создавать высокочастотные мощные приборы электроники, физика работы, параметры и конструкции которых описаны в *четвертой и пятой главах*.

Учебно-методическое пособие включает материал, необходимый для проектирования и изготовления рассматриваемых приборов, и может быть полезно для студентов электронных специальностей, магистрантов, аспирантов и инженеров электронной техники.

Библиотека БГУИР

1. ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР С ЗАТВОРОМ ШОТТКИ

1.1. Пороговое напряжение

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

В настоящее время технология изготовления ПТШ использует арсенид галлия, электрофизические параметры которого приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1
Основные физические характеристики *GaAs* и *Si* ($T = 300$ К)

Параметр	Обозначение	Единицы измерения	Значение параметра	
Период решетки	a	нм	0,565	0,543
Плотность	–	г/см ³	5,32	2,33
Удельная теплопроводность	–	Вт/(см·К)	0,55	1,50
Относительная диэлектрическая проницаемость	ϵ	-	12,85	11,90
Ширина запрещенной зоны	E_g	эВ	1,42	1,12
Эффективная масса электронов: – главный минимум; – побочные минимумы	m_n/m_0	–	0,065 1,20	0,98 0,16
Эффективная масса дырок	m_p/m_0	–	0,50	0,49
Подвижность: – электронов; – дырок	μ_n μ_p	см ² /(В·с) см ² /(В·с)	9000 320	1500 475
Эффективная плотность состояний: – зона проводимости; – валентная зона	N_c N_v	см ⁻³ см ⁻³	$4,2 \cdot 10^{17}$ $9,5 \cdot 10^{19}$	$2,8 \cdot 10^{19}$ $1,0 \cdot 10^{19}$
Характер межзонных переходов	–	–	Прямые	Непрямые

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 $(80...250) \cdot 10^3$ см²/(В·с).

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

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 полевых транзисторах с затвором Шоттки 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 области пространственного заряда (ОПЗ), толщина которого зависит от напряжения между затвором и каналом и определяет барьерную емкость «затвор – канал». Как правило, толщина ОПЗ в ПТШ больше толщины подзатворного диэлектрика в МОПТ. Поэтому управляющее действие затвора проявляется несколько слабее, что снижает крутизну вольт-амперных характеристик (ВАХ). Однако во столько же раз снижается емкость «затвор – канал». Кроме этого, в канале ПТШ подвижность электронов не подвержена действию поверхностных дефектов, как это имеет место в МОПТ.

Основное различие ВАХ ПТШ и МОПТ связано с тем, что в МОПТ-транзисторе затвор электрически изолирован от канала диэлектриком, и ток затвора практически равен нулю. В ПТШ переход «затвор – канал» имеет диодную характеристику, и при положительных напряжениях $U_{зи}$ ток затвора может быть достаточно большим. При $U_{си} = 0$ ($I_c = I_{и} = 0$) потенциалы всех точек канала одинаковы, и на рис. 1.1 $X_{dn} = X_{dc}$.

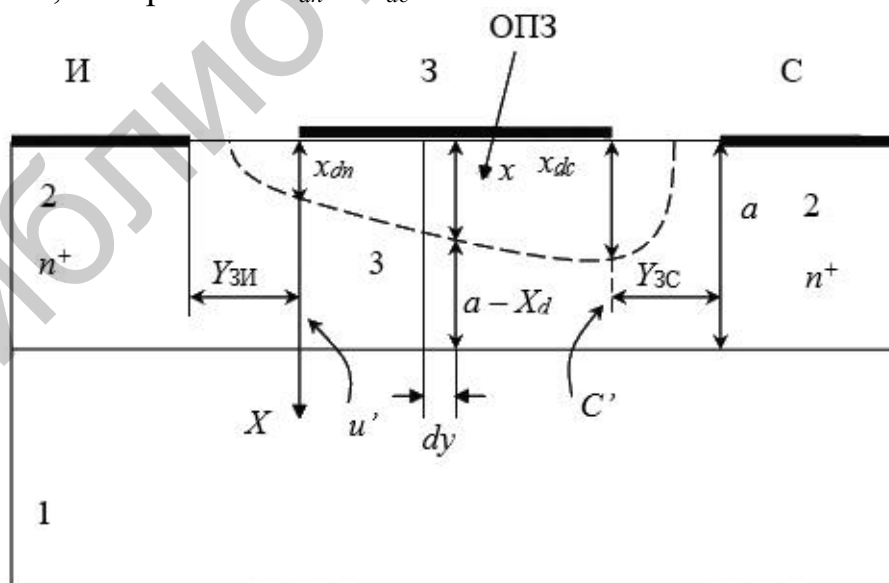


Рис. 1.1. Простейшая структура ПТШ

Толщина ОПЗ определяется напряжением $U_{зи}$:

$$X_d = [2\epsilon\epsilon_0(\phi_B - U_{3И}) | qN_d]^{1/2}, \quad (1.1)$$

где N_d – концентрация доноров в однородно легированном активном слое.

Пороговое напряжение $U_{пор}$ соответствует напряжению «затвор – исток», при котором толщина канала обращается в нуль, т.е. $a = X_d$. Таким образом, из (1.1) следует

$$U_{пор} = \phi_B - U_{п}, \quad (1.2)$$

где $U_{п} = eN_d a^2 / 2\epsilon\epsilon_0$ – напряжение перекрытия канала, численно равное пороговому напряжению при $\phi_B = 0$.

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 (1.1) 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 $U_{пор}$ соответствует толщине активного слоя

$$a_0 = (2\epsilon\epsilon_0 \phi_B / qN_d)^2 = 0,1 \text{ мкм}. \quad (1.3)$$

При $a > a_0$ пороговое напряжение отрицательно, и в равновесном состоянии ($U_{3И} = 0$) канал существует. Такие ПТШ называются нормально открытыми (встроенный канал). При $a < a_0$ пороговое напряжение положительно, и для образования канала необходимо приложить напряжение $U_{3И} - U_{пор} > 0$. Такие ПТШ называются нормально закрытыми (индуцированный канал). Таким образом, толщина активного слоя является главным параметром, определяющим величину порогового напряжения.

1.2. Статистические ВАХ ПТШ

Вывод аналитических выражений ВАХ ПТШ основан на предложенной У. Шокли модели идеализированного транзистора, которая включает в себя следующие характеристики:

- 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;
- 6) в ОПЗ поперечное электрическое поле E_x (см. рис. 1.1) много больше

продольного E_y ;

7) в канале поперечное электрическое поле E_x равно нулю;

8) подвижность электронов в канале μ_n постоянна;

9) 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. При этом для участка канала длиной dy (см. рис. 1.1) получим

$$dU(y) = IdR_k(y), \quad (1.4)$$

где $U(y)$ – потенциал канала, не зависящий от координаты x в силу допущения 7;

$dR_k(y)$ – сопротивление участка канала длиной dy . В силу допущения 5 ток I не зависит от координаты x и равен току стока I_c .

Сопротивление $dR_k(y)$ составляет:

$$dR_k(y) = \rho \frac{dy}{(a - X_d)}, \quad (1.5)$$

где удельное сопротивление канала ρ не зависит от координаты и определяется концентрацией доноров (допущения 1, 4):

$$X_d = \{2\varepsilon\varepsilon_0[U_k(y) + \varphi_B - U_3]/qN_d\}^{1/2} \quad (1.6)$$

Подставив (1.6) в (1.5) и считая, что канал легирован равномерно, проинтегрировав выражение (1.5) на отрезке канала $y = 0$ («внутренний» исток) и $y = L$ («внутренний» сток, см. рис. 1.1), получим основное уравнение ПТШ:

$$I_c = g_0 \left\{ U_k - \frac{2}{3} \frac{[(U_k + \varphi_B - U_3)^{3/2} - (\varphi_B - U_3)^{3/2}]}{U_n^{1/2}} \right\}. \quad (1.7)$$

Уравнение (1.7) применимо только до точки, где нет перекрытия канала со стороны стока, т. е.

$$a(L) = a_0 = [2\varepsilon\varepsilon_0(U_k + \varphi_B - U_3)/qNd] \leq a.$$

При $U_k = U_{си} = U_{син}$ перекрывается канал со стороны стока:

$$U_{син} = U_n - \varphi_B + U_3. \quad (1.8)$$

Подставив (1.8) в (1.7), получим

$$I_{c.нас} = g_0 \left[\frac{1}{3} U_n + \frac{2}{3} \frac{\varphi_B - U_3}{U_n^{1/2}} - \varphi_B + U_3 \right]. \quad (1.9)$$

Значение крутизны $S(g_m) = \frac{dI_c}{dU_3} \Big|_{U_{СИ}} - \text{const}$ для крутой части характеристики находим из уравнения (1.7):

$$S = g_0 \frac{(U_{СИ} + \varphi_B - U_3)^{1/2} - (\varphi_B - U_3)}{U_n^{1/2}}. \quad (1.10)$$

Из уравнения (1.9) находим значение крутизны для пологой области характеристики:

$$S = g_0 \left[\frac{1 - (\varphi_B - U_3)^{1/2}}{U_n} \right]. \quad (1.11)$$

Для малых значений напряжений на стоке, т. е. при $U_{СИ} \ll \varphi_B - U_3$, выражения (1.7) и (1.10) можно упростить:

$$I_C = g_0 \left[1 - \left(\frac{\varphi_B - U_3}{U_n} \right)^{1/2} \right] U_{СИ}, \quad (1.12)$$

$$S = \frac{g_0}{2} \frac{U_{СИ}}{U_n^{1/2} (\varphi_B - U_{3И})^{1/2}}. \quad (1.13)$$

Для получения большого значения крутизны (этот параметр – основная составляющая механизма усиления полевых транзисторов) необходимо иметь полупроводниковый материал с большой подвижностью носителей заряда и увеличивать соотношение Z/L . В соответствии с выражениями (1.10) и (1.11) увеличение ширины канала a 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 рис. 1.2 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.

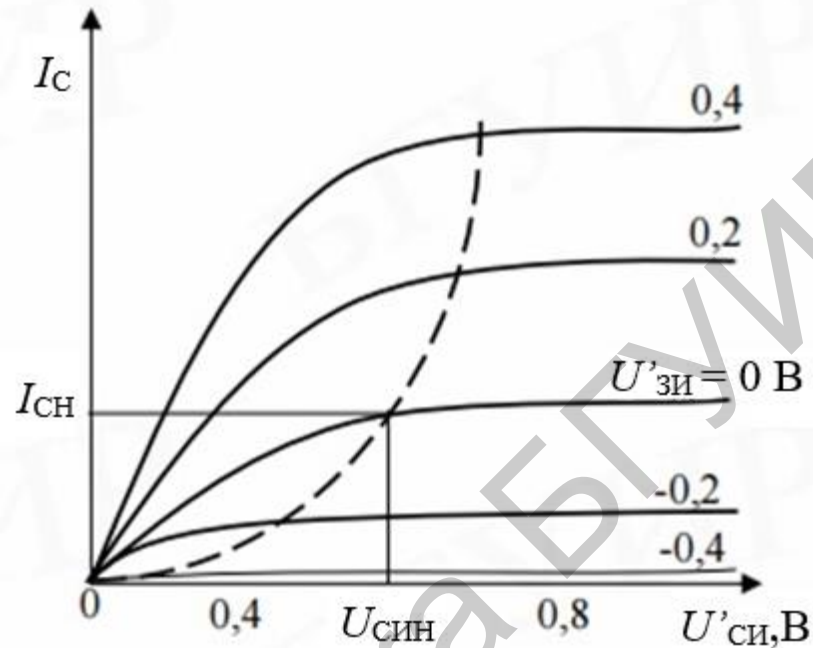


Рис. 1.2. Выходные характеристики идеализированного ПТШ с $U_{пор} = -0,6$ В

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 необходимы семейства входных ВАХ $I_3(U'_{зи}, U'_{си})$, которые соответствуют ВАХ контакта Шоттки:

$$I_3 = I_{СИ} \left(\exp \frac{qU'_{зи}}{nkT} - 1 \right), \quad (1.14)$$

где $I_{СИ} = A^* T^2 S_{эф} \exp \left(-\frac{q\phi_B}{kT} \right)$ – 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». Так, при $U_{си} = 0$ ток затвора растекается между электродами стока и истока поровну, и весь контакт работает при одинаковом

положительном напряжении ($S_{эф} = LZ$). При $U_{СИ} > 0$ принадлежащая к стоку часть контакта имеет более высокий потенциал, и часть перехода «затвор – канал» находится под меньшим положительным или даже отрицательным напряжением ($S_{эф} = L/Z$). При значительных токах затвора имеет место эффект отеснения тока, связанный с падением напряжения от тока затвора на сопротивление канала. Это явление также приводит к снижению эффективной площади канала и может быть учтено некоторым увеличением фактора неидеальности n .

Нелинейный характер зависимости скорости электронов от напряженности электрического поля $V_n(E)$ проявляется в *GaAs* уже при полях $\sim 4 \cdot 10^3$ В/см. Типичная длина затвора L современных ПТШ составляет менее 1 мкм. Если считать, что $L = 1$ мкм, и учитывать, что поле распределено по длине канала неоднородно (максимальная напряженность на стоковой границе канала), следует ожидать, что нелинейность $V_n(E)$ сказывается уже при напряжениях $U_{СИ} > 0,4$ В. Таким образом, допущение б обычно не выполняется. Этот эффект можно учесть с помощью аппроксимации зависимости $V_n(E_y)$ в канале кусочно-линейной функции:

$$V_n(E_y) = \begin{cases} \mu_n E_y \leq E_s \\ V_{sn}, E_y > E_s \end{cases}, \quad (1.15)$$

где $V_{sn} = 1,5 \cdot 10^7$ см/с – предельная дрейфовая скорость электронов;
 $E_s = 4,2 \cdot 10^3$ В/см – пороговое поле насыщения скорости.

Поскольку при $U_{СИ} > Q$ канал равномерно сужается по направлению от истока к стоку (см. рис. 1.1), ограничение скорости на уровне V_{sn} наступает в первую очередь на стоковой границе канала. При этом значение тока насыщения I_{sn} будет соответствовать не полной отсечке канала, а уменьшению его толщины до величины, определяемой скоростью V_{sn} .

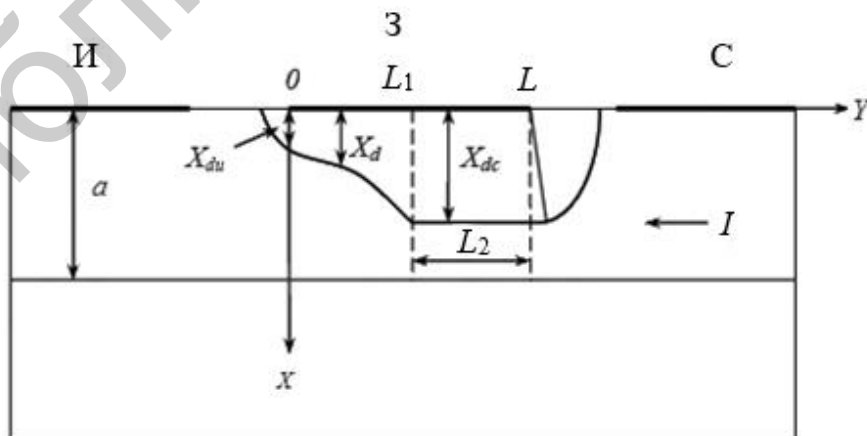


Рис. 1.3 – Форма ОПЗ под затвором ПТШ при ограничении дрейфовой скорости электронов вблизи стока

На рис. 1.3 представлена форма ОПЗ под затвором при ограничении

дрейфовой скорости вблизи стока. На участке канала $0 < Y < L_1$ поле $E_x < E_s$, и толщина ОПЗ остается локальной функцией напряжения «затвор – канал». В точке $Y = L_1$ поле E_x достигает порогового значения E_s . При $Y > L_1$, $V_n = V_{sn}$. Ток в любом сечении канала постоянен, а согласно допущению 4 концентрация электронов $n = N_d$ и также постоянна по координате Y . Поэтому толщина канала на участке от L_1 до L_2 также постоянна (рис. 1.3).

Заметим, что ограничение скорости электронов приводит к нарушению локальной зависимости толщины ОПЗ от напряжения «затвор – канал». Это является следствием перераспределения электрического поля в ОПЗ на участке длиной L_2 , продольная составляющая которого E_y уже не может считаться меньше E_x (допущение б не выполнено).

Минимальное напряжение $U_{си}$, при котором скорость электронов в канале достигает значения V_{sn} и соответствует случаю $L_2 = 0$, $L_1 = L$. При этом поле E_x в канале достигает значения E_s в единственной точке $X = L$, а значение $U'_{си} = U'_{син}$ соответствует переходу транзистора в пологую область ВАХ. Ток в этой точке канала (и, следовательно, ток стока) определяется соотношением

$$I_{сн} = qN_d V_{sn} (a - X_d) Z = E_s L \left(1 - \frac{X_{dc}}{a}\right) / R_0. \quad (1.16)$$

Значение $U'_{син}$ может быть найдено как

$$U'_{син} = U_n \left[\left(\frac{X_{dc}}{a} \right)^2 - \left(\frac{X_{du}}{a} \right)^2 \right]. \quad (1.17)$$

Значение $U'_{син}$, определяемое уравнениями (1.15) и (1.17), меньше значения, которое дается соотношением (1.8) и, следовательно, соответствует меньшему току $I_{сн}$ в уравнении (1.15) по сравнению с (1.9).

В пологой области ВАХ $U'_{си} > U'_{син}$, $L_1 > L$ значение тока стока может быть найдено из (1.15) заменой $L \rightarrow L_1(U'_{си}) < L$ в выражении для R_0 . Значение $L_1(U'_{си})$ уменьшается с ростом напряжения $U'_{си} > U'_{син}$ и при допущении электронейтральности канала может быть найдено путем решения уравнения Пуассона в ОПЗ на участке длиной L_2 (см. рис. 1.3). Этот эффект аналогичен эффекту модуляции длины канала в МОПТ и приводит к некоторому увеличению тока стока с напряжением в пологой области ВАХ. Практически канал на участке длиной L_2 не остается электронейтральным. Достаточно точные аналитические соотношения для описания пологой области ВАХ ПТШ в настоящее время отсутствуют.

В реальном транзисторе нужно учитывать падение напряжения на сопротивлении истока $R_{и}$. С учетом напряжения $U_{ри} = I_C R_{и}$ проводимости g_0 в соотношениях (1.7–1.11) заменяют величиной $g_0^* = g_0 / (1 + g_0 R_{и})$. Следует также отметить, что сопротивления $R_{и}$ и R_c весьма существенно влияют на вид ВАХ ПТШ, так как при отпирании барьерного перехода они ограничивают внутренние напряжения $U_{зи}$ и $U_{зс}$.

Если на затвор подать напряжение, при котором барьерный переход у истока $q\phi_{зи}$ смещается в прямом направлении то ток затвора I_3 становится сравнимым с током стока I_C , а ток истока $I_{и} = I_C + I_3$. В этом случае при нулевом токе стока $I_C = 0$ ток истока равен току затвора $I_{и} = I_3$, а напряжение на стоке отлочно от нуля и соответствует той части напряжения, которая выражается на сопротивлении истока $R_{и}$, являющимся общим для затвора и стока. В результате при $I_C = 0$ выходные ВАХ «отслаиваются» от начала координат.

Отпирание барьерного перехода «затвор – исток» приводит к насыщению тока стока и резкому снижению крутизны и даже может привести к уменьшению тока стока.

1.3. Сопротивления стока и истока

В модели идеализированного ПТШ предполагается, что потенциалы точек канала с координатами $Y = 0$ и $Y = L$ равны потенциалам электродов стока и истока соответственно (допущение 9 в пункте 1.2). В реальном ПТШ пассивные области истока (стока) имеют конечные сопротивления $R_{и(с)}$ которые складываются из сопротивлений $R'_{и(с)}$ полупроводниковых областей между электродом истока (стока) и затвором длиной $Y_{зи}$ (см. рис. 1.1), а также сопротивлений омических контактов истока (стока):

$$R_{и(с)} = R'_{и(с)} + R_{ик(ск)} \quad (1.18)$$

Сопротивления $R'_{и(с)}$ определяются очевидным соотношением

$$R'_{и(с)} = \frac{\rho L_{зи(зс)}}{aZ} \quad (1.19)$$

При расчете сопротивлений $R_{ик(ск)}$ необходимо учитывать сопротивление омического контакта с полупроводником, которое для $GaAs$ значительно выше, чем для кремния, из-за существования переходного высокоомного слоя, и из-за сложного характера растекания тока в областях под омическими контактами. На рис. 1.4 представлена распределенная модель омического контакта истока.

Полупроводниковая область под контактом имеет погонное (на единицу длины по направлению оси Z) сопротивление:

$$R_l = \rho/aZ. \quad (1.20)$$

Омический контакт имеет погонную проводимость:

$$g_l = Z/\rho_k, \quad (1.21)$$

где p_k – удельное (на единицу площади поверхности) сопротивление контакта. Для участка длиной dZ падение напряжения $dV(Z)$ и изменение тока $dI(Z)$ составляют:

$$dU(z) = -I(z)R_l dz, \quad (1.22)$$

$$dI(z) = -U(z)g_l dz, \quad (1.23)$$

где $U(z)$ – напряжение на переходном слое «металл – полупроводник».

Решение уравнений (1.22, 1.23) с граничными условиями $I(0) = I_{и}$, $I(\infty) = 0$ имеет следующий вид:

$$U(Z) = I_{и} \left(\frac{R_l}{G_l} \right)^{1/2} \exp \left[-z(R_l g_l)^{1/2} \right], \quad (1.24)$$

$$I(Z) = I_{и} \exp \left[-z(R_l g_l)^{1/2} \right]. \quad (1.25)$$

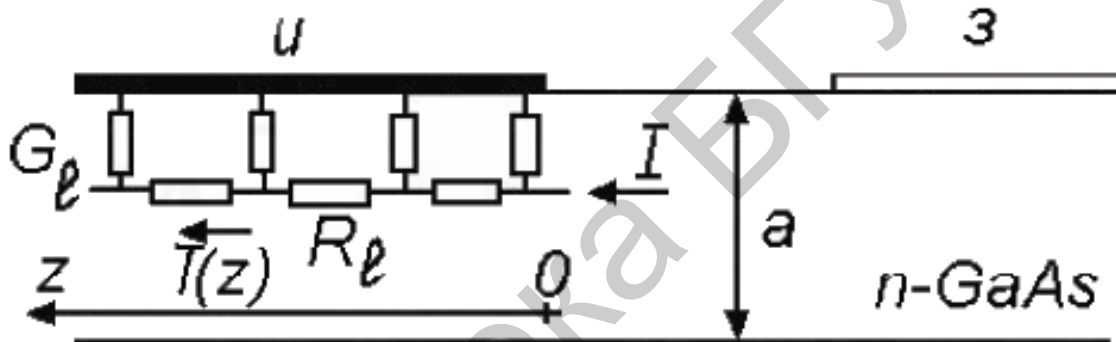


Рис. 1.4. Распределённая модель омического контакта истока

С учетом (1.16), (1.17) сопротивление омического контакта истока $R_{ик} = U(0)/I(0)$ составляет:

$$R_{ик} = (\rho_k \rho / a)^{1/2} / Z. \quad (1.26)$$

Такую же величину имеет сопротивление омического контакта стока.

Удельное сопротивление контакта слабо зависит от концентрации доноров $\left(\sim N_d^{-1/3} \right)$ и составляет обычно $(1 \dots 5) \cdot 10^{-6}$ Ом·м².

Как и в МОП-транзисторе, сопротивление истока R_u снижает крутизну ВАХ S и выходную проводимость g :

$$S = S' / (1 + S' / R_u); \quad (1.27)$$

$$g = g' / (1 + S' / R_u), \quad (1.28)$$

где S' и g' – параметры «внутреннего» транзистора.

Благодаря высокой подвижности электронов в *GaAs* ПТШ имеют значительно более высокую крутизну в пологой области ВАХ при равной ширине канала и меньшей емкости «затвор – канал». Удельное (на единицу ширины канала

Z) значение крутизны при длине затвора $L = 1$ мкм обычно составляет 0,1...0,2 мА/мкм.

1.4. Характеристические частоты транзистора

ПТШ широко применяются с высокочастотных схемах для усиления малого сигнала ($U_{\text{вх}} < \varphi_T$). Поэтому для анализа частотных свойств транзистора целесообразно рассмотреть его малосигнальную физическую эквивалентную схему (рис. 1.5). Конденсаторы $C_{\text{ЗИ}}$ и $C_{\text{ЗС}}$ моделируют полную емкость «затвор – канал», резистор $R_{\text{К}}$ – входное и $R_{\text{СИ}}$ – выходное сопротивление канала. Генератор тока $SU_{\text{ВХ}}$ моделирует транзисторный эффект.

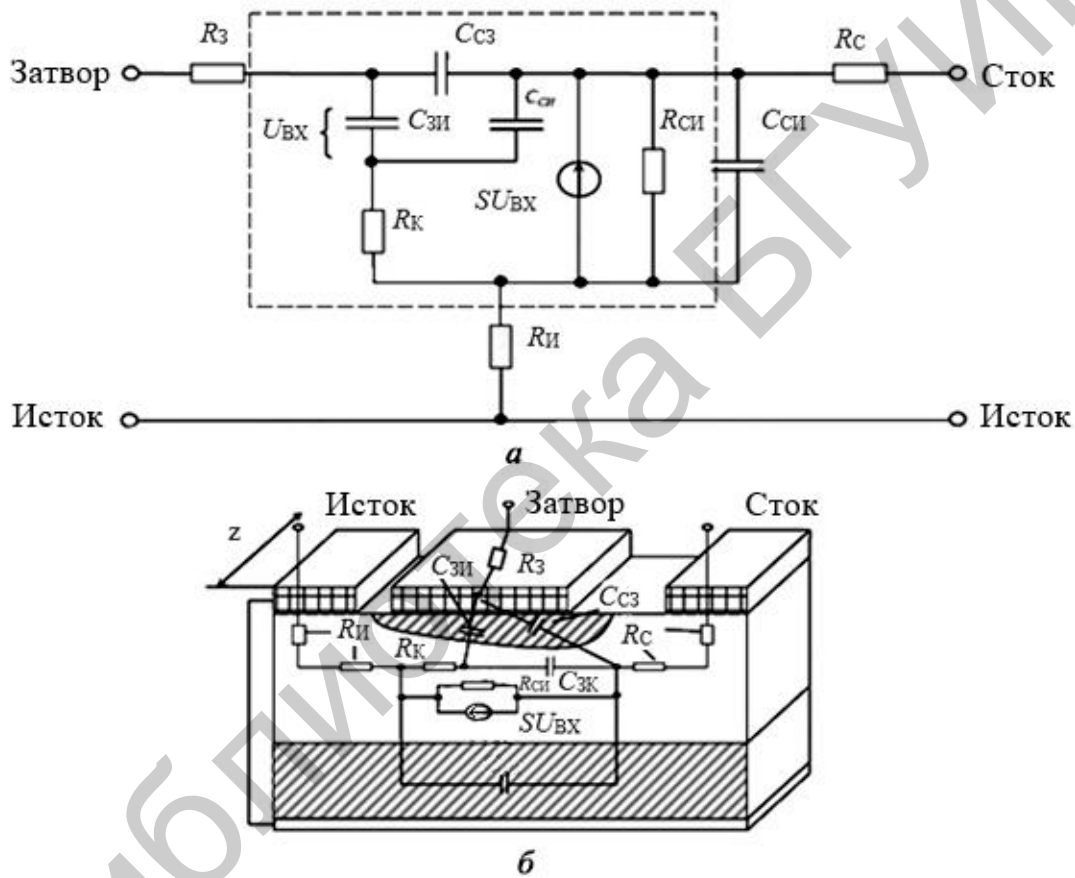


Рис. 1.5. Эквивалентная электрическая схема ПТШ (а) и физические элементы схемы-структуры, соответствующие элементам эквивалентной электрической схемы (б)

Ток обратно смещённого перехода «затвор–канал» определяется выражением (1.13), отсюда для входного сопротивления получим

$$R_{\text{ЗИ}} = \left(\frac{dI_3}{dU_{\text{ЗИ}}} \right)^{-1} = nkT/q (I_3 + I_{\text{ЗИ}}). \quad (1.29)$$

Согласно этой формуле, при $I_3 \rightarrow 0$, $I_{\text{ЗИ}} \cong 10^{-10}$ А сопротивление $R_{\text{ЗИ}}$

при $T = 300 \text{ К}$ 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 $\tau = RC$, определяемы входной емкостью затвора $C_{зк}$, крутизной транзистора S и временем пролета носителей через канал. Если канал легирован равномерно и подвижность носителей постоянная, то время пролета

$$t_{\text{пр}} = \frac{L}{v} = -\frac{L}{\mu_n E_x} = \frac{L^2}{\mu_n U_{\text{си}}}. \quad (1.30)$$

При высоких электрических полях величина V приближается к величине скорости насыщения V_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.

Согласно эквивалентной схеме (см. рис. 1.5, *a*) частота отсечки f_T определяется как частота, при которой ток через входную емкость $C_{зи}$ равен выходному току (току генератора $SU_{зи}$):

$$\frac{i_{\text{вых}}}{i_{\text{вх}}} = \frac{SU_{зи}}{\omega_T C_{зи} U_{зи}} = 1, \quad f_T = \frac{S}{2\pi C_{зи}}. \quad (1.31)$$

Максимальная частота колебаний определяется выражением

$$f_{\text{max}} \approx \frac{f_T}{\left[\frac{2(R_3 + R_K + R_C)}{R_{\text{си}} + \omega_T R_3 C_{зс}} \right]^{1/2}}. \quad (1.32)$$

Для повышения f_{max} следует увеличивать f_T и оптимизировать отношение собственно транзисторных сопротивлений $R_K/R_{\text{си}}$ а также уменьшать внешние сопротивления R_3 , R_C и емкость обратной связи $C_{зс}$.

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 на основе $GaAs$ 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 под-

ложкой 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 близкорасположенных 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 близкорасположенные электроды напряжения до $-5 \dots -10$ В относительно истока.

1.5. Современные структуры транзисторов

Качество ПТШ зависит от совершенства материала активного n -слоя (высокая подвижность электронов), длины канала L и сопротивлений стока и истока. На рис. 1.6 представлена структура ПТШ.

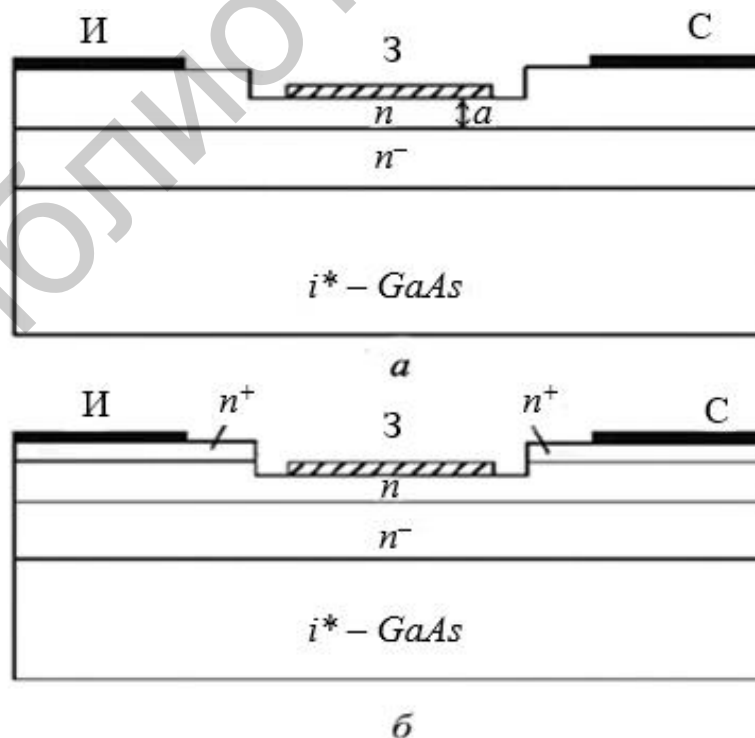


Рис. 1.6. Структура ПТШ с заглубленным затвором

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 (рис. 1.6, б).

Межэлементная изоляция осуществляется либо путем стравливания мезаструктур, 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.

Перспективные структуры ПТШ показаны на рисунке 1.7 [2]. В структуре на рис. 1.7, а у боковых граней затвора из силицида вольфрама создаются вертикальные диэлектрические стенки. Эти стенки толщиной 0,2...0,3 мкм отделяют затвор от n^+ -областей стока и истока, снижая краевые емкости затвора.

Недостатком структуры (см. рис. 1.7, б) является некоторое повышение емкостей $C_{зи}$, $C_{зс}$ за счет нависания электрода затвора над n^+ -областями. Этот недостаток устранен в усовершенствованной структуре (см. рис. 1.7, в) путем использования композиции $Mo-Au$ при создании затвора.

Применение электронной литографии позволяет получать затворы длиной 0,2...0,4 мкм и менее. Предельная частота таких ПТШ может достигать 30...50 ГГц.

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

$R_B = (R_{И}^{-1} + R_C^{-1})^{-1}$ достигается минимальное значение постоянной времени $R_B C$, которая может составлять менее одной пикосекунды.

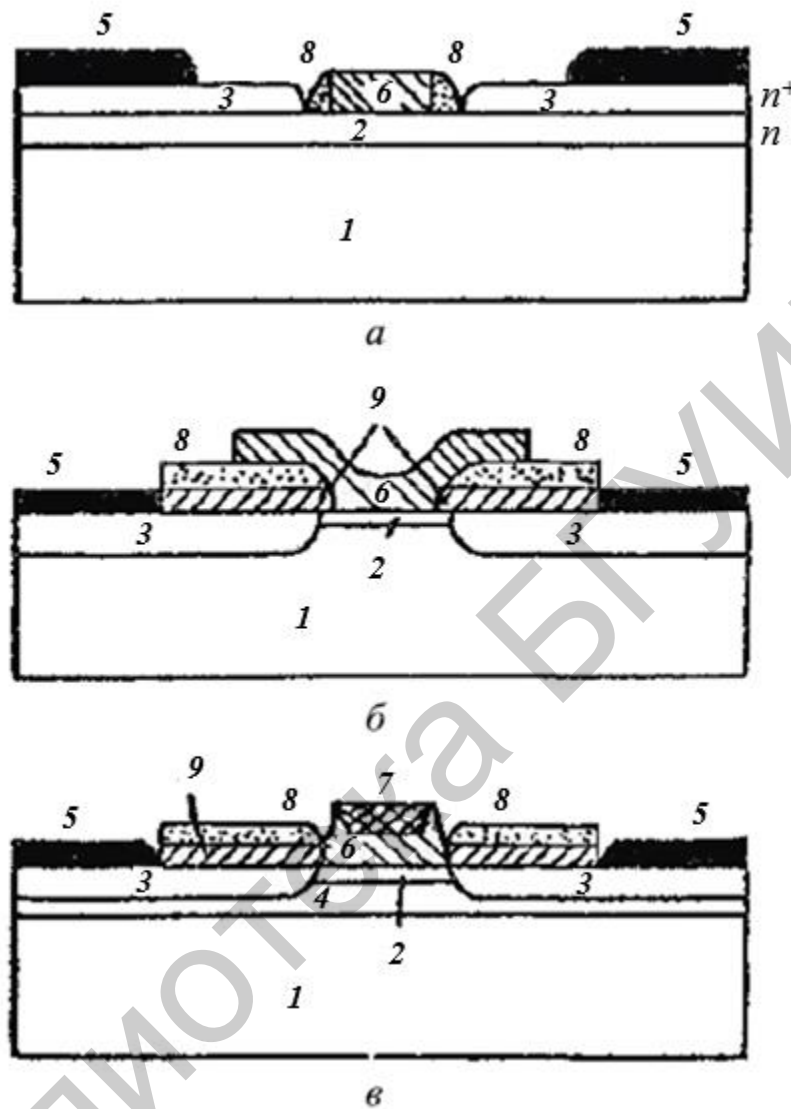


Рис.1.7 – Перспективные структуры ПТШ

a – с затвором из силицида вольфрама и вертикальными диэлектрическими стенками;
б, в – структуры с использованием многослойного резиста: 1 – полужизолирующая подложка;
 2 – *n-GaAs*; 3 – *n-GaAs*; 4 – *n+GaAs*; 5 – контакты стока и истока; 6 – затвор (*a* – *Wsix*; *б* – *Pt/Ti/Au*; *в* – *MO*); 7 – *Au*; 8 – *SiO₂*; 9 – *SiN*

1.6. Сравнительная характеристика полевого транзистора с управляющим *p-n*-переходом и ПТШ

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 при этом ток стока. Изменение толщины канала

соответствует изменению толщины n -области p - n -перехода X_{dn} . Соотношение между толщиной n - и p -областей перехода определяется результирующими концентрациями примеси в затворе N_a и канале N_d .

Из условия электронейтральности ОПЗ $N_d X_{dn} = N_a X_{pn}$, где X_{dn} и X_{pn} – части ОПЗ в p - и n -областях, соответственно и $X_d = X_{dn} + X_{dp}$. Следовательно,

$$X_d = X_{dn} + \frac{X_{dn} N_d}{N_a}, \quad X_{dn} = \frac{X_d}{1 + N_d / N_a}. \quad (1.33)$$

Коэффициент модуляции толщины канала составляет $K_M = \frac{X_{dn}}{X_d}$.

При $K_M = 1$ степени управления токами стока путем изменения толщины канала в ПТ ПТУП и ПТШ идентичны. Практически величина K_M составляет 0,9...0,95, так как $N_d \gg N_a$, что приводит к соответствующему снижению крутизны ПТ 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 ПТ ПТУП является большая величина контактной разности потенциалов φ_k по сравнению с барьерным потенциалом φ_b , 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 напряжений «затвор – источник» нормально закрытых ПТ.

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 МОП-транзисторов (чьи характеристики деградируют из-за радиационных дефектов в окисле и на поверхности).

Недостатком ПТ с управляющим p - n -переходом является возможная инжекция дырок в n -канал при сильном отпирании перехода. Инжектированные дырки обладают низкой подвижностью, и их рассасывание замедляет процесс выключения ПТШ ПТ.

Наиболее перспективным технологическим методом создания ПТ с управляющим p - n -переходом является ионная имплантация донорных и акцепторных примесей в чистую подложку на основе $GaAs$. В качестве акцепторов применяются бериллий или магний.

2. ГЕТЕРОПЕРЕХОДНЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

2.1. Преимущества гетеробиполярных транзисторов

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.

Требования к электрофизическим и геометрическим параметрам структуры биполярных транзисторов во многом являются противоречивыми [2]. Для обеспечения высокой эффективности эмиттера необходимо, чтобы результирующая концентрация примеси в эмиттере $N_{\text{Э}}$ во много раз превышала концентрацию примеси в базе $N_{\text{Б}}$:

$$N_{\text{Э}} \gg N_{\text{Б}} \quad (2.1)$$

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_p :

$$W_{\text{Б}} \ll L_{p\text{Б}} \quad (2.2)$$

В то же время выполнение условий (2.1) и (2.2) 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 [2]).

Чрезмерное легирование эмиттера для выполнения условия (2.1) не приводит к повышению его эффективности из-за уменьшения ширины запрещенной зоны [2]. Поэтому концентрация примеси в активной базе не должна превышать 10^{18} см⁻³. При этом чрезмерное уменьшение толщины базы (до $\sim 0,1$ мкм) ведет к снижению напряжения смыкания коллекторного и эмиттерного переходов [2].

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 (БГТ).

Преимущества БГТ на примере $n-p-n$ -транзистора иллюстрируются энергетической диаграммой на рис. 2.1. В идеальном случае разница в ширине запрещенной зоны ΔE_g для эмиттера и базы соответствует разрыву энергетического уровня E_v :

$$\Delta E_g = \Delta E_v. \quad (2.3)$$

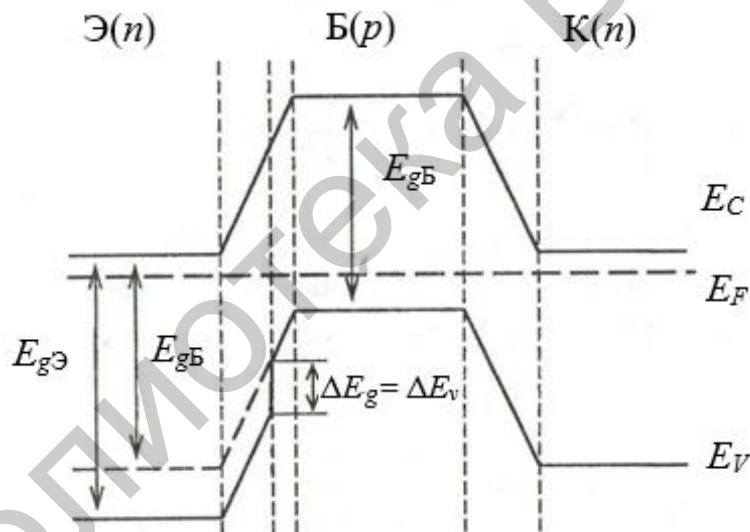


Рис. 2.1. Энергетическая диаграмма идеализированного ГПТ ($U_{ЭБ} = U_{КБ} = 0$)

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 электронейтральных слоев эмиттера $W_Э$ и базы $W_Б$ значительно меньше диффузионной длины неосновных носителей. При этом электронная и дырочная составляющие теплового тока эмиттерного перехода определяются соотношениями [2]:

$$j_{\text{эсп}} = \frac{qn^2 i_B}{N_B} \cdot \frac{D_{nB}}{W_B}, \quad (2.4,а)$$

$$j_{\text{эсп}} = \frac{qn^2 i_{\text{Э}}}{N_{\text{Э}}} \cdot \frac{D_{p\text{Э}}}{W_{\text{Э}}}, \quad (2.4,б)$$

где $D_{p\text{Э}}$ и D_{nB} – коэффициенты диффузии неосновных носителей в эмиттере и базе соответственно. Собственная концентрация свободных носителей в полупроводнике зависит от ширины запрещенной зоны:

$$n_i^2 = N_c N_v \exp(-E_g/kT). \quad (2.5)$$

Поэтому при одинаковых значениях эффективных плотностей квантовых состояний $N_c N_v$

$$\frac{n_{i\text{Э}}^2}{n_{iB}^2} = \exp \frac{-\Delta E_g}{kT}. \quad (2.6)$$

Для эффективности эмиттера $\gamma = (1 + j_{\text{эсп}}/j_{\text{эсн}})^{-1}$ получим:

$$\gamma = \left[1 + \frac{G_{nB}}{G_{n\text{Э}}} \cdot \frac{\overline{D_{p\text{Э}}}}{\overline{D_{nB}}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (2.7)$$

где G_{nB} и $G_{n\text{Э}}$ – числа Гуммеля в базе и эмиттере.

Таким образом, при $\Delta E_g \gg kT$ эффективность эмиттера может оставаться чрезвычайно высокой (близкой к единице) даже в том случае, когда эффективность эмиттера в гомогенной структуре $\gamma_0 = \left[1 + \frac{G_{nB}}{G_{n\text{Э}}} \cdot \frac{\overline{D_{p\text{Э}}}}{\overline{D_{nB}}} \right]^{-1}$ мала. Это обстоятельство позволяет в БГТ легировать базу значительно сильнее, чем эмиттер.

Основные преимущества БГТ состоят в следующем:

- 1) высокая степень легирования базы ($N_B > 10^{19} \text{см}^{-3}$) обеспечивает малое сопротивление базы R_B ;
- 2) малая степень легирования эмиттера ($N_{\text{Э}} > 10^{17} \text{см}^{-3}$) обеспечивает увеличение ширины эмиттерного перехода X_b и, следовательно, снижение его барьерной емкости.

Соотношение (2.4) можно представить в виде

$$\gamma = \left(1 + \frac{G_{nB}}{G_{n\text{Э}}^*} \cdot \frac{\overline{D_{p\text{Э}}}}{\overline{D_{nB}}} \right)^{-1}, \quad (2.8)$$

здесь $G_{n\text{Э}}^* = G_{n\text{Э}} \cdot \exp(\Delta E_g/kT)$ – эффективное число Гуммеля в эмиттере.

Отметим, что в обычном (гомогенном) транзисторе повышение степени легирования эмиттера до уровня $N_e \gg N_{dn} = N_c \exp(-\Delta E_d / kT)$, где ΔE_d – энергия активации доноров, не приводит к повышению эффективности эмиттера, так как вследствие эффектов сильного легирования в число Гуммеля G_{N_e} входит эффективная концентрация примеси:

$$N_{\text{эф}} \cong (N_e^{-1} + N_{dn}^{-1})^{-1}. \quad (2.9)$$

В БГТ эмиттер остается невырожденным, но снижается эффективная концентрация примеси в базе:

$$N_{\text{Бэф}} \cong (N_{\text{Б}}^{-1} + N_{an}^{-1})^{-1}, \quad (2.10)$$

где $N_{an} = N_a \exp(-\Delta E_a / kT)$.

ΔE_a – энергия активации акцепторов.

Снижение эффективной концентрации $N_{\text{Бэф}}$ (по сравнению с $N_{\text{Б}}$) при сильном легировании базы является полезным, так как приводит к повышению эффективности эмиттера. В то же время электропроводность базы определяется действительной, а не эффективной концентрацией. Таким образом, эффекты сильного легирования не приводят к повышению сопротивления базы.

Соотношение (2.6) показывает, что изменение ширины запрещенной зоны 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 БГТ при условии $N_{\text{Б}} \gg N_e$.

Дополнительным преимуществом БГТ является весьма низкая степень проявления эффекта Эрли [2]. 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 $U_{\text{КБ}}$ и $U_{\text{ЭБ}}$. Благодаря этому наклон выходных ВАХ в нормальном режиме работы БГТ 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 БГТ можно отнести снижение подвижности основных и неосновных носителей в базе при сильном легировании.

2.2. Энергетическая зонная диаграмма эмиттерного перехода транзистора

В реальных БГТ разрыв границ запрещенной зоны приводит к разрыву уровней E_c и E_v . Из рис. 2.2 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_n , который ведет к уменьшению электронной компоненты эмиттерного тока и нежелательному снижению эффективности эмиттера.

При условии (2.4) ширина базовой области эмиттерного перехода X_{db} много меньше ширины эмиттерной области W_ε (см. рис. 2.1). Поэтому высота дополнительного барьера $\Delta E_n \cong \Delta E_c$ может быть значительной. Наличие дополнительного барьера необходимо учитывать при расчете параметров БГТ. Наиболее просто это делается в рамках термоэлектронно-диффузионной модели, рассмотренной ниже. Ввиду малой толщины «пичка» следует учитывать также возможность туннелирования электронов через этот барьер.

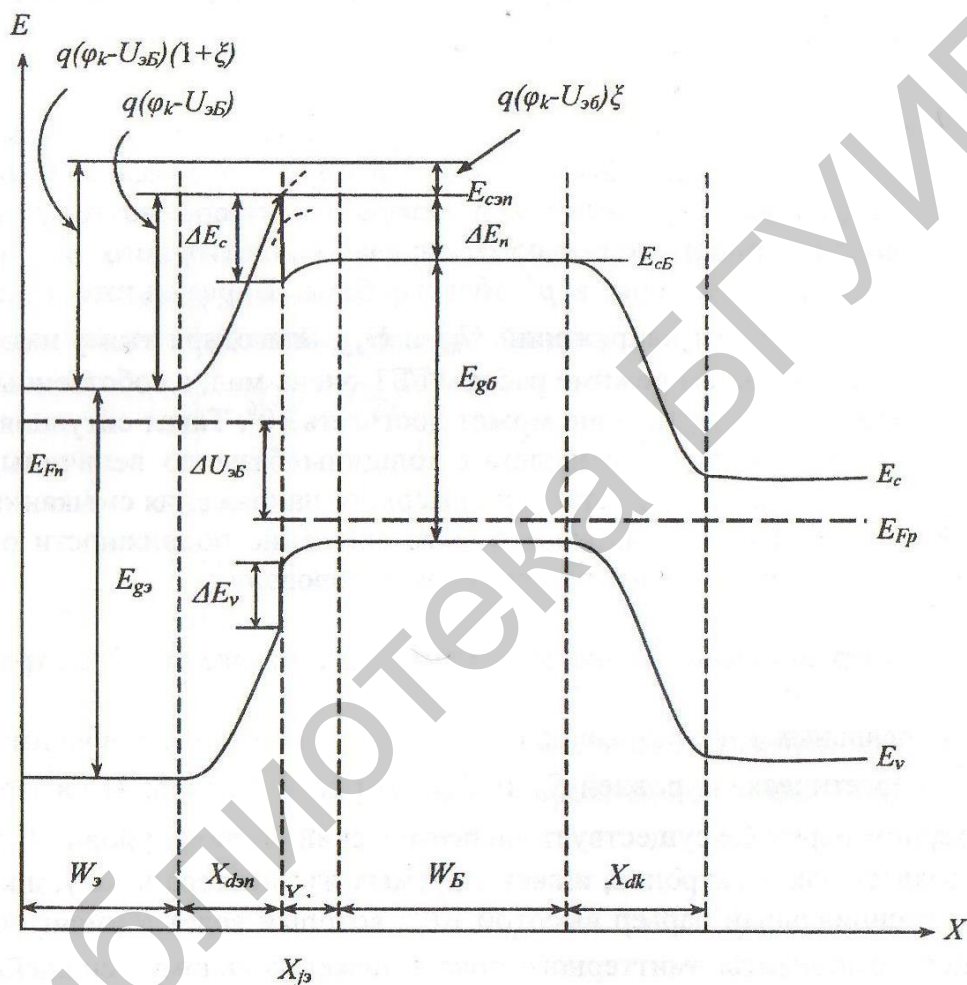


Рис. 2.2. Энергетическая диаграмма реального ГПТ ($U_{KB} > 0$; $U_{ЭБ} > 0$)

2.3. Термоэлектронно-диффузионная модель

В этой модели перенос электронов через дополнительный потенциальный барьер высотой ΔE_n (см. рис. 2.2) 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 металлургического p - n -перехода «эмиттер – база» ($x = x_{j\beta}$).

Плотность электронного тока через плоскость ($x = x_{jэ}$) можно найти как разность термоэлектронных токов, текущих через барьер в двух противоположных направлениях:

$$j_n(x_{jэ}) = -\frac{1}{4}q\nu_{Tn}[n(x_{jэ} - 0) - n(x_{jэ} + 0)\exp(-\Delta E_c/kT)], \quad (2.11)$$

где ν_{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:

$$n(x_{jэ} + 0) = n_{\text{Бгр}}\exp[-(\varphi_{\text{КЭ}} - U_{\text{ЭБ}})\xi/\varphi_{\text{T}}], \quad (2.12,а)$$

$$n(x_{jэ} - 0) = n_{\text{Эгр}}\exp[-(\varphi_{\text{КЭ}} - U_{\text{ЭБ}})(1 - \xi)/\varphi_{\text{T}}], \quad (2.12,б)$$

где $n_{\text{Эгр}} = n(X_{jэ} - X_{dэ})$;

$n_{\text{Бгр}} = n(X_{jэ} - X_{dэп})$;

$\varphi_{\text{КЭ}}$ – контактная разность потенциалов на эмиттерном переходе;

$\xi = N_{\text{э}}/(N_{\text{э}} + N_{\text{б}})$ – доля $\varphi_{\text{КЭ}}$, приходящаяся на базовую область эмиттерного перехода толщиной $X_{dэп}$ (см. рис. 2.2). Диэлектрические проницаемости слоев эмиттера и базы для простоты приняты одинаковыми.

В пренебрежении током рекомбинации-генерации носителей заряда в эмиттерном переходе

$$j_n(x_{jэ}) = j_n(X_{jэ} + X_{dэп}) = -j_{\text{Эн}}. \quad (2.13)$$

Знак « \leftrightarrow » перед током $j_{\text{Эн}}$ соответствует принятому положительному направлению эмиттерного тока против оси x .

Плотность тока $j_n(X_{jэ} + X_{dэп})$ на границе базы с эмиттерным переходом определяется обычной диффузионной теорией [1] и при $U_{\text{кб}} = 0$ составляет

$$j_n(X_{jэ} + X_{dэп}) = qD_{\text{б}} \cdot dn/dx(X_{jэ} + X_{\text{эб}}) = qD_{\text{б}}(n_{\text{Бгр}} - n_{\text{Б0}})/W_{\text{б}}, \quad (2.14)$$

где $n_{\text{Б0}} = n_{\text{иБ}}^2/N_{\text{б}}$ – равновесная концентрация электронов в базе.

Подставляя (2.11) и (2.14) в (2.13) с учетом (2.10), найдем избыточную граничную концентрацию электронов в базе:

$$n_{\text{Бгр}} - n_{\text{Б0}} = R_n^{-1} \left[n_{\text{Эгр}} \exp \frac{\Delta U_c + U_{\text{ЭБ}} - \varphi_{\text{КЭ}}}{\varphi_{\text{T}}} - n_{\text{Б0}} \right], \quad (2.15)$$

где $\Delta U_c = \Delta E_c/q$;

$$R_n = 1 + \frac{4D_{nБ}}{v_{Тn}W_{Б}} \exp \frac{\Delta U_c - E(\varphi_{КЭ} - U_{ЭБ})}{\varphi_{Т}}$$

Подстановка (2.15) в (2.14) с учетом (2.7), (2.6) и (2.11) дает ВАХ электронной составляющей тока через эмиттерный переход:

$$j_{Эn} = j_{Эsn} [\exp(U_{ЭБ}/\varphi_{Т}) - 1] \quad (2.16)$$

где плотность электронного теплового тока $j_{Эsn}$ определяется соотношением

$$j_{Эsn} = \frac{qD_{nБ}n_{iБ}^2}{N_{Б}W_{Б}R_n} \quad (2.17)$$

Сравнение (2.17) и (2.4,а) показывает, что влияние дополнительного потенциального барьера для электронов высотой ΔE_n (см. рис. 2.2) в формуле для плотности электронного тока учитывается множителем R_n^{-1} , который определяется соотношением (2.15). Формула (2.15) 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 (2.4,б). Таким образом, для эффективности эмиттера с учетом (2.17) и (2.7)–(2.8) получим

$$\gamma = \left(1 + \frac{R_n G_{НБ} \bar{D}_{ЭрЭ}}{G_{NЭ}^* \bar{D}_{nБ}}\right)^{-1} \quad (2.18)$$

Заметим, что величина R_n увеличивается с ростом напряжения $U_{ЭБ}$, что приводит к снижению эффективности эмиттера.

2.4 Биполярные гетеротранзисторы на основе SiGe и A^{III}B^V

В настоящее время реализованы гетеропереходные транзисторные структуры на основе различных материалов. В табл. 2.1 приведены такие гетерокомпозиции.

Рассмотрим наиболее разработанные и перспективные БГТ-структуры.

Успешные эксперименты по созданию БГТ начались с гетероперехода AlGaAs/GaAs. При использовании GaAs в качестве подложки для гетероструктуры с тройным соединением Al_xGa_{1-x}As можно достичь рассогласования решеток менее 0,1 %.

БГТ на основе упомянутой выше гетероструктуры наибольший интерес представляет диапазон (при $x < 0,45$), в котором ширина прямой запрещенной зоны может быть представлена в виде $E_g = 1,424 + 1,247x$ (в эВ). Для создания гетероструктур на основе A^{III}B^V используют метод МЛЭ и метод газофазной эпитаксии с применением металлорганических соединений – МОС-гидридный метод (или МОСVD).

Главным достоинством БГТ является возможность создания оптимального профиля легирования, прежде всего – уменьшения сопротивления базы. Таким образом достигаются условия для улучшения его основных характеристик.

Рассмотрим пример изготовления БГТ на основе *n-p-n-InGaP/GaAs*. Первым шагом изготовления является эпитаксиальное выращивание методом плазма-МЛЭ базового и коллекторного слоев их *n-GaAs* на полуизолирующей *GaAs*-подложке. Кремний используют для легирования *n*-областей, бериллий применяют для получения *p*-области.

Малые размеры эмиттера обеспечивают при высокой (10^5 А/см²) плотности тока малое рассеяние мощности, снижение тепловых потерь и паразитных связей.

Таблица 2.1

Гетерокомпозиции, на основе которых созданы биполярные гетеротранзисторы

Подложка	Эмиттер	База	Коллектор
<i>GaAs</i>	<i>AlGaAs</i>	<i>GaAs</i> или <i>AlGaAs</i> (с градиентом состава)	<i>GaAs</i> или <i>AlGaAs</i> (ДБГТ)
	<i>GaInP</i>	<i>GaAs</i> или <i>AlGaAs</i> (с градиентом состава)	<i>GaAs</i> или <i>GaInP</i> (ДБГТ)
<i>InP</i>	<i>InP</i>	<i>InGaAs</i>	<i>InGaAs</i> или <i>InP</i> (ДБГТ)
	<i>AllnAs</i>	<i>InGaAs</i>	<i>InGaAs</i> или <i>InP</i> (ДБГТ)
	<i>InP</i>	<i>GaAsSB</i>	<i>InP</i> (ДБГТ)
<i>Si</i>	<i>Si/поли-Si</i>	<i>Si-Ge</i> (с градиентом состава)	<i>Si</i>
<i>Al₂O₃</i>	<i>AlGaN</i>	<i>GaN</i>	<i>GaN</i>

Использование *InGaP* в качестве эмиттера обуславливает большой разрыв валентной зоны ($\Delta E_v = 0,3$ эВ) и низкую поверхностную рекомбинацию вдоль латеральной границы эмиттера. Кроме того, *InGaP* обладает высокой селективностью влажного травления по отношению к *GaAs*. Лимонная кислота травит только *GaAs* и *InGaAs* и не травит *InGaP*. Эмиттерный слой из *InGaP* травит в разбавленной соляной кислоте. Отсутствие *Al* уменьшает образование поверхностного оксида перед последующим наращиванием. Прибор имеет предельную частоту 46 ГГц, плотность тока $1,7 \cdot 10^5$ А/см² и напряжение «коллектор - эмиттер» 3 В.

Система *InGaP/GaAs* показала лучшие характеристики по сравнению с *AlGaAs/GaAs* в качестве эмиттерного гетероперехода за счет благоприятных разрывов зон на эмиттерной гетерогранице ($\Delta E_v = 0,29$ эВ, $\Delta E_c = 0,03$ эВ), а также относительно инертной поверхности и воспроизводимости изготовления приборов благодаря высокой селективности травления *InGaP* и *GaAs*.

Одним из основных параметров является напряжение включения транзистора, снижение которого ограничено относительно большой шириной запрещенной зоны базового слоя на основе *GaAs*. Для БГТ с базой из *GaAs* мини-

мальное напряжение включения составляет $U_{\text{вкл}} = 1,4$ В, которое считают высоким для многих областей применения, поскольку оно ограничивает минимальное рабочее напряжение и не дает возможности снизить потребляемую мощность.

Существенным направлением разработок БГТ на $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ является подбор новых композиций материала базы на основе $GaAs$, которые имели бы меньшую ширину запрещенной зоны и, следовательно, могли бы обеспечить снижение $U_{\text{вкл}}$.

2.5. Биполярный гетеротранзистор на основе $SiGe$

БГТ на основе $SiGe$ содержат широкозонный эмиттер и коллектор из Si и узкозонную базу из $SiGe$ или варизонную базу из $SiGe$ с уменьшающейся шириной запрещенной зоны от эмиттера к коллектору.

Твердые растворы на основе Ge и Si представляют собой растворы замещения. В $SiGe$ постоянная решетки плавно изменяется с содержанием Ge . Для БГТ на основе $SiGe$ содержание Ge находится в пределах 10 – 20 %, и разность параметров решетки между Si и $SiGe$ составляет ~ 4 %. Основная часть уменьшения ширины запрещенной зоны E_g , полученного от введения Ge в Si , формируется валентной зоной. Содержание 10 % Ge дает уменьшение E_g на 100 мВ. При этом имеет место большой разрыв валентной зоны ΔE_v и малый пик в зоне проводимости ΔE_c (рис. 2.3).

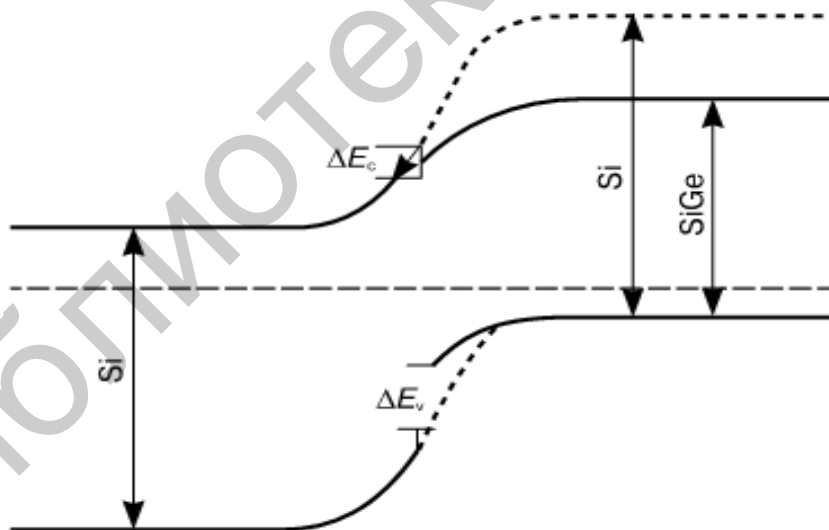


Рис. 2.3. Энергетическая диаграмма $SiGe$ -БГТ

Потенциальный барьер для электронов в зоне проводимости $SiGe$ -БГТ (в эмиттерном переходе) оказывается меньше, чем в биполярном гомопереходном транзисторе на основе Si . Поэтому значение эмиттерного и коллекторного токов больше в $SiGe$ -БГТ, чем в эквивалентном гомобиполярном приборе, и они возрастают с увеличением содержания Ge .

Основным достоинством *SiGe*-БГТ в сравнении с кремниевыми биполярными транзисторами является более высокая максимальная частота генерации (до 65 ГГц), низкий коэффициент шума.

Преимуществом *SiGe*-технологии является также возможность объединения быстродействующих *SiGe*-приборов с перспективными КМОП-схемами. Специалистам IBM удалось решить проблему интеграции *SiGe*-БГТ с новыми поколениями КМОП-схем без ухудшения параметров БГТ, вызываемого длительными циклами термической обработки.

Высокое усиление *SiGe*-БГТ в пересчете на каскад позволяет минимизировать число каскадов, что очень важно для высокочастотных схем.

SiGe-технология идеально подходит для изготовления усилительных систем на частотах выше 2,4 ГГц, при которых кремниевая гомопереходная технология уже не обеспечивает нужных характеристик, и *SiGe* дает более высокий уровень интеграции, чем $A^{III}B^V$ -технология. *SiGe*-БГТ имеют преимущество над $A^{III}B^V$ -приборами в низковольтном режиме из-за низкого порогового напряжения «эмиттер – база» $U_{БЭ}$ и малого напряжения насыщения «коллектор – эмиттер» $U_{КЭ}$ в *SiGe*-БГТ.

БГТ из *InGaP/GaAs* перспективны для высокоскоростных и СВЧ-интегральных схем (ИС) с низким энергопотреблением. Экстраполированные сроки службы при 125 °С составляют 10^8 ч.

В сравнении с *AlGaAs*-БГТ приборы *InGaP*-БГТ в дополнение к упрощенному процессу изготовления имеют повышенную надежность и температурную стабильность. Приборы не деградируют после 10^4 ч испытаний (264 °С, плотность тока $2,5 \cdot 10^4$ А/см², напряжение «эмиттер – коллектор» 2 В).

Достигнутый уровень изготовленных *InGaP/In_xGa_{1-x}As/GaAs*-БГТ вполне удовлетворяет требованиям для создания высокоскоростных, рассеивающих малую мощность аналоговых и цифровых преобразователей и микроволновых усилителей.

БГТ на *InP*, выращенные на подложках *InP*, возникли как альтернативная технология БГТ на *GaAs*. *InP*-гетеропереходные приборы демонстрируют многочисленные преимущества над *GaAs* приборами для высокоскоростного, маломощного аналогового, цифрового и оптоэлектронного применения благодаря следующим отличительным свойствам:

- меньшая ширина запрещенной зоны ($E_{gInP} = 1,34$ эВ, $E_{gGaAs} = 1,424$ эВ) уменьшает напряжение включения и минимизирует рассеяние мощности;
- *InP* имеет высокую максимальную скорость насыщения электронов, равную $2,5 \cdot 10^7$ см/с;

Существуют следующие потенциальные преимущества биполярных гетеротранзисторов на основе нитридов III группы.

1. Большая ширина запрещенной зоны: ширина у *GaN* – 3,43 эВ при 300 К – наибольшая среди доступных материалов после алмаза. Следствием большой запрещенной зоны являются: большое пробивное поле – более $2 \cdot 10^6$ В/см, малая тепловая генерация неосновных носителей заряда, высокий температурный предел применения материала и приборов на его основе.

2. Следствием большой энергии оптических фононов (91 мэВ в сравнении с 36 мэВ для *GaAs*) является большая скорость насыщения электронов ($\sim 2,5 \cdot 10^7$ см/с) в *GaN*. Кроме того, при большом электрическом поле носители заряда могут испытывать большую скорость полета.

3. *GaN* может быть дополнен соединениями *InGaN* и *AlGaN* для образования гетероструктур.

Все эти соображения, а также численные оценки говорят о значительном преимуществе *GaN* по сравнению с обычными материалами $A^{III}B^V$ (*GaAs* и др.).

Следует добавить, что *GaN* обладает достаточно высокой теплопроводностью ($1,3 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$), сравнимой с *Si*, и много большей, чем у других обычных $A^{III}B^V$.

Наряду с перспективами успешного применения *GaN* для создания мощных, малошумящих высокочастотных БГТ, существуют проблемы при реализации этих приборов. Плотность дислокаций в *GaN* остается большой, электронная подвижность меньше, чем в других соединениях $A^{III}B^V$. Кроме того, *GaN* и его соединения являются прямозонными материалами, что обуславливает увеличенную скорость излучательной рекомбинации. Поэтому не может быть исключена излучательная рекомбинация в базе транзистора на *GaN*, что в данном случае является нежелательным эффектом.

Проблемой является получение концентрации в базе больше, чем $N_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, существует трудность в достижении максимальной эффективности от гетероструктуры с высоким легированием базы. Наконец, должны быть улучшены омические контакты, особенно к базовому слою *p*-типа. Нижний контакт нельзя сделать к сапфиру, который пока является лучшим и более дешевым материалом для подложки.

Известно, что изготовили БГТ на основе *GaN/SiC* (см. рис. 2.4). Ширина запрещенной зоны *6H-SiC* составляет 2,9 – 3,0 эВ при 300 К. Первые измерения дают значение для разрыва валентных зон $\Delta E_v \sim 0,38$ эВ. Кроме того, *SiC* – не прямозонный материал и может быть легирован до высокой концентрации примеси *p*-типа. Оба факта делают *SiC* хорошим кандидатом для создания базы БГТ.

Проблемой *GaN/SiC*-БГТ является необходимость полной изоляции отдельных приборов, изготовленных на одной *SiC*-пластине, что приведет к тому, что *AlGaN*-транзисторы (полевые и БГТ) вытеснят аналогичные приборы на обычных $A^{III}B^V$ для многих видов оборонного и коммерческого применения. Высокие плотности мощности достигнуты при эффективности более 60 % и усилении более 10 дБ на 10 ГГц. Следующим этапом является разработка нитридных полупроводниковых биполярных транзисторов на гетеропереходах с низкими фазовыми шумами, как у БГТ на традиционных, но с более чем в 5 раз большими плотностями мощности по сравнению с БГТ на *AlGaAs/GaAs*. Такие ближайшие перспективы развития электронных приборов на нитридных полупроводниках.

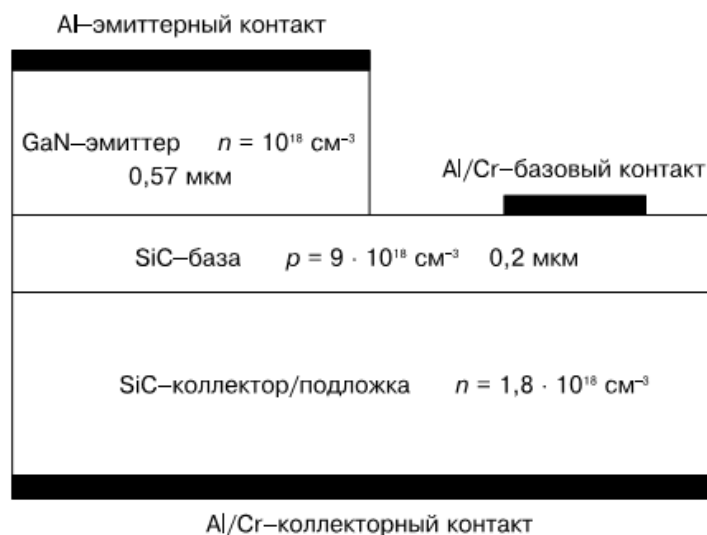


Рис. 2.4. Структура $n\text{-GaN}/p\text{-SiC}/n\text{-SiC}$ -БГТ

Проведенные исследования и разработки последних лет показывают, что основные физические принципы, заложенные в основу БГТ, выгодно отличают эти приборы от гомопереходных транзисторов. Однако на пути оптимизации и дальнейших разработок существуют значительные трудности конструктивного и технологического характера.

При решении задач совершенствования БГТ на различных материалах необходимо исходить из следующих условий.

1. Толщина базы должна быть возможной меньшей для сокращения времени пролета базы t_D и, следовательно, увеличения предельной частоты.

2. Смыкание базы ограничивает ее минимальную толщину. С уменьшением толщины базы увеличивается ее сопротивление, которое уменьшает максимальную частоту. Однако сопротивление базы может быть уменьшено при увеличении ее легирования, что приводит к уменьшению усиления транзистора.

3. Туннелирование через переход ЭБ обуславливает утечки и ограничивает концентрацию с менее легированной стороны перехода, т. е. в эмиттере максимумом в $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

4. Концентрацию в области коллектора, примыкающей к переходу «коллектор – база», следует делать меньше, чем в базе, для уменьшения эффекта отрицательной обратной связи. С другой стороны, легирование коллектора должно быть достаточно большим для уменьшения постоянной времени коллектора τ_k и, следовательно, увеличения f_T . Однако высокая концентрация в коллекторе у перехода КБ снижает напряжение пробоя этого перехода.

5. Емкость коллектора C_k необходимо уменьшать для увеличения максимальной частоты f_{\max} , чему способствует уменьшение легирования коллектора. Емкость коллектора может быть уменьшена при использовании технологии самосовмещения.

Из приведенных выше условий следует противоречивость требований к элементам конструкции и профилю легирования БГТ. Оптимизация конст-

рукции БГТ предполагает поиск компромиссных решений применительно к конкретным гетерокомпозициям из различных материалов.

Отдельно следует подчеркнуть, что существует большое различие в параметрах и специфике гетеропереходных пар, включающее разрывы энергетических зон, скорости насыщения, возможность селективного легирования и травления, различие коэффициентов диффузии примесей, вследствие чего при отжигах происходит размывание локальных областей высокого легирования.

Существуют также проблемы пассивации поверхности, создания малых размеров эмиттера и некоторые другие, технологически затруднительно решаемые проблемы.

Представляется целесообразным сопоставить известные экспериментальные результаты с некоторыми основными теоретическими соотношениями.

Экспериментальные значения коэффициента усиления по току B для БГТ из различных гетеропереходных структур, имеющих разные разрывы валентной зоны ΔE_v показаны на рис. 2.5.

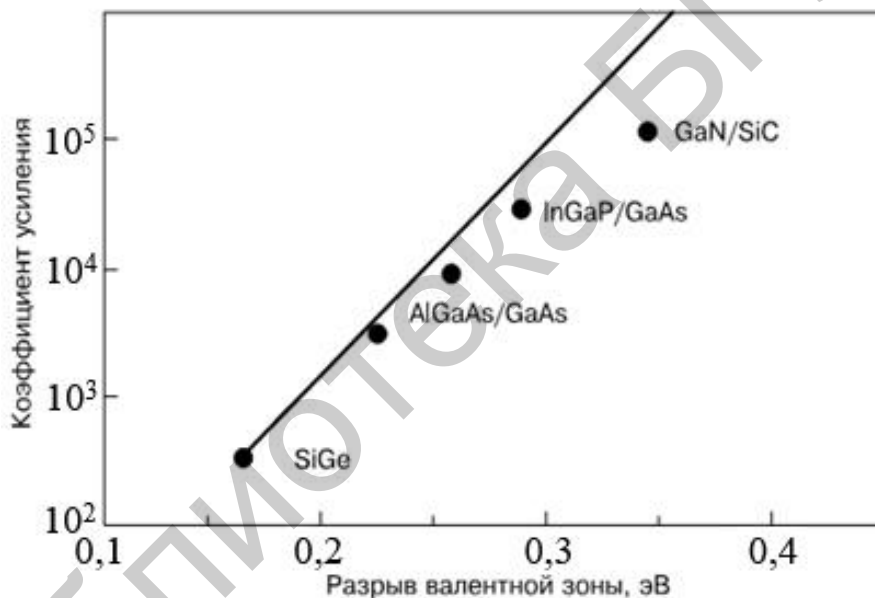


Рис. 2.5. Зависимость коэффициента усиления по току B от величины разрыва валентной зоны ΔE_v для различных гетеропереходов

Из рис. 2.5 видно, что экспериментальные точки близки, но систематически отклоняются от теоретического соотношения – экспоненциальной зависимости $B = A \exp(\Delta E_v/kT)$, где A – коэффициент пропорциональности, что можно объяснить технологическим несовершенством новых гетеропереходных структур.

Наличие усиления по току не является обобщающей характеристикой биполярного транзистора.

Транзистор может быть использован в качестве усилителя, генератора только при наличии усиления по мощности. Поэтому вводится понятие максимальной частоты усиления, на которой коэффициент усиления по мощности падает до единицы.

Из известного выражения максимальной частоты биполярного транзистора $f_{\max} = \sqrt{\frac{\alpha_0 f_T}{8\pi\Gamma_B C_V}}$ при условии, что коэффициент передачи по току на низкой частоте $\alpha_0 = 1$, получается

$$f_{\max} = \sqrt{Q}, \quad (2.19)$$

где выражение под корнем Q называют фактором качества транзистора, работающего в режимах усиления и генерации, с использованием следующих формул:

– для граничной частоты $f_T \approx \frac{1}{2\pi t_{\text{пр}}}$, где $t_{\text{пр}} = \frac{W_B^2}{2D_{\text{II}}}$ – время прохождения

базы за счет диффузии;

– для объемного сопротивления базы $R_B = \rho_B / 2W_B$;

– для барьерной емкости коллектора $C = S \left(\frac{qN_B \epsilon \epsilon_0}{2U_k} \right)^{1/2}$, (где $N_B = \frac{N_{dk} N_{ab}}{N_{ab} + N_{dk}}$,

N_{dk} – концентрация примеси в коллекторе, N_{ab} – концентрации примеси в базе, ρ_B – удельное сопротивление базы) и

Улучшения высокочастотных свойств транзистора достигают путем уменьшения ширины базы и площади коллекторного p-n-перехода. В современных высокочастотных транзисторах W_B и S_K уменьшены до технически возможных пределов.

Экспериментальные значения f_{\max} для SiGe-БГТ с различной шириной базы W_B показаны на рисунке 2.6.

Экспериментальные точки укладываются на линию, соответствующую функции

$$f_{\max} \sim \frac{1}{\sqrt{W_B}} \quad (2.20)$$

Таким образом, главным фактором улучшения параметров является преодоление технологических трудностей изготовления гетеротранзисторных структур на различных материалах, особенно на новых широкозонных полупроводниках.

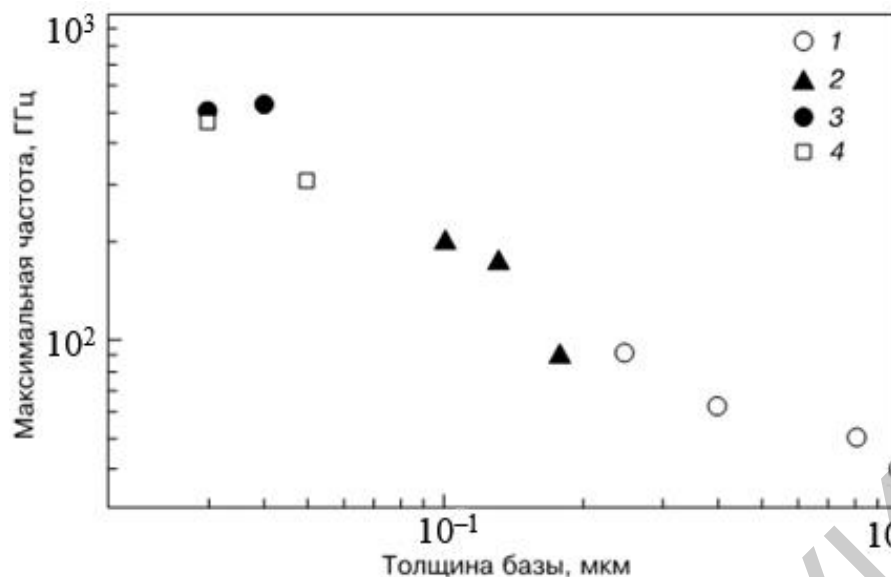


Рис. 2.6. Зависимость f_{\max} от толщины базы W_B : 1 – SiGe-БГТ; 2 – AlGaAs/GaAs-БГТ; 3 – InP/InGaAs/InP-БГТ; 4 – InGaP/InGaAs/GaAs-БГТ

Следует отметить следующие принципиальные возможные преимущества БГТ над полевыми гетеротранзисторами, изготавливаемыми из тех же материалов.

1. Основные расстояния, определяющие время переноса носителей в БГТ, устанавливаются толщиной эпитаксиальных слоев, а не литографией. Это позволяет рассчитывать на более высокие предельные частоты. Структура БГТ является вертикальной с точки зрения прохождения тока, в отличие от полевого транзистора, который можно считать горизонтальной структурой. Сглаженность рельефа канала полевого гетеротранзистора в плоскости роста слоя обеспечить значительно труднее, чем однородность толщины базы в БГТ. По этой причине полевой гетероструктурный транзистор может уступать БГТ по ряду параметров (воспроизводимость, шумы и другие).

2. Вся площадь эмиттера БГТ проводит ток, что обеспечивает высокую способность управления током на единицу поверхности.

3. БГТ в большей степени защищен от ловушек в поверхностной области, обеспечивая низкий $1/f$ шум и отсутствие провоцируемого ловушками частотно-дисперсного поведения (типа *RF*-коллапса тока в полевом гетеротранзисторе).

4. Пробивное напряжение БГТ контролируется эпитаксиальной структурой прибора.

5. В БГТ входные и выходные вольт-амперные характеристики имеют экспоненциальный характер, что обуславливает большую линейность усиления сигнала.

Тем не менее конкретное применение и диапазон частот определяют дальнейшую перспективность разработок и использование каждого из этих приборов.

3. СВЧ ГЕТЕРОПЕРЕХОДНЫЕ ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

3.1. СВЧ гетеропереходные полевые транзисторы на основе *GaAs*. Повышение подвижности носителей заряда в полевых транзисторах на основе *GaAs*

Как отмечалось в гл. 1, подвижность электронов в *GaAs* может быть весьма высокой, особенно при низких температурах. В ПТШ эта особенность *GaAs* реализуется не полностью, так как значение подвижности ограничено рассеянием электронов на примесных ионах и составляет обычно $3500 \dots 4000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 300 \text{ К}$. Понижение температуры не приводит к существенному увеличению подвижности, поскольку рассеяние на примесных ионах возрастает.

Резкого увеличения подвижности электронов в канале можно было бы ожидать в случае использования нелегированного канала. Такой канал создается в структуре МДП. К сожалению, до сих пор не удалось создать на основе *GaAs* высококачественные МОПТ, так как значительная поверхностная плотность дефектов и отсутствие стабильного собственного окисла ведут к нестабильности порогового напряжения и ВАХ, а также снижению подвижности носителей вблизи поверхности.

Возможность создания проводящего канала в нелегированном *GaAs* и управления его проводимостью с помощью эффекта поля связана с использованием гетеропереходов. При выполнении некоторых специальных условий энергетические уровни в гетеропереходе искривляются таким образом, что создается обогащенная электронами область (канал), проводимость которой определяется напряжением на гетеропереходе. Область канала достаточно удалена от поверхности, и при отсутствии примесных ионов подвижность электронов в канале может быть очень велика, особенно при низких температурах. Этот принцип действия лежит в основе гетеропереходного полевого транзистора (ГПТ).

3.2 Гетеропереходы на основе *GaAs*

Возможность создания гетероперехода определяется существованием двух полупроводников с близкими значениями периода кристаллической решетки и технологической возможностью их совместного изготовления, например для *GaAs* эффективно сочетание с *AlAs*. Различие периодов решетки для этих двух полупроводниковых соединений группы A^3B^5 составляет всего 0,12 % (0,5664 и 0,5661 нм соответственно). Технологически такой гетеропереход может быть изготовлен, например, методом молекулярно-лучевой эпитаксии, позволяющим создавать сверхтонкие (вплоть до моноатомных) полупроводниковые слои.

На *GaAs* выращивается эпитаксиальный слой $Al_xGa_{1-x}As$, где x – мольная доля *Al*. Ширина запрещенной зоны в *AlAs* на $\Delta E = 0,736 \text{ эВ}$ больше, чем в

GaAs, причем в соединении $Al_xGa_{1-x}As$ величина ΔE_g примерно пропорциональна доле *Al*: $\Delta E_g = x\Delta E_{g0}$.

Таким образом, при $x = 0,4$ величина ΔE_g составляет около 0,3 эВ.

Разрывы зоны проводимости и валентной зоны связаны очевидным соотношением

$$\Delta E_C + \Delta E_V = \Delta E_g \quad (3.1)$$

Контактная разность потенциалов составляет

$$\varphi_k = \frac{(E_g + E_c)}{q} - (\varphi_1 - \varphi_2), \quad (3.2)$$

где расстояния между уровнями Ферми и границами зон φ_1 и φ_2 определяются результирующими концентрациями примеси:

$$N_1 = N_{a1} - N_{d1}; N_2 = N_{d2} - N_{a2}. \quad (3.3)$$

В случае, когда диэлектрические проницаемости полупроводников одинаковы, параметры φ_k , x_{d1} и x_{d2} определяются так же, как в обычном ступенчатом *p-n*-переходе. В противном случае формулы несколько усложняются, так как напряженность электрического поля терпит разрыв на границе раздела. В *GaAs* и *AlAs* диэлектрические проницаемости практически одинаковы.

Контактная разность потенциалов φ_k распределяется между *p*- и *n*-областями $\varphi_k = \varphi_{k1} + \varphi_{k2}$.

Значения φ_{k1} и φ_{k2} можно найти интегрированием уравнения Пуассона на участках $0 < x < X_{d1}$ и $0 > x > X_{d2}$ соответственно:

$$\varphi_{k1} = \frac{qN_1X_{d1}^2}{2\epsilon\epsilon_0}, \quad (3.4,а)$$

$$\varphi_{k2} = \frac{qN_2X_{d2}^2}{2\epsilon\epsilon_0}, \quad (3.4,б)$$

3.3. Двумерный электронный газ-канал в гетерополевом транзисторе

Если результирующая концентрация акцепторов N_1 в *p-GaAs*-области гетероперехода достаточно мала, а результирующая концентрация доноров N_2 в *n-Al_xGa_{1-x}As*-области достаточно велика, уровень Ферми в *GaAs* вблизи границы раздела попадает в зону проводимости. В такой ситуации реализуется в гетеропереходах *n⁺-Al_xGa_{1-x}As* нелегированный *i-GaAs*, который обладает слабовыраженными свойствами полупроводника *p⁻*-типа. В результате вблизи границы раздела формируется тонкий инверсный слой (канал), обогащенный электронами, подобно тому как это происходит в структуре МДП.

Благодаря малой эффективной массе электронов в *GaAs* движение электронов в канале квантовано в направлении, перпендикулярном плоскости перехода, так как длина волны де Бройля λ превышает ширину потенциальной ямы (при $T = 300$ К $\lambda = 26$ нм и возрастает с понижением температуры). Эффект квантования электронов в канале существует и в кремниевых структурах МДП, однако при рабочих температурах им обычно можно пренебречь.

Квантованные значения энергии электронов в канале составляют

$$E_j \cong E_c(0) + \frac{[3\pi q\hbar(0)(j + \frac{3}{4})]^{\frac{2}{3}}}{2m_n^{\frac{1}{3}}}, \quad (3.5)$$

где $E(0) = \frac{1}{q} \frac{\partial E_0}{\partial x}(0)$ – напряженность электрического поля при $x = 0$.

Приближенное равенство (3.5) соответствует допущениям о бесконечной высоте барьера ΔE_C и треугольной форме потенциальной ямы. Таким образом, n -канал содержит двумерный электронный газ (ДЭГ), в котором электроны могут свободно перемещаться только в плоскости гетероперехода.

Поверхностная плотность ДЭГ для j -й подзоны составляет

$$n_{sj} = \int_{E_j}^{\infty} Df_n(E)dE, \quad (3.6)$$

где $D = m_n/\pi\hbar^2$ – плотность разрешенных состояний (не зависящая для двумерного случая от энергии);

$$f_n = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{(E-E_F)}{kT}\right]} - \text{функция распределения Ферми – Дирака.}$$

Практически достаточно учесть две первые подзоны ($j = 0; 1$):

$$n_s = n_{s0} + n_{s1}. \quad (3.7)$$

Произведя интегрирование, получим

$$n_s = kTDLn \left[\left(1 + \exp\frac{E_F - E_0}{kT}\right) \left(1 + \exp\frac{E_F - E_1}{kT}\right) \right], \quad (3.8)$$

где значения $E_{0,1}$ определяются соотношением (3.5).

С другой стороны, поверхностная плотность электронов ДЭГ связана с полем $E(0)$ уравнением Гаусса:

$$\epsilon\epsilon_0 E(0) = qn_s + Q_{si}, \quad (3.9)$$

где $Q_{si} = -qN_1 X_{d1}$ – поверхностная плотность заряда примесей в обедненном слое *GaAs* (см. рис. 3.1, б). В чистом нелегированном *i-GaAs* величина N_1 составляет около 10^{14}см^{-3} , и ее вклад в общую величину поверхностного заряда

мал. Поэтому можно считать, что

$$E(0) = \frac{qn_s}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (3.10)$$

Подстановка этого соотношения в (3.5) для $j = 0$ и $j = 1$ дает

$$E_0 = E_0(0) + q\gamma_0 n_s^{2/3}, \quad (3.11,а)$$

$$E_1 = E_0(0) + q\gamma_1 n_s^{2/3}, \quad (3.11,б)$$

$$\text{где } \gamma_0 = \frac{\left(\frac{9xq}{4\varepsilon\varepsilon_0}\right)^{1/2} h^{2/3}}{2m_n^{1/3}};$$

$$\gamma_1 = \frac{7^{2/3}}{4} \gamma_0.$$

По экспериментальным данным с использованием циклотронного резонанса были показаны значения $\gamma_0 = 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ В} \cdot \text{м}^{4/3}$, $\gamma_0 = 3,2 \cdot 10^{-12} \text{ В} \cdot \text{м}^{4/3}$ и $D = 3,24 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2} \text{В}^{-1}$.

Подставляя (3.11) в (3.8), получаем:

$$n_s = kTDL_n \left[\left(1 + \exp \frac{\varphi_{F1} - \gamma_0 n_s^{2/3}}{\varphi_T} \right) \left(1 + \exp \frac{\varphi_{F1} - \gamma_1 n_s^{2/3}}{\varphi_T} \right) \right]. \quad (3.12,а)$$

Уравнение (3.12,а) связывает поверхностную плотность электронов ДЭГ и n_s с положением уровня Ферми относительно зоны проводимости на границе раздела γ_{F1} . Простейшей аппроксимацией зависимости $\gamma_{F1}(n_s)$ является линейная функция

$$\gamma_{F1} = \frac{qn_s \Delta d}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (3.12,б)$$

$$\varphi_{F1} \cong -\frac{Q_{sn} \Delta d}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (3.12,в)$$

где $Q_{sn} = -qn_s$ – поверхностная плотность заряда в ДЭГ.

При $\Delta d = 8 \text{ нм}$ погрешность аппроксимации (3.12,б) для *GaAs* не превышает 0,1 В в диапазоне 0...300 К. С ростом температуры зависимость $\varphi_F(n_s)$ приближается к экспоненциальной, как это имеет место в кремниевых структурах МДП, где эффекты квантования не сказываются при обычных рабочих температурах. Линейный характер зависимости $\varphi_F(n_s)$ является одной из главных

особенностей канала в гетеропереходах на основе $GaAs$.

Поверхностная плотность ДЭГ n_s и толщина ОПЗ в слое $n^+-Al_xGa_{1-x}As$ могут быть найдены из условия электронеutrальности перехода:

$$Q_{s2} + Q_{sn} + Q_{s1} = 0, \quad (3.13)$$

где поверхностная плотность заряда в слое $n^+-Al_xGa_{1-x}As$ Q_{sn} определяется соотношением (3.12,в), а величина $Q_{s1} = qN_1xd_1$ мала. Исключая параметры φ_{k2} и φ_{F1} из соотношений (3.4,б), (3.12,б) и соотношения $\Delta E_c = q(\varphi_2 + \varphi_{k2} + \varphi_{F1})$ (см. рис. 3.1, в), получаем:

$$n_s = N_2 \Delta d \left[\left(1 + \frac{2\epsilon\epsilon_0 \left(\frac{\Delta E_c}{q} - \varphi_2 \right)}{qN_2 \Delta d^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right], \quad (3.14)$$

$$X_d = \frac{n_s}{N_2}, \quad (3.15)$$

где обычно $\varphi_2 \ll \Delta E_c/q$ при $N_2 = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, $\Delta E_c = 0,25 \text{ В}$ и $\Delta d = 8 \text{ нм}$ параметры имеют следующие значения: $n_s = 2,5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2}$; $X_d = 12 \text{ нм}$.

3.4. Устройство и принцип действия

Инверсионный слой, содержащий ДЭГ с высокой подвижностью электронов в гетеропереходе из $n^+-Al_xGa_{1-x}As-i-GaAs$, может быть использован в качестве канала полевого транзистора. Ввиду практического отсутствия примесных ионов подвижность электронов в ДЭГ достигает очень высоких значений, особенно при низких температурах. Однако в ПТ канал должен быть отделен от затвора слоем диэлектрика, тогда как в рассматриваемой структуре слой ДЭГ находится в контакте с низкоомным n^+ -слоем, который будет шунтировать канал. Устранить проводимость слоя $n^+-Al_xGa_{1-x}As-i-GaAs$ можно, если сделать этот слой достаточно тонким и нанести на его поверхность металлический контакт типа Шоттки. В этом случае обедненная электронами ОПЗ распространяется на всю толщину n^+ -слоя.

Указанный принцип лежит в основе ГПТ, простейшая структура которого показана на рис. 3.1, а энергетическая диаграмма – на рис. 3.2.

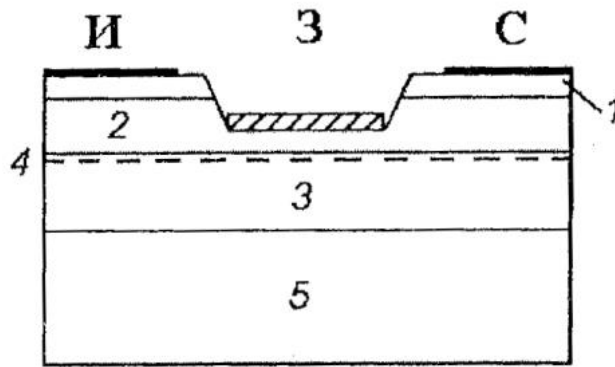


Рис. 3.1. Простейшая структура ГПТ:

1 – n^+ -GaAs ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 0...50 нм); 2 – n^+ -AlGaAs ($1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 35...50 нм); 3 – i -GaAs (2...3 нм); 4 – ДЭГ; 5 – i^* -GaAs

Как видно из рис. 3.2, электроны проводимости в слое n^+ -Al_xGa_{1-x}As- i -GaAs практически отсутствуют при $E_{c2} - E_{Fn} \gg kT$ (E_{Fn} – квазиуровень Ферми для электронов). Таким образом, этот слой выполняет функции диэлектрика в МОПТ с той лишь разницей, что содержит положительный объемный заряд доноров с постоянной плотностью qN_2 .

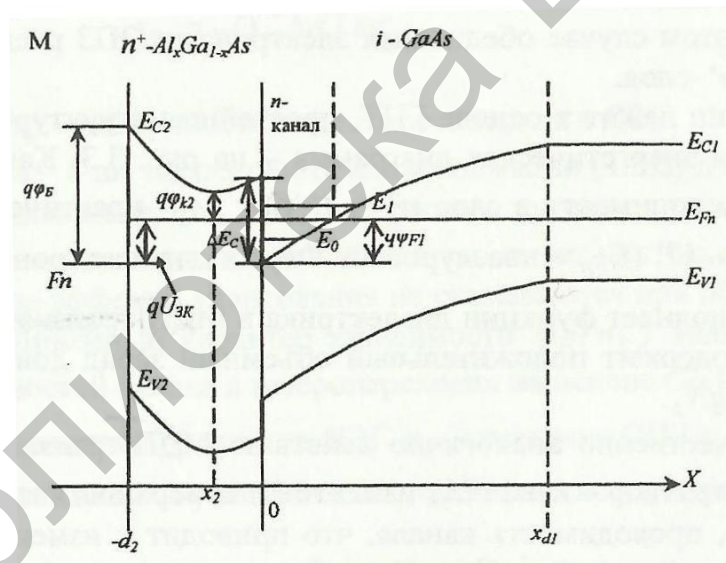


Рис. 3.2. Энергетическая диаграмма простейшей структуры ГПТ ($U_{зи} > 0$)

Действие ГПТ качественно аналогично действию МОПТ. При изменении напряжения «затвор – канал» $U_{зк}$ изменяется поверхностная плотность ДЭГ и, следовательно, проводимость канала, что приводит к изменению тока при $U_{си} > 0$.

Технологически сложно изготовить высококачественный омический контакт к широкозонному полупроводнику, поэтому под контактами стока и истока создается слой n^+ -GaAs (см. рис. 3.2). Протекание тока в цепях стока и истока через потенциальный барьер в n^+ -слое на границе n^+ -Al_xGa_{1-x}As- i -GaAs-ДЭГ под омическими контактами (см. рис. 3.1, в) осуществляется за счет туннелиро-

вания, так как в соответствии с (3.14) и (3.15) толщина обедненного слоя Xd_2 в n^+ -слое мала.

3.5. Пороговое напряжение

Пороговое напряжение ГПТ может быть определено так же, как в МДП-транзисторе. Различие состоит в том, что подзатворный диэлектрик (обедненный слой $n^+-Al_xGa_{1-x}As-i-GaAs$) содержит положительный заряд доноров, поверхностный заряд на границе «диэлектрик – канал» практически отсутствует, а зависимость плотности электронов в канале от положения квазиуровня Ферми E_{Fn} линейна (см. рис. 3.3).

Согласно энергетической диаграмме на рис. 3.3, напряжение $U_{3К}$ может быть представлено в виде:

$$U_{3К} = \varphi_B + \int_{-d_2}^0 E(x)dx - \frac{\Delta E_c}{q} + \varphi_{F1}, \quad (3.16)$$

где φ_B – барьерный потенциал контакта Шоттки затвор – $n^+-Al_xGa_{1-x}As$;
 $E(x) = E(-d_2) + \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_{-d_2}^x qN_2 dx = E(-d_2) + qN_2 \frac{(x+d_2)}{\varepsilon\varepsilon_0}$ – поле в диэлектрике.

Граничное значение поля $E(-d)$ находится из уравнения Гаусса:

$$E(-d_2) = \frac{Q_{sm}}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (3.17)$$

Плотность подзатворного заряда Q_{sm} в металлическом электроде затвора может быть найдена из уравнения электронейтральности структуры

$$Q_{sm} + Q_{s2} + Q_{su} + Q_{s1} = Q_1, \quad (3.18)$$

где $Q_{s2} = qN_2d_2$ – поверхностная плотность заряда в слое $n^+-Al_xGa_{1-x}As-i-GaAs$.

Как отмечалось в подразд. 3.3, величина Q_{s1} мала. При этом из (3.17) и (3.18) получаем:

$$E(-d_2) = -\frac{Q_{su} + qN_2d_2}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (3.19)$$

Подстановка этого соотношения в (3.17) и затем в (3.16) дает

$$Q_{su} = -C_s(U_{3К} - U_{пор}). \quad (3.20)$$

Используя зависимость (3.12,в), связывающую величину φ_{F1} с поверхностной плотностью заряда электронов в канале, получаем из уравнения (3.20)

$$U_{3К} = \varphi_B - \frac{qN_2d_2^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} - \frac{\Delta E_c}{q} + \varphi_{F1} - \frac{Q_{sn}d_2}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (3.21)$$

где $U_{пор} = \varphi_B - U_{n2} - \frac{\Delta E_c}{q}$ – пороговое напряжение;

$C_s - \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{d_2 + \Delta d}$ – удельная (на единицу площади канала) емкость «затвор — канал»:

$$U_{n2} = \frac{qN_2d_2^2}{2\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (3.22)$$

При $U_{3И} < U_{пор}$ транзистор закрыт ($Q_{sn} = 0$). Нужная величина $U_{пор}$ может быть обеспечена соответствующим выбором толщины и степени легирования слоя $n^+ - Al_xGa_{1-x}As$ (т. е. величины U_{n2}). Таким способом можно создавать как нормально открытые, так и нормально закрытые ГПТ.

Следует отметить, что эффективная толщина подзатворного диэлектрика составляет $d_{эфф} = d_2 + \Delta d$, что является следствием линейной зависимости $\varphi_{F1}(n_s)$ в структуре с ДЭГ. Избыточную толщину Δd можно трактовать как эффективную толщину ДЭГ. Как указывалось в подразд. 3.3, эта толщина (~ 8 нм) в несколько раз меньше длины волны де Бройля, что подтверждает необходимость учета квантования энергии.

3.6. Вольт-амперные характеристики

Соотношение (3.21), определяющее зависимость поверхностной плотности заряда электронов в канале, в точности совпадает с аналогичным соотношением для идеализированного МОПТ. Поэтому ВАХ идеализированного ГПТ (нулевые сопротивления стока и истока, постоянная подвижность электронов в канале) совпадают по виду с ВАХ идеализированного МДП-транзистора до тех пор, пока ток затвора мал, а электроны в подзатворном слое $n^+ - Al_xGa_{1-x}As$ отсутствуют:

$$I_C = U'_{СИ} K \left(U'_{3И} - U_{пор} - \frac{U'_{СИ}}{2} \right). \quad (3.23)$$

Здесь

$$K = \frac{\mu_n Z C_0}{L}. \quad (3.24)$$

Количественное отличие состоит в значительно большей подвижности электронов и крутизне ВАХ.11

Ввиду отсутствия проводящей подложки эффекты короткого канала в ГПТ проявляются весьма слабо, за исключением эффекта насыщения дрейфовой скорости электронов. Этот эффект, напротив, проявляется в большей степени, так как в соответствии с (2.20) значение порогового поля E_s мало. Коли-

чественно эффект насыщения дрейфовой скорости описывается так же, как в МДП-транзисторе. В частности, ток стока и крутизна ВАХ «внутреннего» транзистора в пологой области составляет

$$I_{cn} = K(E_s L)^2 \left[\left(1 + (U'_{зи} - U_{пор})^2 \times (E_s L)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right]; \quad (3.25)$$

$$S' = K(U'_{зи} - U_{пор}) \left[1 + \frac{(U'_{зи} - U_{пор})^2}{(E_s L)^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.26)$$

Как видно из (3.26), насыщение дрейфовой скорости электронов существенно снижает крутизну S' при $U'_{зи} - U_{пор} > E_s L = \frac{U_s L}{\mu_n} \cong 0,2$ В (при $L = 1$ мкм, $T = 300$ К).

Сопротивления стока и истока $R_{си}$ значительно снижают крутизну ВАХ q_m ввиду высокой крутизны «внутреннего» транзистора:

$$S' = \frac{S}{1 + S'R_{и}} \quad (3.27)$$

При $S' \gg R_{и}^{-1}$ $S \rightarrow R_{и}^{-1}$, поэтому проходные ВАХ ГПТ ближе к линейным, чем к квадратичным (как в МОПТ).

Барьерный переход «затвор – канал» имеет диодную характеристику, как в ПТШ, поэтому при протекании затворного тока ВАХ ГПТ имеет те же особенности, что и ВАХ ПТШ (см. разд. 2.6).

Специфической особенностью ГПТ является эффект экранирования ДЭГ в канале электронами, которые появляются в слое при повышении напряжения «затвор – исток». Этот эффект может проявляться уже при таких напряжениях $U_{зи}$, при которых ток затвора остается малым. С ростом напряжения $U_{зи}$ уменьшается зазор между энергетическими уровнями E_{c2} и E_{Fn} (см. рис. 3.3). При $U'_{зи} = U'_{зиЭ}$ его минимальная величина ϕ_{F2} достигает некотором) значения $\phi_{F20} \cong 0$, при котором концентрация электронов в слое $n^+ - Al_x Ga_{1-x} As$ не может считаться малой. В результате в n -слое создается второй канал, параллельный каналу с ДЭГ, который экранирует его от моля затвора. Поскольку подвижность электронов в слое $n^+ - Al_x Ga_{1-x} As$ значительно меньше, чем в ДЭГ, крутизна на ВАХ при $U'_{зи} \geq U'_{зиЭ}$ резко снижается, и ток стока практически насыщается.

Из энергетической диаграммы на рис. 3.3 следует

$$E_{c2}(x) - E_{Fn} = q(\phi_B - U_{зи}) + q \int_{-d_2}^x E(x) dx. \quad (3.28)$$

Используя (3.22) и (3.26), получаем

$$E(x) = \frac{qN_2X - Q_{sn}}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{q(N_2X + n_s)}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (3.29)$$

Если $n_s \leq N_2d_2$, функция $\frac{E_{c2}(x) - E_{Fn}}{q}$ достигает минимального значения $q\varphi_{F2}$ в точке $x = x_{20} = -n_s/N_2$ где $E(x) = 0$ (см. рис. 3.3). Полагая $\varphi_{F2} = \varphi_{F20}$ и используя соотношения (3.24), (3.21)–(3.23), можно показать, что условие $n_s \leq N_2d_2$ выполнено при

$$U_{\text{пор}} \leq U_{\text{пор}0} = \varphi_B - \frac{\Delta E_c}{q} \left\{ 1 + \left[\left(1 + \frac{N_2}{N_0} \right)^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{N_2}{N_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2 \right\}, \quad (3.30)$$

а напряжение $U_{\text{зкэ}} = U'_{\text{зиэ}}$, при котором начинается экранирование ДЭГ электронами в n -слое, составляет

$$U'_{\text{зиэ}} = U_{\text{пор}} + \frac{2\Delta E_c N_2}{qN_0} \left[\left(1 + \frac{N_0}{N_2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \times \left[\left(\frac{eU_p N_0}{\Delta E_c N_2} \right)^{\frac{1}{2}} + 1 \right]. \quad (3.31)$$

В (3.25) и (3.26)

$$N_0 = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0\Delta E_c}{(q\Delta d)^2} \cong 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}. \quad (3.32)$$

Напряжению $U'_{\text{зиэ}}$ соответствует максимально достижимая поверхностная плотность электронов ДЭГ:

$$n_{S\text{max}} = \Delta d N_2 \left[\left(1 + \frac{N_0}{N_2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right]. \quad (3.33)$$

При $U_{\text{пор}} > U_{\text{пор}0}$ экранирования ДЭГ не происходит, так как напряжение $U'_{\text{зи}} = \varphi_B$ и практически недостижимо.

3.7. Частотные свойства

Частота отсечки идеализированного ГПТ, как и МОПТ определяется соотношением:

$$\omega_T = \frac{S'}{C'_{\text{зин}}}. \quad (3.34)$$

Максимальное значение крутизны S' достигается при напряжении $U_{\text{зкэ}} = U'_{\text{зиэ}}$, соответствующем началу экранирования ДЭГ. Емкость «затвор – исток» $C'_{\text{зин}}$ зависит от напряжений $U'_{\text{зи}}$, $U'_{\text{зс}}$, так же как в МДП-транзисторе, и на границе с полой областью ВАХ составляет:

$$C'_{\text{ЗИН}} = \frac{2}{3} C_0 LZ. \quad (3.35)$$

Поэтому максимальное значение частоты отсечки может быть найдено из (3.31) и (3.25):

$$\omega_{\text{Tmax}} = \frac{3v_{\text{ЗИ}}}{2L} \left[1 + \left(\frac{v_{su}L}{\mu_n(U'_{\text{ЗИЭ}} - U_{\text{пор}})} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.36,а)$$

$$\bar{\omega}_{\text{Tmax}} \cong \frac{3v_{sn}}{2L}. \quad (3.36,б)$$

Последнее приближение основано на том, что второе слагаемое в квадратных скобках (3.36,а) обычно меньше 1. Это означает, что предельная частота ГПТ в основном определяется не подвижностью электронов, а предельной дрейфовой скоростью электронов v_{sn} .

При $N_2 = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^3$, $\phi_B = 1,1 \text{ В}$ и $\Delta E_c = 0,25 \text{ В}$ из (3.32) получим $U_{\text{пор}0} = +0,75 \text{ В}$. Из (3.26) следует, что для ГПТ с $U_{\text{пор}} = +1 \text{ В}$, $U_{\text{ЗИЭ}} - U_{\text{пор}} \cong 1 \text{ В}$. Полагая, что $L = 1 \text{ мкм}$, $\mu_n = 8000 \text{ см}^2 \cdot (\text{В} \cdot \text{с})$ (300 К), $U_{\text{ЗИ}} = 1,5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, из (3.26) получаем:

$$\omega_{\text{Tmax}} = 2,2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1} \quad (f_{\text{Tmax}} = 35 \text{ ГГц}).$$

4. ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР НА $AlGaN/GaN$ -ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ

4.1. Конструктивно-технологические проблемы создания реального прибора

Создание мощных высокотемпературных полевых транзисторов на новых материалах – нитридах III группы – чрезвычайно актуальное направление полупроводниковой техники. Полевой транзистор на $AlGaN/GaN$ -гетероструктуре является наиболее перспективным прибором для создания мощных СВЧ-генераторов и усилителей, низкочастотных усилителей и высокоомощных переключателей, с которыми связаны многие разработки в области СВЧ-электроники и мощной энергетики, а также в целом продвижение твердотельной электроники в более высокие частоты, мощности и температуры. Широкая запрещенная зона ($E_g = 3,45$ эВ), большая скорость насыщения носителей заряда ($2,2 \cdot 10^7$ см/с) в сочетании с высоким пробивным полем ($2 \cdot 10^6$ В/см) в GaN дают возможность изготавливать электронные приборы субмикронных размеров, обладающие значительными преимуществами по сравнению с приборами на основе обычных материалов $A^{III}B^V$.

Поиск и разработку усовершенствованных конструкций GaN можно условно разделить на два направления: 1) модернизация структуры под 2D-каналом; 2) оптимизация надбарьерных элементов транзистора, включая барьерный слой, затвор, контакты истока и стока, поверхность и топологию прибора. В каждом из этих направлений решают, как общие, так и отдельные задачи улучшения характеристик GaN -транзистора.

Первое направление включает эксперименты по выбору и обработке подложек, созданию сложного энергетического профиля буферного слоя со вторым гетеропереходом, внедрению сверхрешеток. При этом преследуют цели уменьшения шунтирующего эффекта через буферный слой, ограничения электронов в 2D-канале, что должно приводить к увеличению подвижности.

На сегодняшний день большинство разработок транзисторов на основе GaN с высокой подвижностью электронов (HEMT) реализуется на дорогостоящих подложках из сапфира и SiC небольшого диаметра (до 50 мм). Эта технология успешно используется для светодиодов, лазеров, военной заказной электроники и других целей, экономически менее связанных со стоимостью единицы поверхности пластины. В целом это далеко не оптимальный путь развития GaN -технологии. Кремний в качестве подложек предпочтителен не только потому, что имеет высокую эффективность, доступность и низкую цену, но также потому, что возможна интеграция Si -электроники с широкозонными полупроводниковыми приборами. Однако для выращивания качественных слоев GaN на Si должны быть обеспечены большое рассогласование решеток и большое различие в термических коэффициентах расширения (табл. 4.1), проникновения Si в GaN .

Рассогласование термических параметров материалов подложки транзистора

Материал подложки	Рассогласование параметров решетки, %	Различие в коэффициенте термического расширения, %
SiC	3,4	+25
Al ₂ O ₃	14	-34
Si	17	+36

Создание металлических контактов для полевых *AlGaN/GaN*-транзисторов является одним из ключевых моментов в изготовлении этих приборов. Для стока и истока требуются омические контакты, для затвора – выпрямляющий контакт (барьер Шоттки к *n-GaN* или *n-AlGaN*).

Высота барьера Шоттки $q\phi_B$ для идеального контакта «металл – полупроводник» определяется работой выхода металла $q\phi_M$ и электронным средством полупроводника $q\chi$: $q\phi_B = q\phi_M - q\chi$ для получения полупроводника *n*-типа. Для *GaN* при 300 К $q\chi = 4,2$ эВ.

Реальные значения высот барьеров Шоттки довольно сильно отличаются от их значений для идеальных контактов. Такое несоответствие, как известно, связано с влиянием поверхностных состояний на границе раздела. Тем не менее для нитридов III группы, как для полупроводников с преимущественной ионной связью, характерно выполнение данного соотношения.

При создании омических контактов (ОК) используют контакт Шоттки с низким барьером. Основным требованием к ОК полевого транзистора является минимальное сопротивление истока и стока, определяющее потери, саморазогрев и предельные частоты прибора.

Омический контакт к *n-GaN(AlGaN)* обычно состоит из многослойной металлической композиции. Наиболее подходящей парой металлов для ОК являются *Ti* и *Al*.

Для того чтобы максимально реализовать потенциальные возможности *GaN*-гетеротранзисторов, необходимо преодолеть такие первостепенные проблемы, как большой ток утечки затвора, а также коллапс тока стока (падение тока на *RF* по сравнению с постоянным током), которые сильно ограничивают характеристики прибора во всех режимах работы. Диэлектрические слои играют весьма важную роль в конструировании *GaN*-HEMT: их используют для пассивации поверхности и изоляции затвора. В качестве диэлектрических слоев применяют *AlN*, *Si₃N₄*, *SiN*, *Cd₂O₃*, *Ge₂O₃*, *SiO₂*, используют различные методики окисления поверхности.

4.2. Вольт-амперная характеристика транзистора

На рис. 4.1 представлена выходная вольт-амперная характеристика *AlGaN/GaN*-транзисторов с высокой подвижностью электронов, пробивным напряжением выше 100 В и на максимальной частоте f_{max} до 100 ГГц.

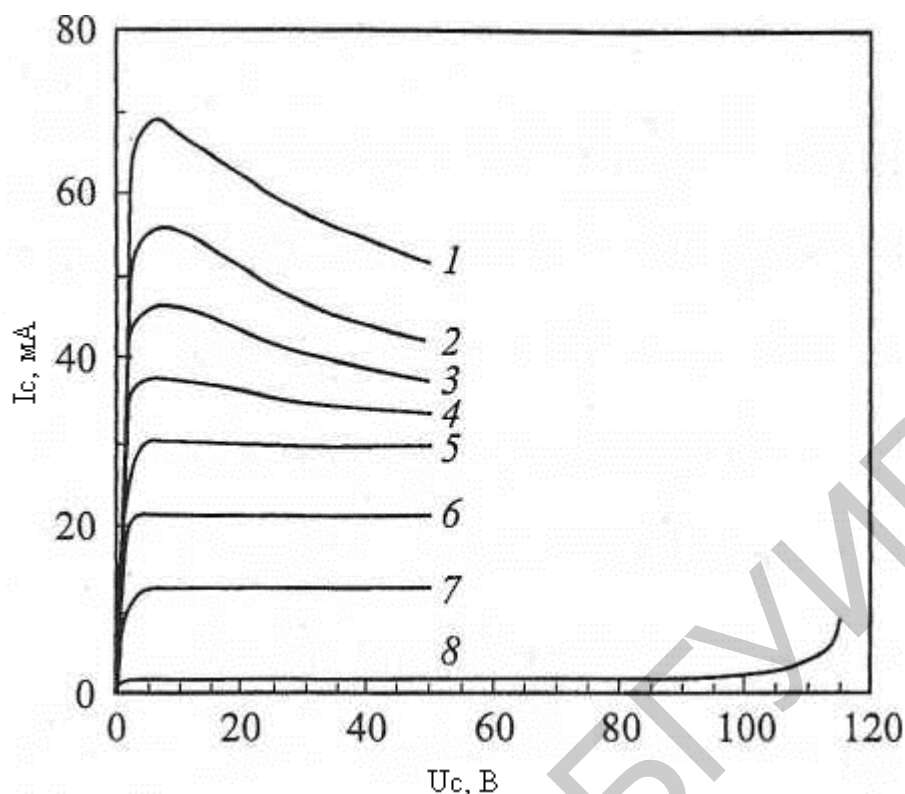


Рис. 4.1. Импульсные и статические выходные вольт-амперные характеристики при различных значениях напряжения U_3 для транзистора с длиной затвора $L_3 = 0,22$ мкм и шириной затвора $Z_3 = 2 \times 50$ мкм:

1–7 – импульсные характеристики с длительностью U_c -импульса $\tau_n = 200$ нс при U_3 , В: 1 – 0; 2 – -0,5; 3 – -1,0; 4 – -1,5; 5 – -2,0; 6 – -2,5; 7 – -3,0;
8 – статическая I_c - U_c – характеристика при $U_3 = -4,0$ В

Выходные вольт-амперные характеристики транзисторов измерялись зондовым методом непосредственно на рабочих пластинах. Проявление эффекта саморазогрева и связанной с ним деградации тока I_C в канале не позволило провести в статическом режиме корректные измерения выходной характеристики в достаточно широком диапазоне токов I_C (до 600 мА/мм) и напряжений U_C (до 50 В). Кроме того, наложение эффекта саморазогрева на так называемый «коллапс» тока I_d , связанный с захватом электронов на глубокие ловушки, затрудняло изучение в статическом режиме роль каждого из них в отдельности. Поэтому измерения статических характеристик были ограничены токами $I_d < 300$ мА/мм и напряжениями $U_C < 20$ В.

Для уменьшения саморазогрева транзисторов при больших токах I_C и напряжениях U_C была использована методика импульсных измерений, в которой длительность импульсов τ_n варьировалась от 200 нс до десятков мс при скважности от 15 до 150. Максимальная мощность в импульсе P_n при напряжении $U_C = 50$ В и токе $I_C = 600$ мА/мм достигала рекордно высоких значений для транзисторов на сапфировых подложках 30 Вт/мм. Установлено, что при $\tau_n > 10 \dots 30$ мс и токе $I_C = 600$ мА/мм, в результате саморазогрева транзисторы «выгорали» при напряжении на стоке $U_C > 30$ В.

В то же время для напряжений $U_C < -1,5$ В и соответственно $I_C < 350$ мА/мм, для импульсов с $\tau_{и} = 200$ нс и скважностью 150 саморазогрев почти не проявлялся. Диапазон импульсных измерений был ограничен напряжениями до $U_C = 50$ В. На рис. 4.1 приведены результаты измерений импульсных выходные характеристики с длительностью импульсов $\tau_{и} = 200$ нс для транзистора с длиной затвора $L_3 = 0,26$ мкм и шириной $Z_3 = 2 \times 50$ мкм (кривые 1–7). Здесь же приведена статическая вольт-амперная характеристика (кривая 8), полученная в режиме малого тока I_C при U_C до 115 В. Из рис. 4.1 следует, что максимальная плотность тока $I_{C\max}$ достигает 600 мА/мм, напряжение насыщения на стоке $U_{C\text{нн}}$ равняется 3 В, максимальная крутизна $S_{\max} = \frac{1}{Z_3} \times \frac{dI_C}{dU_3}$ составляет 240 мС/мм, максимальное напряжение на стоке U_C составляет около 115 В.

Из рис. 4.1 следует, что заметного «коллапса» тока I_C в исследуемом диапазоне U_C (до 50 В) не наблюдается. А также видно, что при напряжении на затворе $U_3 > -1,5$ В и токе $I_C > 350$ мА/мм, даже при импульсных измерениях с $\tau_{и} = 200$ нс на I_C - U_C -характеристиках с увеличением напряжения на стоке U_d наблюдался линейный спад тока насыщения $I_{C\text{н}}$ обусловленный саморазогревом транзистора, т. е. повышением температуры приборного канала.

5. МОЩНЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ

5.1. Успехи освоения карбидкремниевой технологии

В настоящее время освоение широкозонных материалов – карбида кремния (SiC) и нитридов III группы – становится одним из главных направлений развития современной полупроводниковой электроники. Уникальные свойства SiC : большая ширина запрещенной зоны (3...3,3 эВ) для различных политипных форм, чрезвычайно высокое критическое поле лавинного пробоя (2...5 МВ/см), теплопроводность (3...5 Вт/(см·К)), превосходящая при комнатной температуре теплопроводность меди, – делают карбид кремния одним из наиболее перспективных материалов для высокотемпературной, радиационно стойкой, мощной и быстродействующей электроники. Несмотря на технологические проблемы, которые обусловлены исключительной термостабильностью, механической прочностью и химической инертностью SiC , в начале 90-х годов в технологии карбида кремния был достигнут своего рода прорыв, который до настоящего времени обеспечивает ее устойчивый прогресс. Безусловно, одним из важнейших достижений того времени следует считать развитие газовой эпитаксии SiC CVD (chemical vapor deposition). С использованием CVD-материала продемонстрированы практически все классические электропреобразовательные полупроводниковые приборы: диоды Шоттки, диоды с $p-n$ -переходом, полевые транзисторы с $p-n$ -переходом, МОП-транзисторы, биполярные транзисторы, выключаемые тиристоры, СВЧ-приборы – полевые транзисторы с затвором Шоттки (MESFETs), лавинно-пролетные диоды. Многие фирмы приступили к созданию промышленной основы для карбидкремниевой электроники. В результате на мировой рынок вышли первые коммерческие SiC -приборы – мощные ключевые диоды Шоттки и высокотемпературные ПТШ СВЧ-диапазона.

За последние пять лет был достигнут большой прогресс в создании на лабораторном уровне мощных инжекционных приборов на основе SiC . Базовым элементом любого биполярного полупроводникового прибора является электронно-дырочный $p-n$ -переход, способный модулировать область блокирующей базы инжектированными неравновесными носителями заряда (ННЗ). В $p-n$ -структурах на основе SiC долгое время не удавалось создать высокую концентрацию ННЗ по причине малого времени их жизни – порядка 1 нс. Некоторое время даже считалось, что в карбиде кремния время жизни ННЗ принципиально не может быть большим из-за высокой концентрации (на уровне 10^{20} см⁻³ и выше) стехиометрических дефектов в виде избытка кремния. Однако эти опасения не подтвердились, и проблема увеличения времени жизни была успешно решена с помощью CVD-эпитаксии. К концу 90-х годов на основе $4H-SiC$ были изготовлены мощные диоды, тиристоры и биполярные транзисторы, способные блокировать напряжение в несколько киловольт и пропускать пря-

мой ток плотностью до 10^4 – 10^5 А/см². Высоковольтные биполярные SiC-приборы продемонстрировали существенные преимущества по сравнению с аналогичными кремниевыми и арсенид-галлиевыми: меньшие прямые падения напряжения при больших плотностях тока, более высокие рабочие температуры и более высокое быстродействие. Эти успехи позволили начать систематические исследования электронных процессов в высоковольтных биполярных 4H-SiC-приборах.

В данной главе рассмотрены некоторые особенности работы биполярных кремниевых структур, которые обусловлены специфическими свойствами карбида кремния: большой шириной запрещенной зоны, высокими значениями критического поля лавинного пробоя и насыщенной скорости дрейфа электронов, сильной температурной зависимостью времени жизни ННЗ, неполной ионизацией акцепторных примесей при комнатной температуре, большой разницей в подвижностях электронов и дырок, эффективным электронно-дырочным рассеянием носителей при больших плотностях прямого тока и др. Рассмотренные здесь экспериментальные исследования в основном касаются приборов, разработанных фирмой Cree Inc. (США) – мирового лидера в области в области SiC-электроники. Разработанные в Cree SiC-технологии позволяют изготавливать высококачественные многослойные меза-эпитаксиальные *p-n*-структуры. Концентрация как донорных (азот), так и акцепторных (алюминий) примесей в эпитаксиальных слоях может варьироваться в широких пределах от 10^{13} до 10^{19} см⁻³, а значения толщины слоев – в пределах от 0,1 до 200 мкм. Для изготовления биполярных приборов используется в основном 4H-политип карбида кремния, который обладает рядом преимуществ по сравнению с другими политипами: высокой и почти изотропной подвижностью основных носителей, относительно небольшими величинами энергии активации легирующих примесей. Кроме того, технология этого политипа в настоящее время разработана лучше, чем для других SiC-политипов.

5.2. Вольтамперные характеристики и основные параметры диодов

В данном разделе приводятся результаты исследований статических и динамических характеристик выпрямительных 4H-SiC $p^+ - n_0 - n^+$ -диодов, рассчитанных на обратное напряжение 6, 10 и 20 кВ и обозначаемых далее, как 6-кВ-, 1-кВ- и 20-кВ-диоды.

Параметры структуры таких диодов в легированных эмиттерных областях составляют $\sim 10^{19}$ см⁻³, уровень легирования и толщина базы *n*-типа определяются максимальным блокируемым напряжением (табл. 5.1).

Параметры диодных структур на карбиде кремния

Обратное напряжение, кВ	Концентрация доноров в базе, см^{-3}	Толщина базы, мкм
6	$1 \cdot 10^{15}$	50
10	$3 \cdot 10^{14}$	150
20	$3 \cdot 10^{14}$	200

В исследованиях $4H\text{-SiC}$ -диодов при малых плотностях тока основную роль играют генерация и рекомбинация носителей в области пространственного заряда p - n -перехода и их диффузионный перенос через базу. В диодах практически отсутствуют «избыточные» токи, связанные с различного рода неоднородностями структуры и обусловленные, например, механизмами полевого и термополярного туннелирования. На рис. 5.1 в качестве примера показаны прямые вольтамперные характеристики 6-кВ-диода, измеренные при температурах 297 и 537 К в диапазоне плотностей прямого тока $J = (10^{-7} \dots 1) \text{ А/см}^2$.

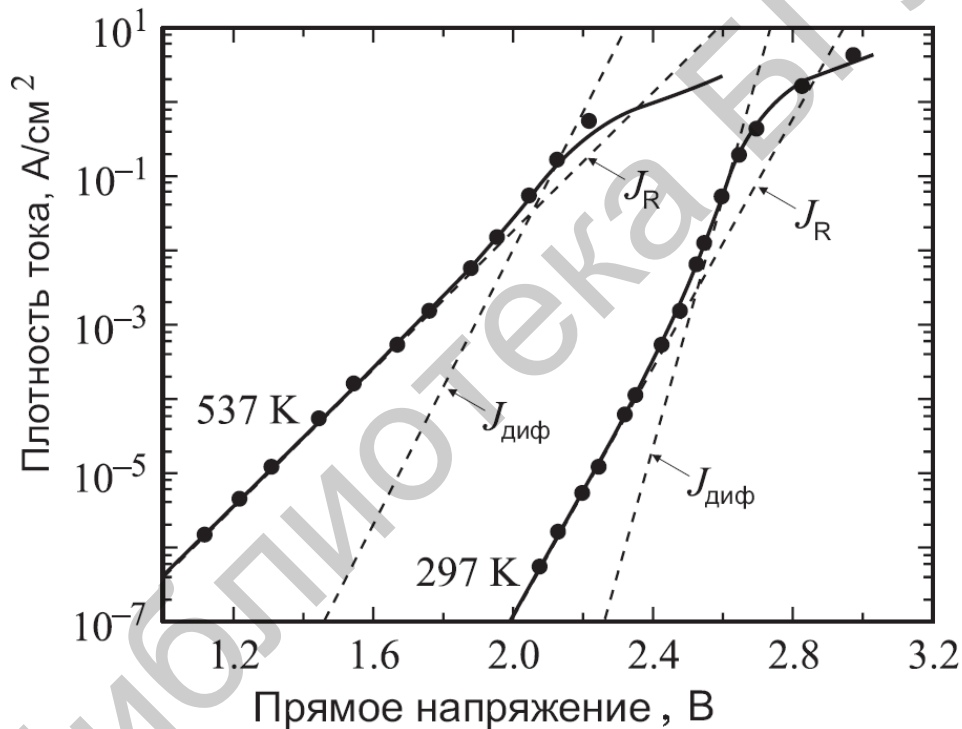


Рис. 5.1. Прямые ВАХ 6-кВ-диода при низких плотностях тока: при $T = 297 \text{ К}$: $J_{R0} = 2,3 \cdot 10^{-24} \text{ А/см}^2$, $J_R = 1,5 \cdot 10^{-45} \text{ А/см}^2$, $r_b = 7,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}\cdot\text{см}$, $T = 537 \text{ К}$: $J_S = 3 \cdot 10^{-21} \text{ А/см}^2$, $r_b = 1,7 \cdot 10^{-1} \text{ Ом}\cdot\text{см}$.

В указанном интервале плотностей тока ВАХ хорошо аппроксимируются суммой рекомбинационного (j_R) и диффузионного ($j_{\text{диф}}$) токов с учетом омического падения напряжения на базе диода (j_{krb} , где r_b — сопротивление базы):

$$J_f = j_{Rc} + j_{\text{диф}} = j_{R0} \exp(qV_{pn} / 2kT) + j_S \exp(qV_{pn} / kT); V = V_{pn} + j_{rb}. \quad (5.1)$$

Обратный ток в исследованных $4H\text{-SiC}$ -диодах при комнатной температуре настолько мал, что находится за пределами чувствительности измерительной аппаратуры. Заметный обратный ток появляется лишь при температурах свыше 600 К. На рис. 5.2 показана обратная ВАХ 6-кВ-диода, измеренная при температуре 685 К. Как видно из этого рисунка, $J_R \propto (\varphi_k + V)^{1/2}$, где $(\varphi_k - \text{контактная разность потенциалов } p\text{-}n\text{-перехода})$. Таким образом, обратный ток обусловлен термической генерацией носителей в ОПЗ $p\text{-}n\text{-перехода}$.

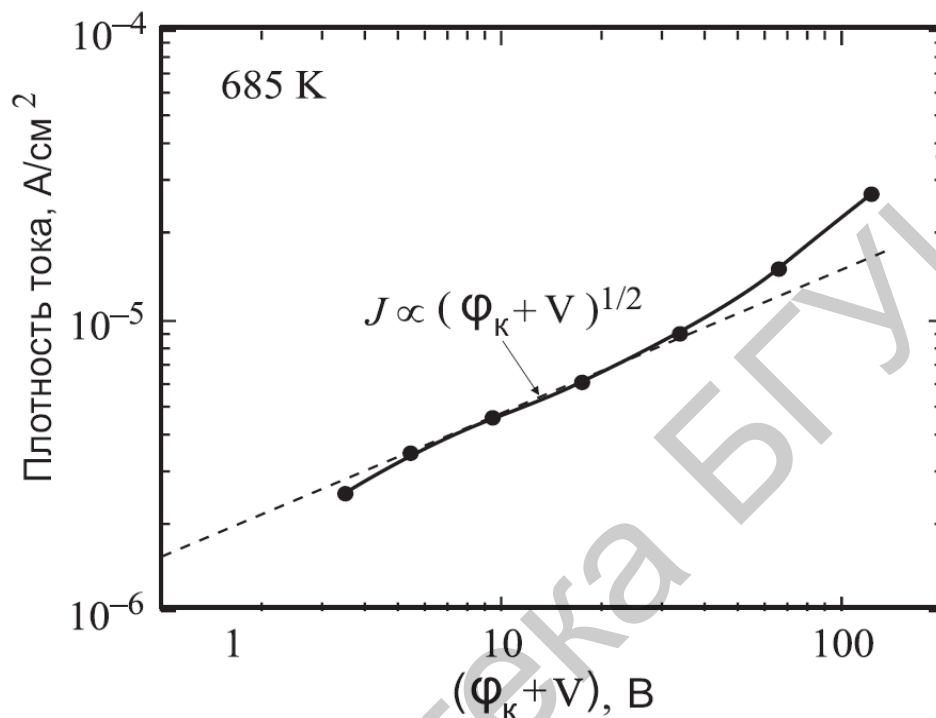


Рис. 5.2. Обратная ВАХ 6-кВ-диода при $T = 685$ К

На рис. 5.3 показаны импульсные квазистатические ВАХ 6-кВ-, 10-кВ- и 20-кВ-диодов, измеренные при средних и высоких плотностях прямого тока.

Как нетрудно убедиться, в 6-кВ- и 10-кВ-диодах реализуется достаточно глубокая модуляция базы инжектированными носителями. Так, например, при плотности прямого тока 180 А/см^2 дифференциальное сопротивление 10-кВ-диода $r_d = dV/dj_f = 1,6 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$, в то время как омическое сопротивление немодулированной базы $r_b = W/q\mu_n n_0 = 0,39 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ ($\mu_n = 800 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n_0 = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), т. е. в 24 раза больше измеренного дифференциального сопротивления. Для 6-кВ-диода омическое сопротивление немодулированной базы $r_b = 6,5 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ в 16 раз больше, чем $r_d = 4,1 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$. Такая ситуация свидетельствует о достаточно больших величинах коэффициента инжекции эмиттера и времени жизни НЗ в базе диодов.

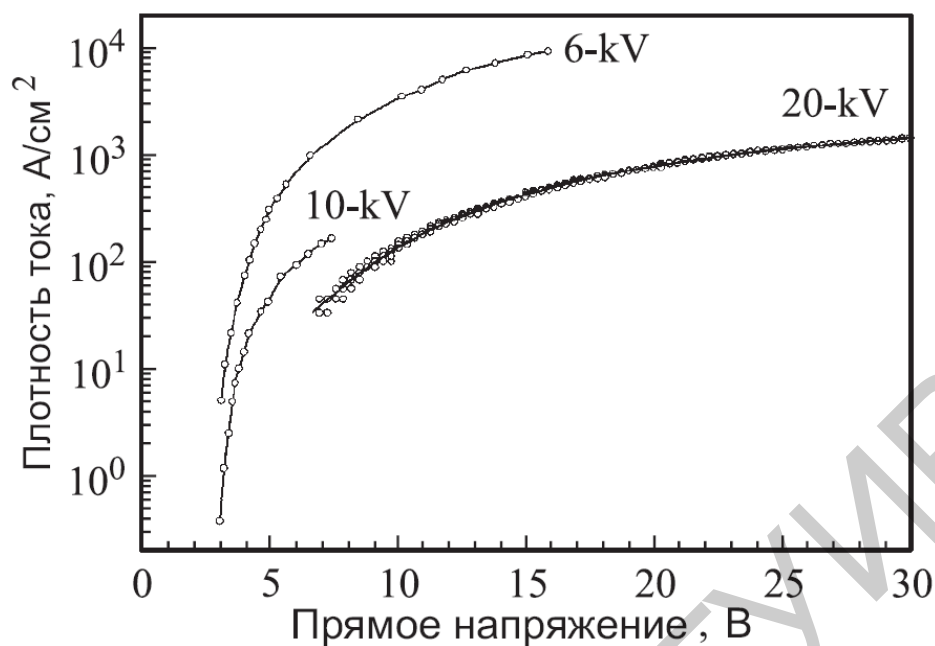


Рис. 5.3. Импульсные квазистатические прямые ВАХ 6-кВ-, 1-кВ- и 20-кВ-диодов ($T = 293 \text{ K}$)

С целью определения времени жизни ННЗ изучались переходные процессы в диодах: установление прямого падения напряжения при пропускании ступеньки прямого тока, спад после инжекционной ЭДС после обрыва тока, восстановление блокирующей способности диодов после их переключения из проводящего состояния в блокирующее.

На рис. 5.4 показана осциллограмма напряжения на 6-кВ-диоде при пропускании прямого тока, быстро нарастающего от нуля до пяти ампер. Реакция диода на ступеньку тока имеет «индуктивный» характер, что свидетельствует о накоплении в базе высокой концентрации ННЗ. На зависимости $V(t)$ вначале наблюдается всплеск напряжения, амплитуда которого определяется сопротивлением немодулированной базы, а затем по мере накопления ННЗ в базе напряжение падает до стационарного значения, определяемого сопротивлением модулированной базы. Время установления стационарного состояния (по порядку величины оно сравнимо с временем жизни ННЗ) составляет около 0,6 мкс.

На рис. 5.5 показаны осциллограммы спада напряжения на 10-кВ-диоде после обрыва прямого тока, измеренные при температурах 293 и 514 К. На осциллограммах видны три фазы спада напряжения:

- 1) резкий скачок напряжения, равный по величине стационарному падению напряжения на базе при прохождении прямого тока;
- 2) линейное с течением времени падение послеинжекционной ЭДС за счет рекомбинации избыточных носителей в базе;
- 3) нелинейный спад напряжения после исчезновения ННЗ в базе – разряд барьерной емкости p - n -перехода.

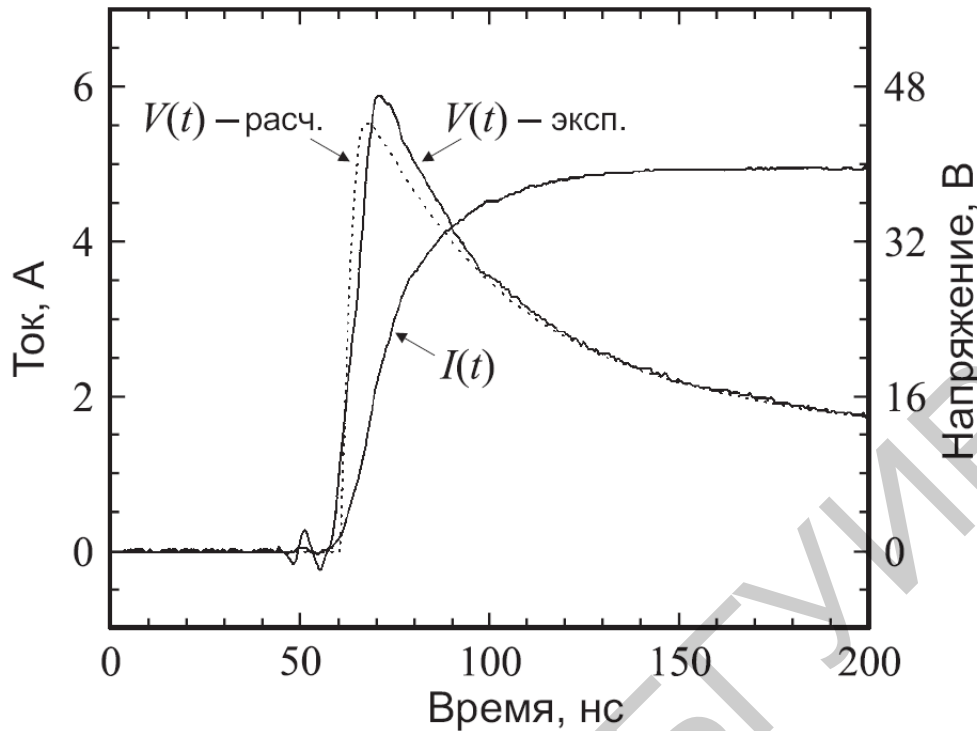
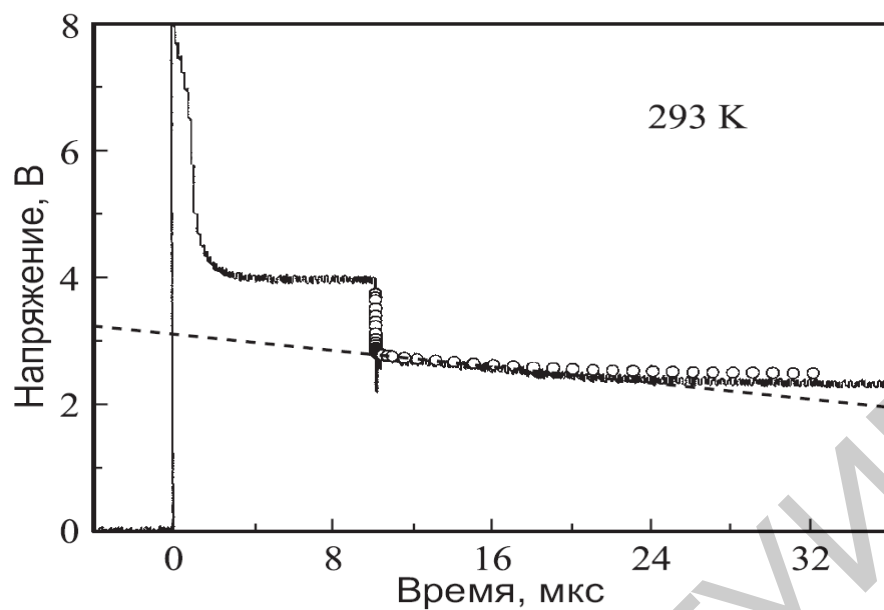


Рис. 5.4. Осциллограммы тока и напряжения при включении 6-кВ-диода ($T = 293 \text{ K}$)

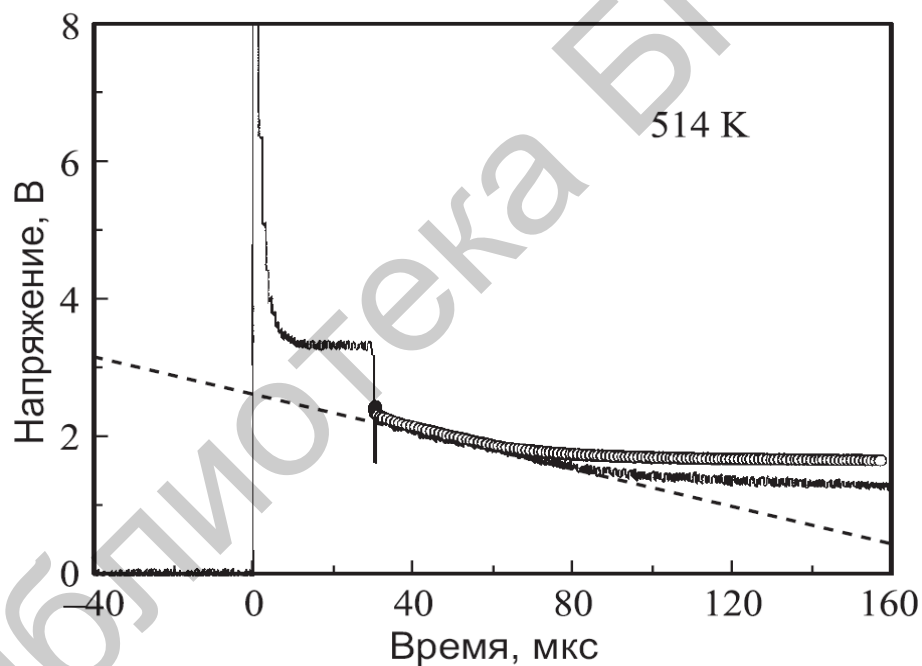
На линейном участке скорость спада ЭДС ($\Delta V/\Delta t$) обратно пропорциональна времени жизни τ инжектированных в базу ННЗ:

$$\frac{\Delta V}{\Delta t} = -\frac{2kT}{q} \frac{1}{\tau}, \quad (5.2)$$

где kT — тепловая энергия. При комнатной температуре рассчитанная таким способом величина τ составляет 0,6 мкс для 6-кВ-диода и 1,55 мкс для 10-кВ- и 20-кВ-диодов. Принимая подвижность дырок в базе $\mu_p = 117 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, подвижность электронов $\mu_n = 880 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, получим, что амбиполярный коэффициент диффузии $D_a = 2(kT/q)[\mu_n\mu_p/(\mu_n + \mu_p)] = 5,3 \text{ см}^2/\text{с}$. Амбиполярная диффузионная длина ННЗ в базе $L_a = (D_a\tau)^{1/2}$ составляет 17,9 мкм для 6-кВ-диода и 28,7 мкм для 10-кВ- и 20-кВ-диодов. Такие диффузионные длины действительно могут обеспечивать достаточно глубокую модуляцию базы в случае использования 6-кВ- и 10-кВ-диодов (отношение толщины базы к диффузионной длине ННЗ $W/L_a = 2,8$ и $5,2$ соответственно). Однако для глубокой модуляции 200-мкм-базы 20-кВ-диода значения $W/L_a = 7,0$ явно недостаточно. При этом следует заметить, что с ростом температуры время жизни ННЗ во всех диодах возрастает в несколько раз (см. рис. 5.5), что приводит к уменьшению падения напряжения, несмотря на падение подвижности носителей тока.



a



б

Рис. 5.5. Осциллограммы, показывающие спад послеинжекционной ЭДС 10-кВ-диода после резкого обрыва тока (точками показаны результаты расчета): *a* – при температуре $T = 293$ К, *б* – при температуре $T = 514$ К

На рис. 5.6 показаны осциллограммы тока во время переключения 6-кВ- и 10-кВ-диодов с прямого направления на обратное. В случае использования 6-кВ-диода лэксковская «полочка» – фаза протекания постоянного обратного тока – практически отсутствует, а в случае 10-кВ-диода она хотя и проявляется, но ее длительность меньше той, которую можно было бы ожидать, исходя из времени жизни ННЗ, равного 1,55 мкс. Общей и наиболее вероятной причиной такого «аномального» поведения диодов является очень малое время жизни

ННЗ в сильнолегированном p^+ -эмиттере, т. е. сравнительно невысокий коэффициент инжекции эмиттера.

Наблюдаемые отличия в характере поведения 6-кВ- и 10-кВ-диодов объясняются следующим образом. Мы полагаем, что в 6-кВ-диодe в тонком слое базы, примыкающем к переходу, время жизни так же мало, как и в эмиттере. Образование такого слоя может быть вызвано тем, что высокотемпературное эпитаксиальное наращивание сильнолегированного p -слоя приводит к росту общего числа дефектов у границы раздела из-за рассогласования параметров решеток сильнолегированного и нелегированного слоев и возникающих при этом термических напряжений, а также вследствие диффузии примесных атомов Al и самодиффузии. Присутствие такой «нарушенной» области в части базы, примыкающей к p - n -переходу, приводит к тому, что после переключения диода с прямого направления на обратное ОПЗ начинает быстро восстанавливаться (время восстановления блокирующей способности регулируется величиной времени жизни ННЗ в нарушенном слое), так что фазы протекания постоянного обратного тока практически нет.

В 10-кВ-диодe, как мы полагаем, область с малым временем жизни несколько отодвинута от границы p - n -перехода (по-видимому, благодаря слегка растянутому профилю легирования эмиттерной области). В этом случае лэксонская «полочка» появляется, но ее длительность зависит от того, как далеко отодвинута от p - n -перехода область с малым временем жизни.

Присутствие нарушенного слоя в базе не оказывает существенного влияния на характер спада послеинжекционной ЭДС диодов (в отличие от лэксонских измерений). Дело в том, что в высоковольтных диодах толщина этого слоя существенно меньше, чем толщина ОПЗ при нулевом смещении. Таким образом, нарушенный слой после восстановления ОПЗ оказывается внутри последней. После обрыва прямого тока и восстановления ОПЗ утечка носителей из квазинейтральной модулированной базы в эмиттере практически отсутствует. Скорость спада ЭДС определяется при этом времени жизни в объеме базы.

Для численного моделирования характеристик биполярных $4H$ -SiC-приборов использовалась программа «Исследование», адаптированная для этого материала. Программа основана на современных уравнениях переноса носителей заряда в полупроводниках, позволяющих корректно учитывать полную совокупность нелинейных эффектов высокого уровня инжекции и высокого уровня легирования: оже-рекомбинацию, сужение ширины запрещенной зоны, зависимость кинетических коэффициентов и времени жизни носителей заряда от уровня легирования в сильно легированных слоях структуры и т. д. С помощью этой программы успешно были смоделированы как статические, так и динамические характеристики $4H$ -SiC-диодов и тиристоров.

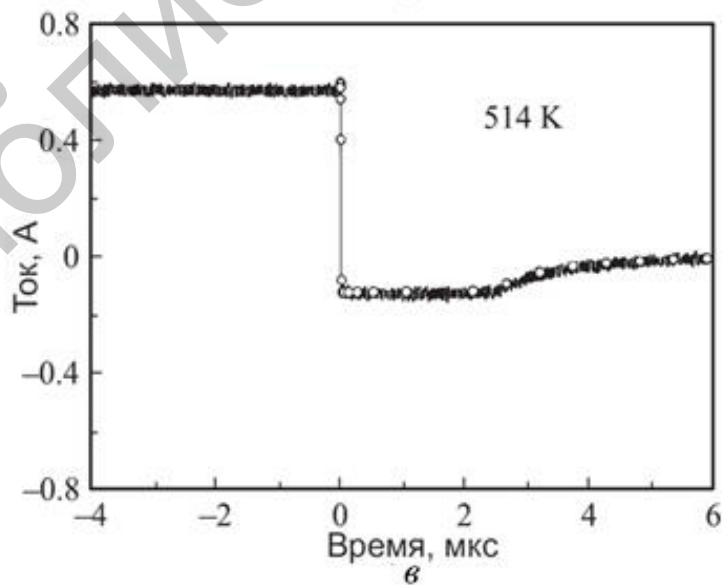
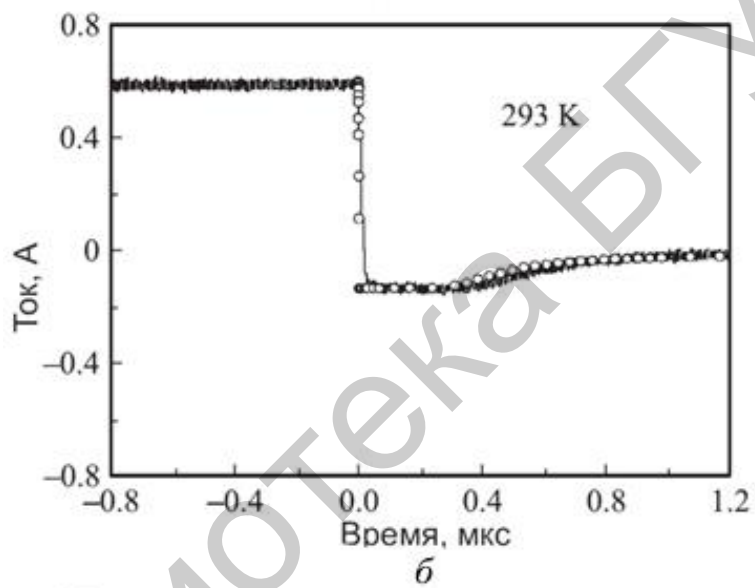
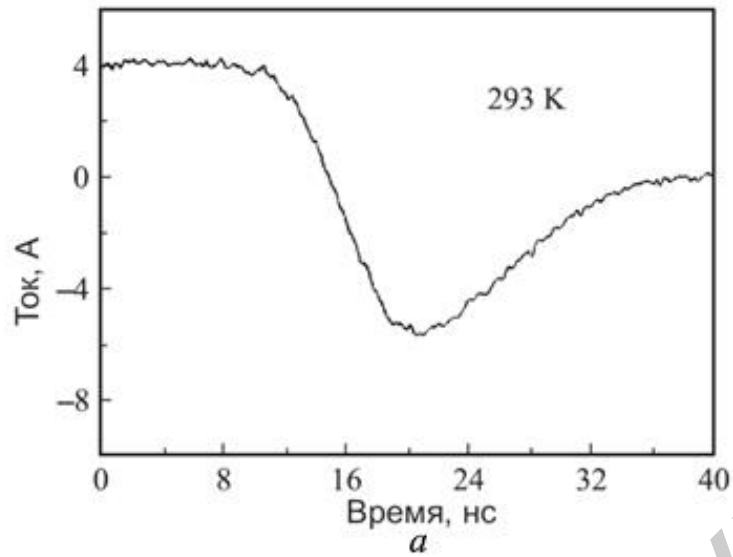


Рис. 5.6. Осциллограммы тока во время переключения 6-кВ- (*а*) и 10-кВ-диодов (*б*, *в*) с прямого направления на обратное (точками показан результат расчета):
а, *б* – при температуре $T = 293$ К, *в* – при температуре $T = 514$ К

На рис. 5.7 показаны результаты моделирования вольт-амперных характеристик 10-кВ-диода. Вначале расчеты были выполнены исходя из предположения об «идеализированном» эмиттере. В этом случае предполагалось, что в любой точке эмиттера локальное время жизни электронов определяется оже-рекомбинацией и рекомбинацией Шокли – Рида – Холла (для их описания использовались известные из литературы соотношения).

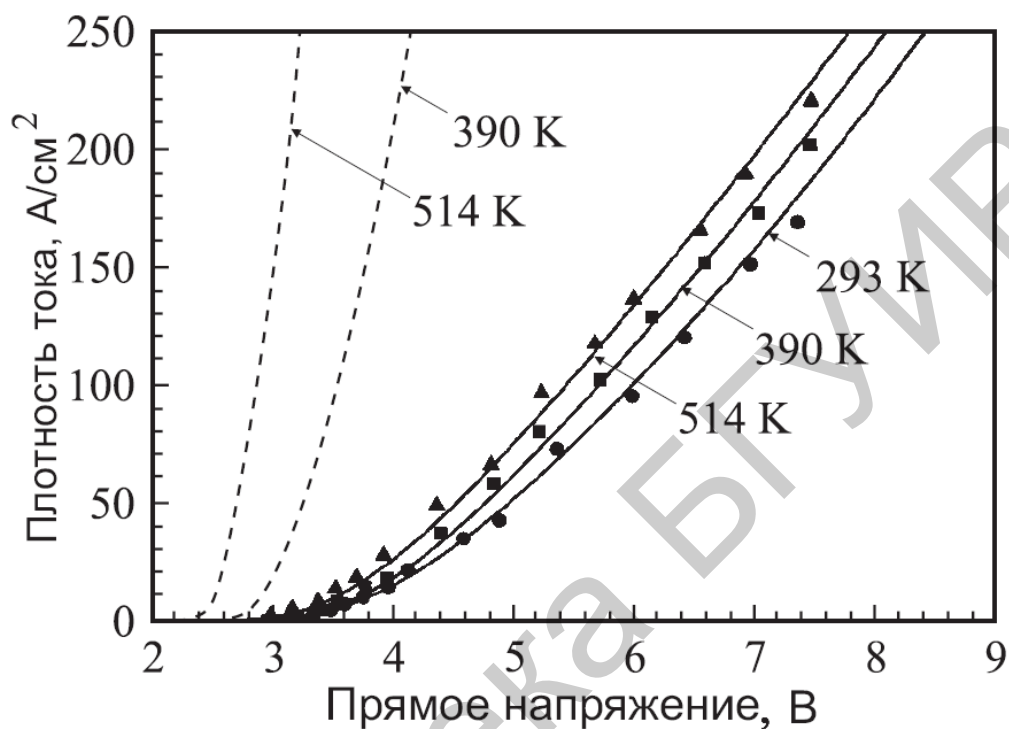


Рис. 5.7. Прямые ВАХ 10-кВ-диода: экспериментальные (точки), рассчитанные в предположении об «идеализированном» эмиттере (пунктирные линии) и рассчитанные с учетом присутствия нарушенного слоя в эмиттере (сплошные линии)

Как видно из рис. 5.7, такой расчет предсказывает гораздо меньшие прямые падения напряжения по сравнению с экспериментальными данными. Это означает, что реальный коэффициент инжекции эмиттера действительно меньше, чем в случае «идеализированного» эмиттера. А именно, эффективное время жизни электронов в эмиттере существенно меньше того значения, которое можно ожидать, исходя из величины коэффициентов оже-рекомбинации Шокли – Рида – Холла в сильнолегированных слоях. Моделирование показало, что вольтамперные характеристики и переходные процессы в случае использования 10-кВ-диода адекватно описываются, если предположить, что время жизни в сильно легированной части эмиттера составляет 0,43 нс при 297 К, 4,27 нс при 390 К и 23,7 нс при 514 К, а сама область с малым временем жизни отодвинута от металлургической границы *p-n*-перехода на 0,5 мкм (см. рис. 5.5–5.7).

Было показано, что в отличие от диодов с *n*-базой, которые демонстрируют довольно «мягкое» восстановление блокирующей способности, диоды с *p*-базой могут восстанавливаться довольно «жестко». При одних и тех же значениях прямого тока накачки и обратного напряжения значения максимального

обратного тока в диодах с p -базой существенно больше, и этот ток обрывается очень резко за время, меньше одной наносекунды (см. рис. 5.6 и 5.8).

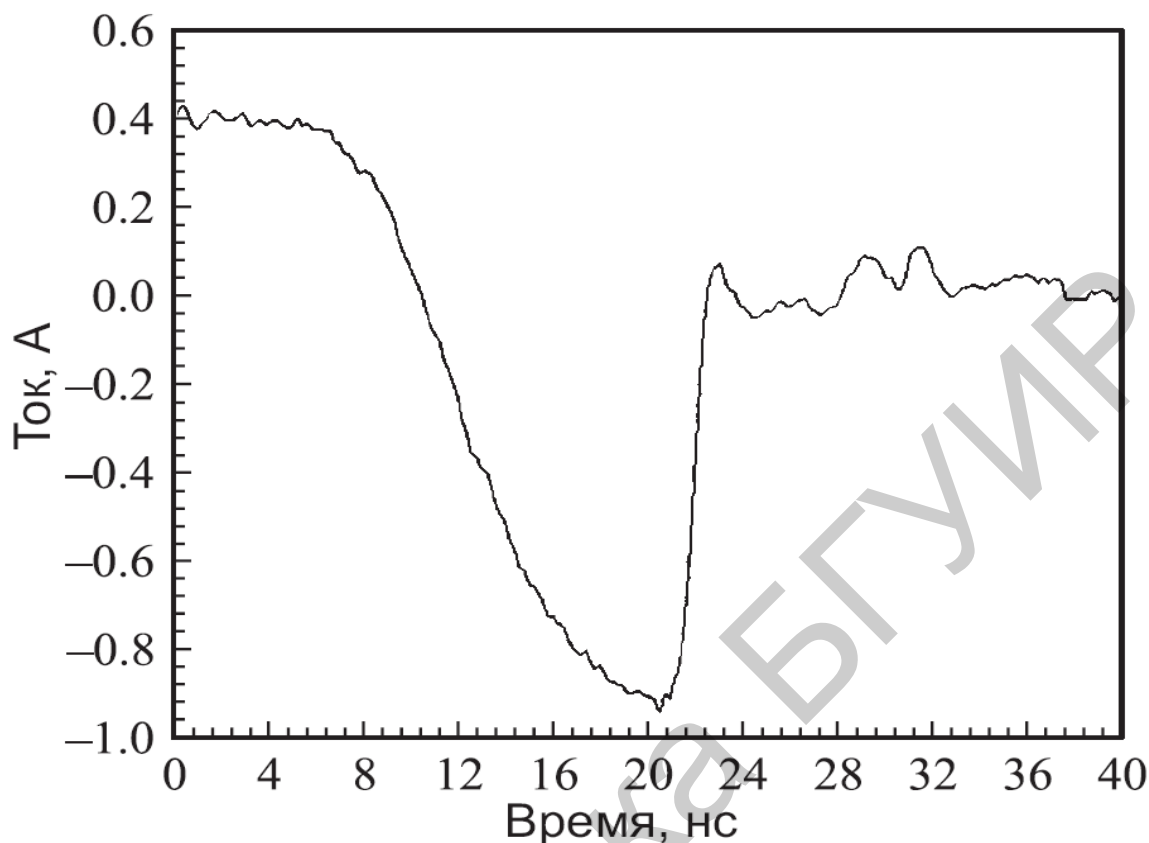


Рис. 5.8. Осциллограмма тока во время переключения $4H-SiC$ -диода с p -базой прямого направления на обратное

Был проведен анализ процессов восстановления $4H-SiC$ -диодов с базами n - и p -типа проводимости путем численного моделирования динамики неравновесной электронно-дырочной плазмы. Расчеты выполнялись с помощью программы «Исследование». Расчетное время обрыва тока в диодах с p -базой оказалось равным $(0,5 \pm 0,05)$ нс (что соответствует эксперименту), тогда как в диодах с n -базой минимальное время обрыва составляло 3 нс. Показано, что главным фактором, определяющим разный характер восстановления, является большая величина отношения подвижностей электронов и дырок в $4H-SiC$, $b = \mu_n/\mu_p$.

Известно, что скорость «вытягивания» плазмы обратным током значительно выше из прианодной области, чем из при катодной (в b^2 раз до и в b после восстановления эмиттерных переходов). В карбиде кремния ($b = 7,5$) этот процесс проявляется даже более ярко, чем в кремнии ($b = 3$), и доминирует во всех типах диодов независимо от асимметрии эффективности эмиттеров и вызванной ею начальной неоднородности распределения плазмы в высокоомной базе. В диоде с p -базой область, свободная от плазмы, возникает на аноде и, расширяясь со временем, достигает катода раньше, чем успевает восстановиться ее переход катодного эмиттера. В результате к моменту начала восстановления

ОПЗ неравновесные носители практически полностью выносятся из базы обратным током. В этом случае граница восстанавливающейся ОПЗ будет перемещаться в отсутствие ННЗ, т. е. с насыщенной скоростью.

На рис. 5.9 показаны ВАХ 6-кВ-диода, измеренные при температурах 293...553 К до плотностей тока $j = 10^4$ А/см². Как видно, при достаточно больших значениях плотности тока имеет место «инверсия» температурной зависимости ВАХ.

Точка инверсии приходится на область плотностей тока 2000...3000 А/см², что более чем на порядок превышает плотность тока инверсии для аналогичных кремниевых структур. Для объяснения этого результата необходим анализ вклада различных нелинейных эффектов, определяющих вид ВАХ в области больших плотностей тока. К ним относятся эффекты связанные с высоким уровнем легирования эмиттеров, сужение ширины запрещенной зоны, уменьшение подвижности основных носителей заряда, бимолекулярная и ожереккомбинация. Кроме того, необходим учет взаимного рассеяния подвижных носителей друг на друге – электронно-дырочного рассеяния (ЭДР). Отметим, что эффекты, обусловленные ЭДР, оказываются чрезвычайно существенными в таких хорошо исследованных материалах, как *Ge*, *Si* и *SaAs*, так как значительно уменьшают подвижность носителей заряда в биполярных приборах при больших плотностях тока.

Для определения параметров ЭДР в 4H-SiC был предложен метод, основанный на анализе ВАХ диодных структур в области больших плотностей тока. Составляющая падения напряжения на базе V_B , обусловленная ЭДР, обычно записывается в виде

$$U_B = \frac{j}{q} \int_0^{W_n} \frac{dx}{p\mu_{np}} = \frac{jW_n}{qGp_0}, \quad (5.3)$$

где $\mu_{np} = Gp_0/p$ – подвижность, обусловленная ЭДР. Анализ экспериментальных ВАХ диодов в области больших плотностей тока и компьютерное моделирование по программе «Исследование» показали, что при $T = 293$ К, найденные значения параметров ЭДР в *SiC* оказываются примерно в 2 раза меньшими, чем в *Si*, в 4 раза меньшими, чем в *Ge*, и в 60 раз меньшими, чем в *GaAs*. Это означает, что влияние ЭДР в *SiC* оказывается в соответствующее число раз более эффективным, чем в *Si*, *Ge* и *GaAs*.

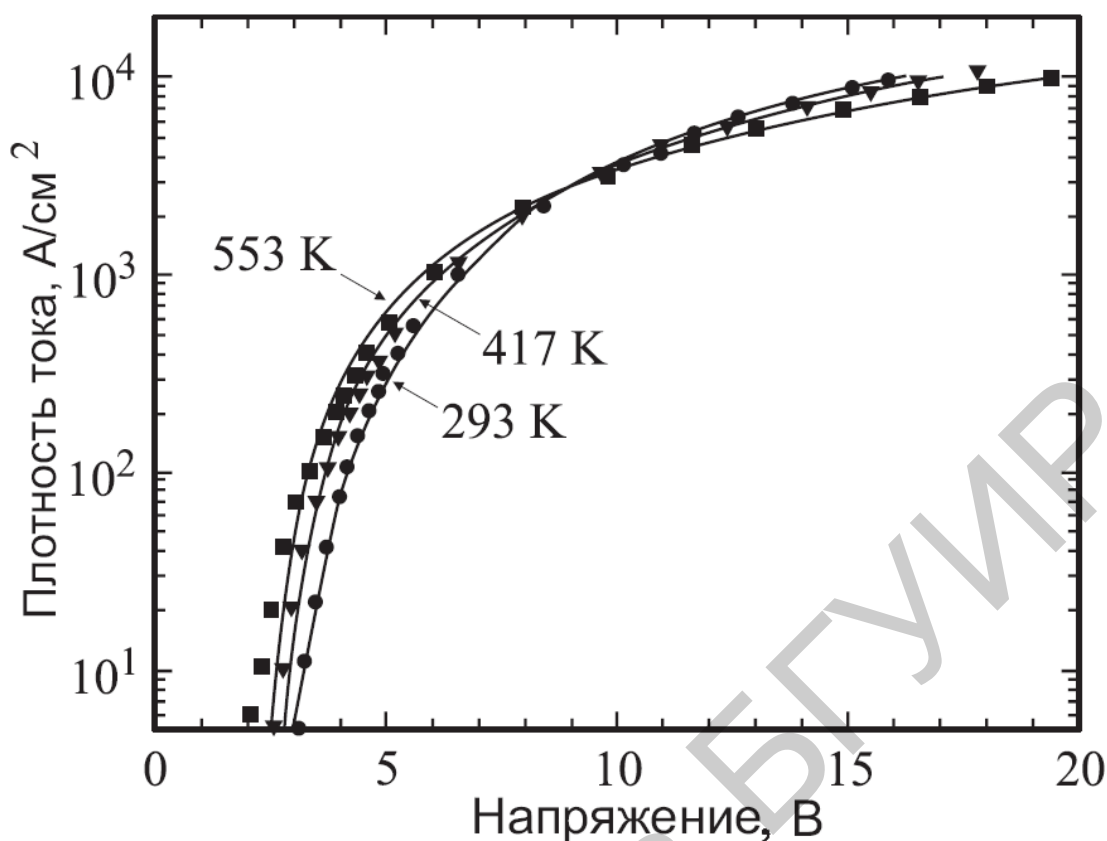


Рис. 5.9. Прямые ВАХ 6-кВ диодов: точки – эксперимент, сплошные линии – расчет с учетом ЭДР

5.3. Основные электрические параметры и динамические характеристики биполярных транзисторов (БПТ)

Изготавливаемые в настоящее время высоковольтные мезаэпитаксиальные $4H\text{-SiC}$ -БПТ имеют $n\text{-}p\text{-}n$ -структуру. В транзисторах (1,8 кВ, 10 А) коллекторный n_0 -слой толщиной 20 мкм легирован азотом с концентрацией $2,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Базовый p -слой толщиной 1 мкм легирован алюминием с концентрацией $2,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Эмиттерный n^+ -слой толщиной 0,75 мкм легирован азотом с концентрацией порядка 10^{19} см^{-3} . Площадь дискретного транзистора составляет $1 \times 1,4 \text{ мм}^2$. В приборах применяется встречно-штыревая конфигурация электродов эмиттера и базы (с геометрией типа «overlayer»). Ширина эмиттерных полос составляет 12 мкм, а суммарная их длина – 6 см (площадь эмиттера составляет $7,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$). В данном разделе приводятся результаты исследований усилительных свойств таких транзисторов, а также характеристики их включения и выключения.

Одним из наиболее важных параметров биполярных транзисторов является коэффициент усиления тока базы в схеме с общим эмиттером (ОЭ). Современные высоковольтные биполярные $4H\text{-SiC}$ $n\text{-}p\text{-}n$ -транзисторы имеют коэффициент усиления до нескольких десятков при комнатной температуре. На рис. 5.10 показана зависимость коэффициента усиления 1,8-кВ-транзистора от

тока коллектора $\beta(I_K)$, измеренная при фиксированном напряжении на коллекторе (100 В).

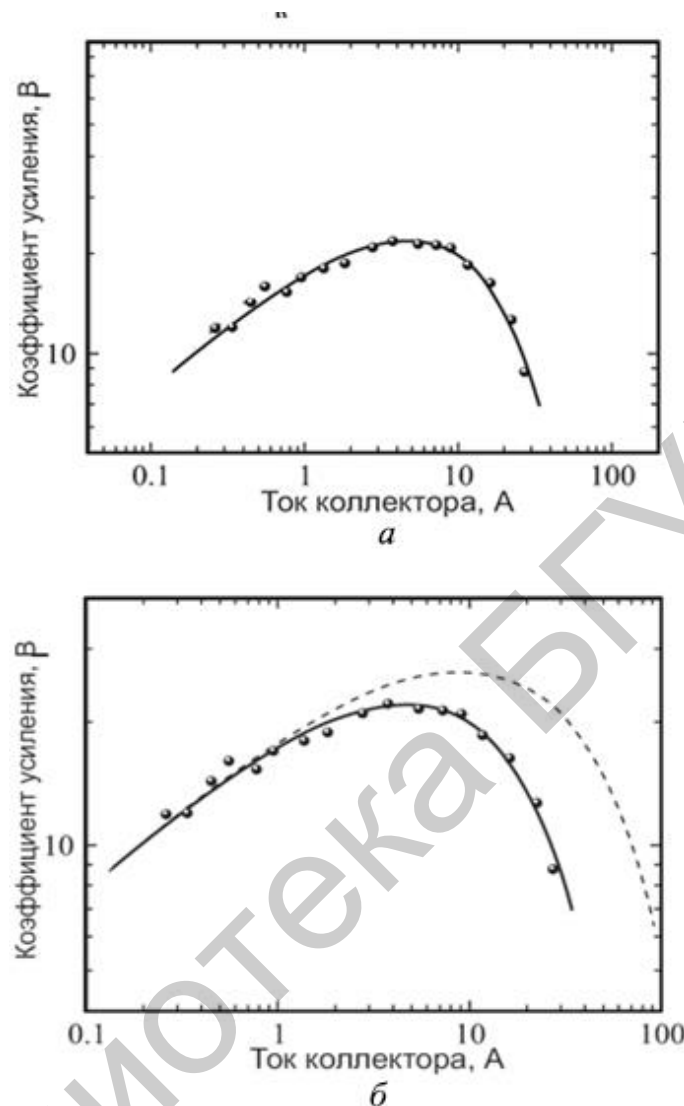


Рис. 5.10. Зависимости коэффициента усиления тока базы 4H-SiC-БПТ от тока коллектора в схеме ОЭ, $T = 293$ К (точками показаны экспериментальные данные при $U_{КЭ} = 100$ В): $\bar{б}$ – пунктирная линия показывает результат расчета для гипотетического случая $P_B = N_A$.

При малых значениях токах коллектора (см. рис. 5.10) β растет с увеличением тока, достигая максимума ($\beta_{\max} = 20$) при $I_K = 6$ А, а затем довольно быстро падает при дальнейшем увеличении тока.

На величину коэффициента усиления биполярных транзисторов влияют разные процессы: объемная рекомбинация носителей в базовой области транзистора, рекомбинация носителей в ОПЗ эмиттерного перехода, поверхностная рекомбинация, «паразитная» инжекция носителей из базовой области в область эмиттера (данный процесс усиливается с ростом плотности тока эмиттера и снижает эффективность последнего), «расширение базы» при больших плотностях тока (данный процесс начинает играть заметную роль тогда, когда средняя

концентрация инжектированных в базу носителей сравнивается с концентрацией легирующих примесей в коллекторной области).

При анализе усилительных свойств относительно низковольтных *SiC*-транзисторов в прежних работах из факторов, способных ограничивать усиление транзисторов, детально рассматривались только объемная рекомбинация носителей в базовой области приборов и эффективность эмиттера. Позднее был проведен более детальный анализ, учитывающий рекомбинацию носителей в ОПЗ эмиттерного перехода, поверхностную рекомбинацию и рекомбинацию в объеме эмиттера. При этом принимался во внимание эффект оттеснения тока к краю эмиттера, который в *SiC*-транзисторах с *p*-базой должен играть весьма заметную роль по причине сравнительно высокого удельного сопротивления материала *p*-типа проводимости. Для анализа предложено следующее дифференциальное уравнение для плотности базового тока:

$$j_B'' + \frac{P_B}{kT} j_B j_B' + \frac{\beta'}{\beta} j_B' = 0. \quad (5.4)$$

Это уравнение учитывает то обстоятельство, что в условиях оттеснения тока локальный коэффициент усиления β , зависящий от плотности эмиттерного тока, падает от края к центру эмиттера:

$$\beta^{-1} \approx \beta_{RB}^{-1} + \beta_{\Delta}^{-1} + \beta_{R\Delta}^{-1}, \quad (5.5)$$

где β_{Δ} – коэффициент усиления, ограниченный уменьшением коэффициента инжекции эмиттера при высоком уровне инжекции;

$\beta_{R\Delta}$ – коэффициент усиления, ограниченный рекомбинацией носителей в ОПЗ эмиттерного перехода;

β_{RB} – коэффициент усиления, ограниченный рекомбинацией в объеме базы.

$$\beta_{RB}^{-1} = \beta_0^{-1} \approx \frac{w_B^2}{2L_a^2}; \quad \beta_{\Delta}^{-1} \approx \frac{D_{p\Delta} j_{\Delta} w_B^2}{q D_a^2 N_{\Delta} L_{p\Delta}}; \quad \beta_{R\Delta}^{-1} = \frac{j_{\Delta}(w_B = 0)}{j_{\Delta}}, \quad (5.6)$$

где w_B – квазинейтральная ширина базы,

L_a – длина амбиполярной диффузии носителей в базе;

$D_{p\Delta}$ – коэффициент диффузии дырок в эмиттере;

j_{Δ} – плотность эмиттерного тока;

D_a – коэффициент амбиполярной диффузии носителей в базе;

N_{Δ} – концентрация доноров в эмиттере;

$L_{p\Delta}$ – диффузионная длина дырок в эмиттере, $j_{\Delta}(w_B = 0)$ – плотность тока эмиттера при $w_B = 0$.

Ток поверхностной рекомбинации, зависящий от плотности тока на краю эмиттера, рассчитывался по формуле

$$I_{sR} = \frac{J_{\text{э}}(0)W_{\text{б}}^2Z_{\text{э}}}{2D_{\text{а}}}, \quad (5.7)$$

где s – скорость поверхностной рекомбинации;

$Z_{\text{э}}$ – ширина дорожки эмиттера;

$J_{\text{э}}(0)$ – плотность тока эмиттера на краю эмиттера.

Для численного интегрирования уравнения (5.7) использовался метод Рунге-Кутты, где это уравнение решалось на каждом шаге интегрирования методом дихотомии. Одно из граничных условий вполне очевидно – плотность тока базы посередине эмиттерной дорожки равна нулю $J_{\text{б}}(L_{\text{б}}/2) = 0$. Варьируя величину $J'_{\text{б}}$ (в качестве второго граничного условия), можно получить ряд значений $J'_{\text{б}}(x_i)$ и $J_{\text{э}}(x_i)$. Тогда полные базовые и эмиттерный токи могут быть рассчитаны следующим образом:

$$I_{\text{б}} = -Z_{\text{э}}W_{\text{б}} \sum J'_{\text{б}}(x_i)h + I_{sR} \quad (5.8,а)$$

$$I_{\text{э}} = Z_{\text{э}} \sum j_{\text{э}}(x_i)h, \quad (5.8,б)$$

где h – шаг интегрирования по координате. Наконец, для каждого значения тока коллектора $I_{\text{к}} \approx I_{\text{э}}$, коэффициент усиления тока базы рассчитывается как $\beta = I_{\text{к}}/I_{\text{б}}$. В табл. 5.2 приведены параметры, использованные для расчетов.

Подвижности носителей $\mu_{\text{нб}}$, $\mu_{\text{рэ}}$ и $\mu_{\text{рв}}$ были взяты из работы. Величина $P_{\text{б}}$ рассчитывалась из уравнения электронейтральности

$$P_{\text{б}} = N_{\text{у}} \exp\left(\frac{\Delta E_{\text{F}}}{kT}\right) = \frac{N_{\text{А}}}{1 + 2 \exp\left(\frac{\Delta E_{\text{А}} - \Delta E_{\text{F}}}{kT}\right)}, \quad (5.9)$$

где ΔE_{F} – положение уровня Ферми в нейтральном объеме относительно валентной зоны;

$N_{\text{у}}$ – эффективная плотность состояний в валентной зоне;

$\Delta E_{\text{А}}$ – энергия ионизации акцепторов;

$N_{\text{А}}$ – концентрация акцепторов.

При $N_{\text{А}} = 2,5 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$, $N_{\text{у}} = 2,5 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$, $\Delta E_{\text{F}} = 0,19$ эВ рассчитанная величина $P_{\text{б}}$ составила $4 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$ при 300 К. Все другие параметры выбирались таким образом, чтобы наилучшим образом аппроксимировать экспериментальную зависимость $\beta(I_{\text{к}})$. Как видно из рис. 5.10, а, на котором показаны результаты расчетов, предложенная модель хорошо аппроксимирует экспериментальные данные во всем диапазоне изменения тока коллектора. Максимальный экспериментально измеренный коэффициент усиления транзистора оказался почти

в 3 раза меньше «внутреннего» коэффициента усиления, который ограничен только рекомбинацией в объеме базы: $\beta_{in} \approx 2L_a^2 / W_B^2 = 65$. При высоких плотностях тока главную роль в уменьшении β с увеличением I_K играют уменьшение коэффициента инжекции эмиттера, которое существенно усиливается эффектом оттеснения тока эмиттера. Роль эффекта оттеснения проиллюстрирована на рис. 5.10, б, где представлен результат расчетов для гипотетического случая полной ионизации акцепторов в базе: $P_B = N_A$.

Таблица 5.2

Параметры транзисторной структуры, использованные для расчетов

<i>Фиксированные параметры</i>	<i>Значение</i>
Подвижность электронов в базе, μ_{nB} , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	700
Подвижность дырок в базе, μ_{pB} , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	150
Подвижность дырок в эмиттере, $\mu_{pЭ}$, $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	50
Концентрация примесей в базе, P_B , см^{-3}	$4 \cdot 10^{16}$
<i>Подгоночные параметры</i>	<i>Значение</i>
Амбиполярная диффузионная длина носителей в базе, L_a , мкм	5,7
Предэкспоненциальный множитель тока рекомбинации в ОПЗ, J_{R0} , $\text{А}/\text{см}^2$	$1,61 \cdot 10^{-24}$
Диффузионная длина дырок в эмиттере, L_p , мкм	0,2
Скорость поверхностной рекомбинации, s , $\text{см}/\text{с}$	4000

Время включения исследованных 1,8-кВ-транзисторов (около 130 нс при включении в активном режиме в схеме ОЭ) определяется перезарядкой его коллекторной емкости с учетом эффекта Миллера.

При включении транзисторов в режим насыщения постоянная времени нарастания тока коллектора несколько увеличивалась из-за увеличения емкости коллектора, как начальной (за счет уменьшения напряжения источника питания в коллекторной цепи), так и конечной (за счет того, что коллекторный переход после включения находится под прямым напряжением).

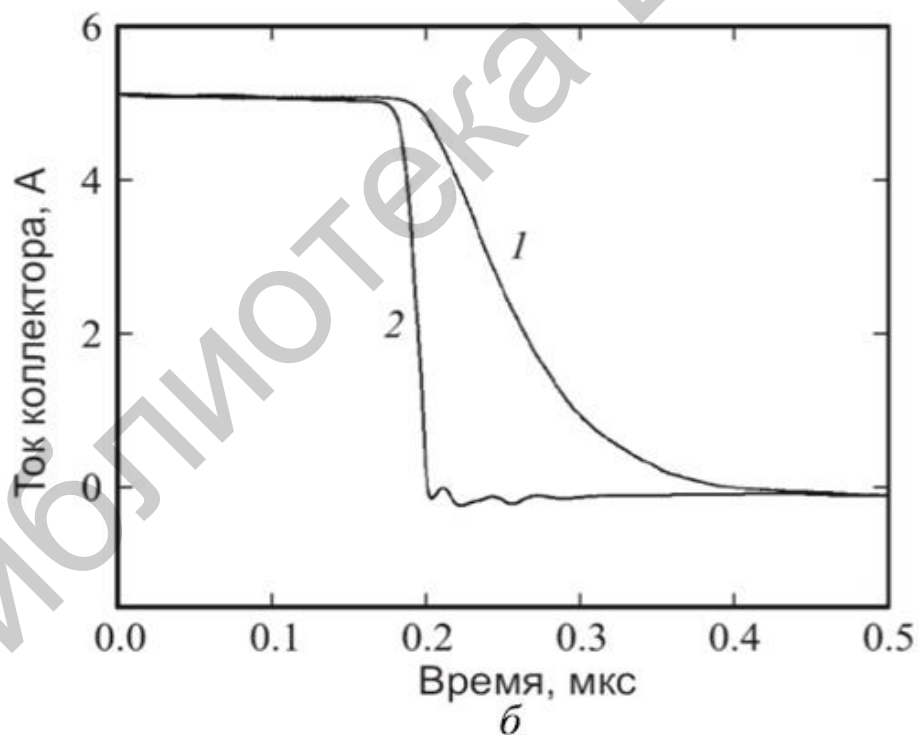
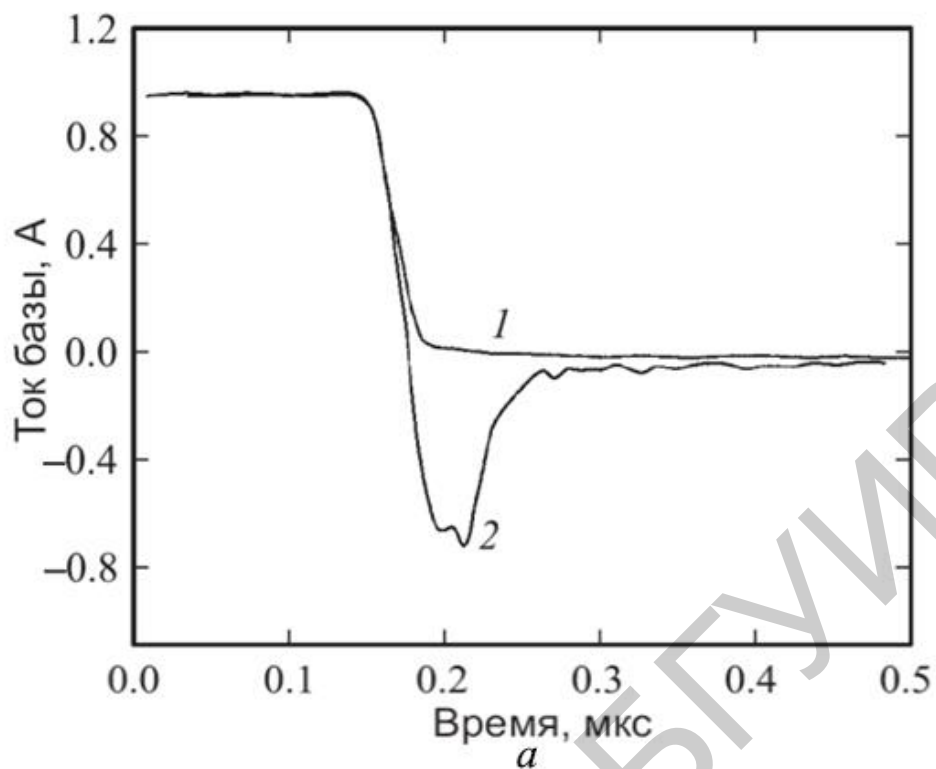


Рис. 5.11. Осциллограммы тока базы (а) и тока коллектора (б) при выключении $4H-SiC$ БПТ обычным способом (1) и при смене полярности напряжения на базе (2)

В биполярных приборах самым медленным процессом, ограничивающим предельную рабочую частоту приборов, является, как правило, выключение. Для мощных ключевых БПТ эта проблема особенно актуальна по той причине, что при повышении степени насыщения транзисторов во включенном состоя-

нии время их включения уменьшается, в то время как время выключения, напротив, увеличивается. Время выключения исследованных транзисторов существенно уменьшалось при пропускании через переход «база – эмиттер» импульса обратного тока (см. рис. 5.11). Перед выключением транзистор находился в состоянии глубокого насыщения: параметр насыщения $N = (\beta I_B - I_{Кнас})/I_{Кнас} = 3$. Кривые I на рис. 5.11 иллюстрируют обычный процесс выключения, за счет обрыва до нуля базового тока (в нашем эксперименте время спада тока базы, задаваемое внешней схемой управления, составляло 35 нс). Суммарное время выключения, включающее задержку и спад тока коллектора, составляло около 250 нс (при $N = 3$ время включения транзистора в схеме ОЭ составляло около 50 нс, т. е. в 5 раз меньше времени выключения). Однако при смене полярности напряжения на управляющем электроде (как это делается при лэсковских испытаниях диодов) время выключения транзисторов уменьшилось до 25 нс (кривые 2 на рис. 5.11). При этом через управляющий переход проходил импульс обратного тока амплитудой 0,7 А, напоминающий диаграмму тока при переключении диода с прямого направления на обратное: неосновные носители (электроны) удаляются из базы транзистора обратным током эмиттерного перехода. Примечательно, что ток коллектора полностью обрывается к тому моменту, когда в базе еще остается значительное количество неравновесных носителей. Обратный ток эмиттерного перехода протекает в течение 120 нс после обрыва тока коллектора.

5.4. Тиристоры. Процессы переключения

Исследованные 2,6-кВ-тиристоры имеют блокирующую базу p -типа проводимости: концентрация примесей (акцепторов) в блокирующей базе составляет $7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а ее толщина – 50 мкм. Эмиттерные слои легированы до концентрации $\sim 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Концентрация электронов в тонкой n -базе составляет величину порядка 10^{18} см^{-3} . Приборы имеют встречно-штыревую конфигурацию электродов анода и затвора. Суммарная площадь анода составляет $3,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. Кроме 2,6-кВ-тиристоров, исследовались относительно низковольтные тиристоры (400–700 В), которые имеют простейшую конфигурацию с боковым управляющим электродом.

Вольт-амперные характеристики исследованных 2,6-кВ-тиристоров во включенном состоянии оказались похожими на прямые ВАХ 60-кВ-диодов (см. рис. 5.9 и 5.12). Это говорит о том, что время жизни ННЗ в блокирующей базе тиристоров должно быть близким по величине к времени жизни ННЗ в базе диодов. В данном разделе мы не будем детально останавливаться на ВАХ тиристоров и рассмотрим подробнее характеристики их включения и выключения.

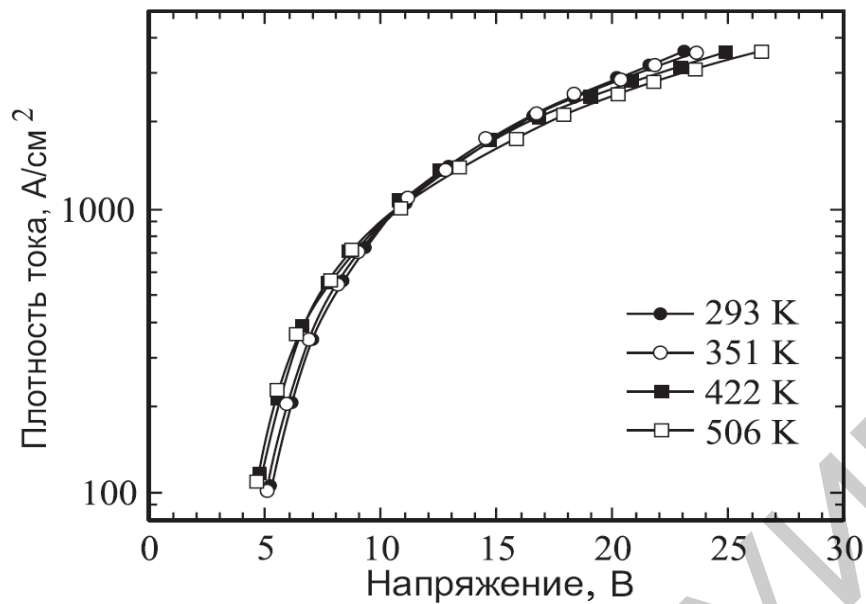


Рис. 5.12. ВАХ 2,6-кВ-тиристора в открытом состоянии

На рис. 5.13 показана зависимость минимального тока управления $I_{y\min}$, необходимого для включения 2,6-кВ-тиристора, от температуры. Как видно, этот ток монотонно уменьшается при нагревании в интервале от 300 до 500 К. Длительность фазы нарастания тока через тиристор (τ_H) так же монотонно уменьшается с ростом температуры (рис. 5.14).

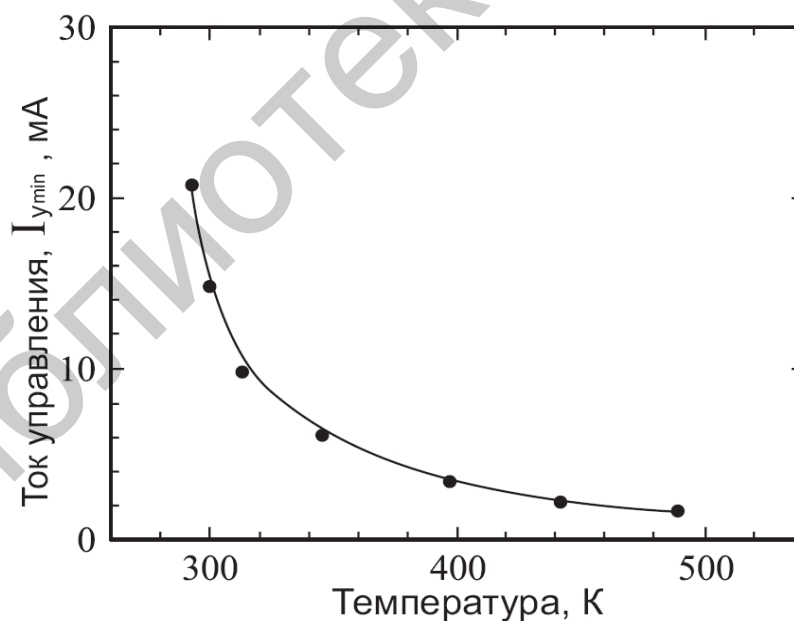


Рис. 5.13. Зависимость минимального тока управления, необходимого для включения 2,6-кВ-тиристора, от температуры

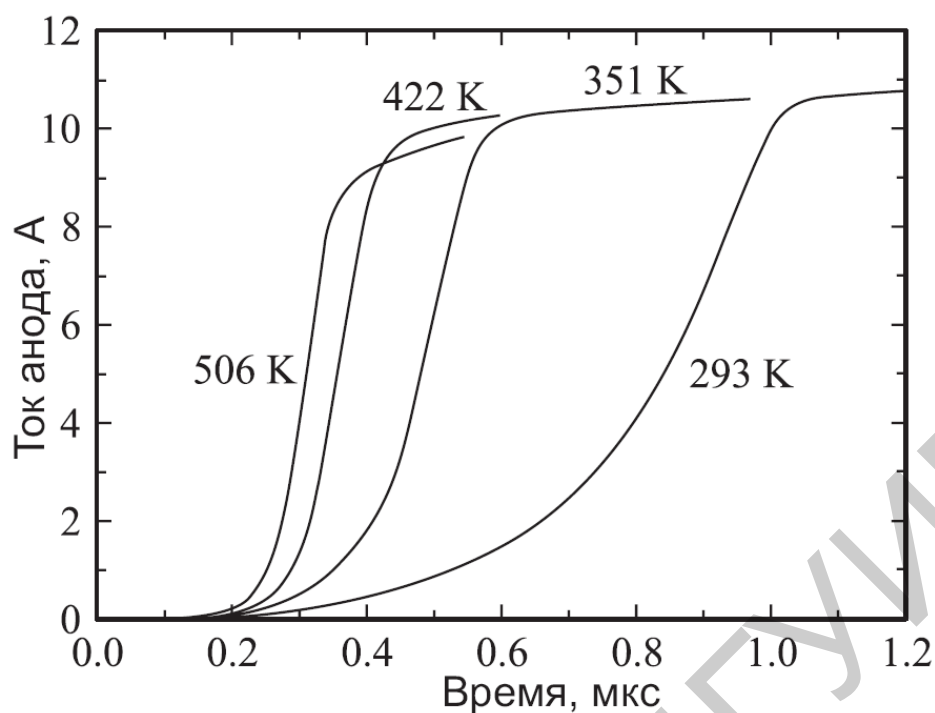


Рис. 5.14. Временные диаграммы 2,6-кВ-тиристоров нарастания тока при включении по управляющему электроду

Наблюдаемая температурная зависимость τ_r является «аномальной» по сравнению с тиристорами на основе *Si* и *GaAs*. В тиристорах *Si* и *GaAs* τ_n возрастает при повышении температуры из-за падения подвижности носителей, коэффициента диффузии и насыщенной скорости носителей (отметим, что в карбиде кремния эти значения также уменьшаются при нагревании).

Качественно эффект ускорения включения 4H-SiC-тиристоров при нагревании объясняется дополнительной ионизацией акцепторов (при комнатной температуре только 1–2 % атомов Al в эмиттере ионизованы из-за относительно большой энергии их ионизации), ростом коэффициента инжекции эмиттерного перехода и увеличением коэффициента усиления транзисторной *p-n-p*-секции.

Компьютерный расчет по программе «Исследование» дополнительно подтвердил предположение о том, что большая энергия ионизации акцепторов в 4H-SiC – это основная причина по которой 4H-SiC-тиристоры быстрее включаются при повышенных температурах.

Уменьшение минимального тока управления при нагревании обусловлено главным образом увеличением времени жизни ННЗ и соответствующим уменьшением «критического заряда» ($Q_{кр}$) включения тиристора. При включении по управляющему электроду критическую плотность носителей $n_{кр}$ в «тонкой» базе (толщиной W_n) можно оценить следующим образом:

$$n_{кр} \approx \frac{Q_{кр}}{qWn} \approx \frac{j_{y\min} \tau_n}{qWn}. \quad (5.10)$$

Температурная зависимость критической плотности носителей заряда, рассчитанная по формуле (5.10) с использованием экспериментальных данных (см. рис. 5.13 и 5.14) представлена на рис. 5.15. При комнатной температуре $n_{кр} \approx 2,7 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$. Эта величина близка к $n_{кр}$ при включении тиристоров световыми импульсами. При нагревании до 500 К величина $n_{кр}$ уменьшается до $4,3 \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}$, т.е. почти на 2 порядка величины.

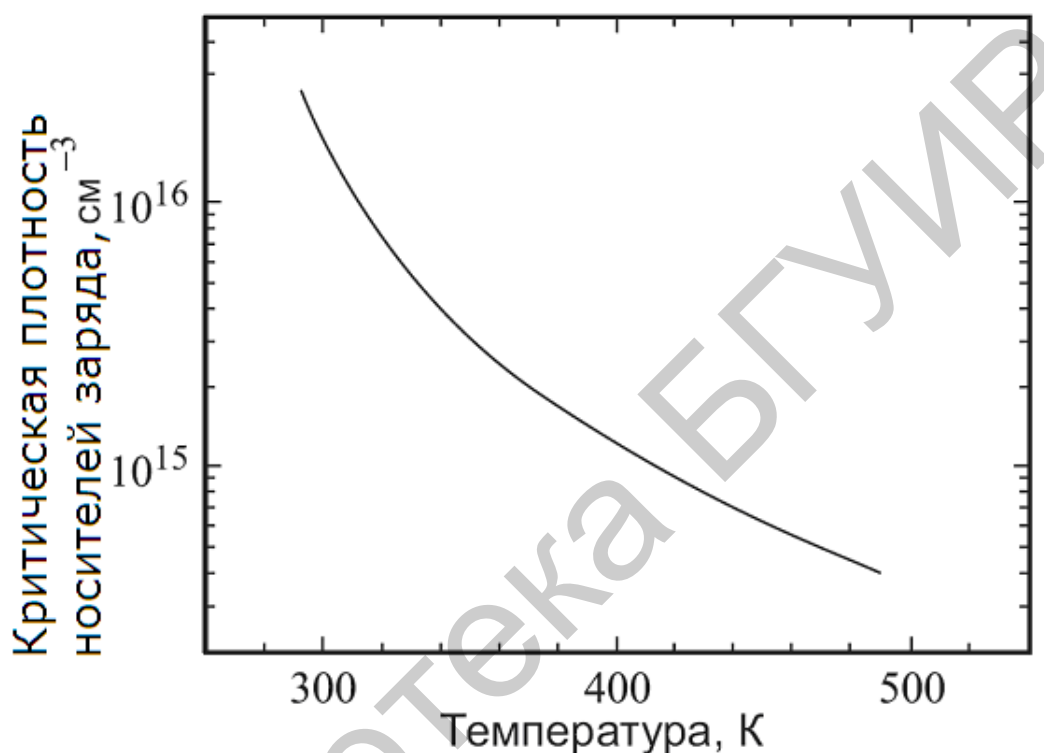


Рис. 5.15. Температурная зависимость критической плотности носителей заряда при включении 2,6-кВ-тиристоров по управляющему электроду

Об однородности процесса включения исследованных тиристоров, можно судить по однородности рекомбинационного излучения из включенной части прибора. Как оказалось, в исследованных 2,6-кВ-тиристорах это излучение распределено однородно по всей площади даже при минимальном значении тока, близком к току удержания $I_A \approx I_{уд}$. В 400-В-тиристорах при $I_A \approx I_{уд}$ включенной оказывалась лишь 1/8 часть от общей площади прибора.

Однородность рекомбинационного свечения в стационарном состоянии еще не гарантирует однородности включения в процессе нарастания тока. Представление о степени однородности в процессе включения можно получить, исследуя временные зависимости тока через тиристор и падение напряжения на нем при различных значениях токов управления. При больших значениях тока управления необходимый для включения критический заряд вводится вдоль всей линии раздела «эмиттер – база» со значительным запасом, и включение

происходит наиболее однородно. При минимальном значении тока управления, включающем тиристор, критическая плотность носителей достигается в наиболее «слабой» точке. Если критическая плотность в других точках структуры заметно больше, то включение осуществляется только в узком «шнуре» вокруг слабой точки. При этом плотность тока в таком шнуре во много раз больше, чем в случае однородного включения. Соответственно, во столько же раз больше оказывается и напряженность электрического поля в канале включения. Скорость нарастания тока при включении в этом случае заметно возрастает (при одних и тех же значениях тока и напряжения).

На рис. 5.16 показаны зависимости тока от времени при включении 2,6-кВ-тиристора при различных значениях анодного напряжения U_A и максимальном токе управления I_y . Как видно, время включения уменьшается с увеличением U_A .

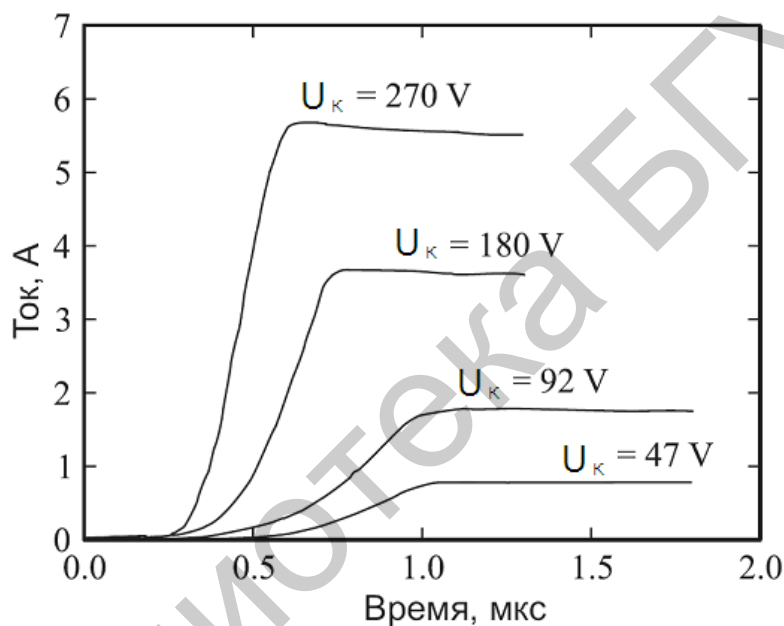


Рис. 5.16. Зависимости тока от времени при включении 2,6-кВ-тиристора при различных значениях катодного напряжения U_k , максимальном токе и температуре $T = 293$ К

На рис. 5.17 показана картина включения при максимальном (кривая 1) и минимальном (кривая 2) значениях I_y (при фиксированном $U_A = 270$ В). Как видно, время задержки включения (это время в *Si*-тиристорах увеличивается при уменьшении тока управления) отличается более чем в 10 раз. Однако на фронте включения временные зависимости тока практически идентичны, что свидетельствует об однородном процессе включения исследованных тиристоров практически по всей площади.

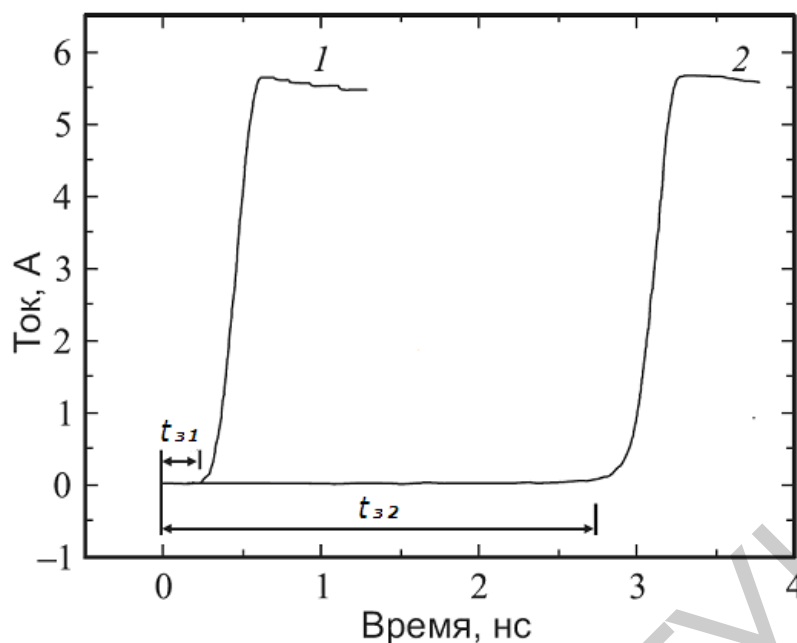


Рис. 5.17. Осциллограммы тока при включении 2,6-кВ-тиристора при $I_y = 0,16$ А (кривая 1) и $I_y = 0,02$ А (кривая 2), $U_A = 270$ В, $T = 293$ К

Важно отметить, что в *SiC*-тиристорах условия для однородного включения реализовать проще, чем в мощных *Si*-тиристорах. Дело в том, что в *4H-SiC* тиристорах длительность фазы быстрого нарастания тока (τ_H), фазы диффузионного перераспределения ННЗ в базах тиристора (τ_3) и фазы распространения включенного состояния (τ_p) могут иметь один порядок величины (доли микросекунды), тогда как для *Si*-тиристоров характерно соотношение

$$\tau_H < \tau_3 \ll \tau_p \quad (5.11)$$

(τ_p в мощных *Si*-тиристорах достигает десятков и сотен микросекунд из-за их относительно большого поперечного размера).

Для быстрого включения кремниевого тиристора необходимо, чтобы число фотогенерированных в структуре неравновесных носителей было сравнимо с их числом в стационарном включенном состоянии при заданном токе.

На рис. 5.18 показаны временные диаграммы включения *4H-SiC* 2,6-кВ-тиристора при освещении импульсами ультрафиолетового азотного лазера ЛГ-21 (длина волны 337 нм, длительность 7 нс) разной интенсивности. Пороговая энергия, необходимая для включения тиристора, составляла около 40 нДж. В этих условиях процесс включения тиристора был аналогичен процессу его включения по управляющему электроду: полное время включения составляло около 1 мкс. Однако при облучении тиристорной структуры неослабленными импульсами света с энергией около 0,8 мкДж время включения уменьшалось до 10 нс, что близко по величине к длительности самого лазерного импульса.

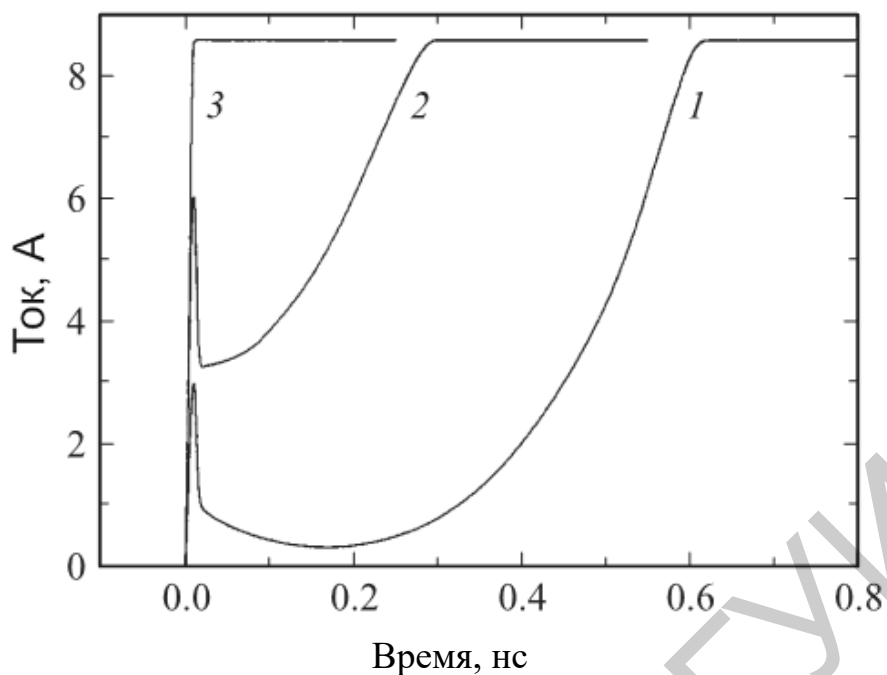


Рис. 5.18. Временные диаграммы включения 2,6-кВ-тиристора при освещении световыми импульсами разной интенсивности $I_1 < I_2 < I_3$.

С точки зрения динамики накопления ННЗ в тиристорной структуре, полученные результаты объясняются следующим образом. С учетом того, что время жизни ННЗ в блокирующей базе составляет десятые доли микросекунды, лазерный импульс длительностью 7 нс можно рассматривать как δ -образное воздействие. Световой импульс возбуждает большой по величине фототок, пропорциональный скорости фотогенерации носителей. Отметим, что внешний ток поддерживается при этом инжекцией носителей из эмиттеров. Временная зависимость тока после окончания светового импульса зависит от заряда ННЗ, возникшего в базах за время облучения. Если этот заряд ниже «критического», то доминирующим процессом будет рекомбинация ННЗ – тиристор не включится. Если возникший при облучении заряд немного превышает критический, то будет происходить дальнейшее его накопление за счет положительной обратной связи в тиристоре – тиристор спонтанно включится. При этом процесс включения будет контролироваться диффузией ННЗ аналогично тому, как это происходит при включении по управляющему электроду. При известном коэффициенте поглощения света легко оценить критическую плотность ННЗ. Для исследованных $4H$ - SiC -тиристоров она составляет около $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что близко по величине к критической плотности ННЗ в мощных Si - и $GaAs$ -тиристорах.

При энергии импульса 0,8 мкДж возможный фототок оценивается величиной около 30 А. В то же время в нашем случае внешний ток был ограничен напряжением прямого смещения и сопротивлением нагрузки величиной 9 А. Это означает, что во время светового импульса блокирующий переход насыщен: он оказывается «залитым» неравновесными носителями, так что тиристор похож на p - i - n -диод с неравновесным распределением электронно-дырочной

плазмы. В этом случае переход к конечному стационарному включенному состоянию после окончания лазерного импульса поддерживается быстрым дрейфовым механизмом, что важно, происходит при неизменном токе через тиристор (во время этого перехода несколько изменяется падение напряжения на тиристоре). А именно, время включения тиристора, определяемое как длительность нарастания тока, задается длительностью лазерного импульса.

Концепция критического заряда включения тиристора оказывается весьма полезной при анализе различных статических и динамических процессов в тиристорных структурах. В частности, критический заряд определяет максимально допустимую скорость наброса напряжения, минимальный ток управления, необходимый для включения тиристора по управляющему электроду, скорость распространения включенного состояния, ток удержания и параметры токовых шнуров.

Как было показано выше, в исследованных 2,6-кВ-тиристорах на основе $4H-SiC$ критический заряд включения оказался близким по величине к критическому заряду в Si - и $GaAs$ -тиристорах. Если исходить из классической теории критического заряда, то в исследованных $4H-SiC$ -тиристорах он должен быть на 2-3 порядка меньше вследствие отсутствия в этих тиристорах технологической шунтировки эмиттера. Это свидетельствует о том, что в $4H-SiC$ -тиристорах физический механизм формирования критического заряда несколько иной по сравнению с Si - и $GaAs$ -тиристорами.

Такой новый механизм был обнаружен с помощью моделирования. Хорошо известно, что S -образная вольт-амперная характеристика тиристора достигается за счет положительной обратной связи, которая возникает при условии

$$\gamma_1 \alpha_{T1} + \gamma_2 \alpha_T = 1, \quad (5.12)$$

где γ , α_T – коэффициенты инжекции эмиттерных переходов и транспортные коэффициенты для соответствующих транзисторных секций. В теории Уварова предполагается, что γ_2 , α_{T1} и α_{T2} – константы, и только коэффициент инжекции эмиттерного перехода (γ_1), который обычно имеет технологическую шунтировку, зависит от плотности протекающего через структуру тока. Переключение кремниевых тиристоров происходит, как правило, при низких уровнях инжекции в блокирующей базе, поэтому транспортные факторы α_{T1} и α_{T2} действительно могут считаться константами. Зависимость γ_1 от j очень резкая вблизи точки переключения, так что зависимостью $\gamma_2(j)$ можно пренебречь. При таких условиях критический заряд включения тиристора рассчитывается по формуле

$$Q_{KP} = \tau_H j_{UT}, \quad (5.13)$$

где $j_{\text{УТ}}$ – плотность тока утечки зашунтированного эмиттерного перехода;

$\tau_{\text{Н}}$ – постоянная времени нарастания анодного тока.

В отличие от кремниевых, исследованные 2,6-кВ-тиристоры на основе 4H-SiC переключаются при таких величинах тока управления, которые соответствуют переходу от низких уровней инжекции в блокирующей базе структуры к средним. Для этого случая было получено иное по сравнению с формулой (5.13) выражение:

$$Q_{\text{кр}} = \tau_{\text{Н}} \gamma_1 (j_{\text{УТ}} + j_{\text{УТ,Д}}). \quad (5.14)$$

Данное выражение отличается от формулы (5.13) тем, что в нем, во-первых, присутствует коэффициент инжекции γ_1 , а во-вторых, появляется некоторая «добавочная утечка» эмиттера ($j_{\text{УТ,Д}}$). Эта «шунтировка» отражает вклад в формирование критического заряда нового механизма, обусловленного переходом к среднему уровню инжекции в блокирующей базе.

В данном подразделе приводятся результаты исследований выключения тиристоров импульсным обратным током управления при температурах 293–500 К.

При заданном токе катода и фиксированной температуре коэффициент выключения тиристоров, равный отношению выключаемого тока катода к выключающему току управляющего электрода, $K = I_{\text{к}}/I_{\text{у}}$, зависел от длительности импульса обратного тока управления $\Delta t_{\text{у}}$; при увеличении длительности импульса коэффициент выключения возрастал, а затем насыщался при некотором «квазистационарном» значении $\Delta t_{\text{у}}$. На рис. 5.19 показана зависимость относительной величины импульсного выключающего тока управления ($I_{\text{к}}/I_{\text{у}}$) от $\Delta t_{\text{у}}$ при разных температурах. Выключаемый ток катода при каждой температуре выбирался приблизительно в два раза больше тока удержания тиристора, который падал с ростом температуры. Как видно из рис. 5.19, величина $\Delta t_{\text{у}}$, соответствующая квазистационарному режиму выключения, увеличивалась с ростом температуры. При $T = 293$ К она составляла около 2,5 мкс и становилась больше 10 мкс при нагреве до 500 К. Очевидно, что увеличение $\Delta t_{\text{у}}$ с ростом T обусловлено увеличением времени жизни НЗ в блокирующей базе тиристора. Известно полуэмпирическое выражение для зависимости $I_{\text{к}}/I_{\text{у}}$ от $\Delta t_{\text{у}}$:

$$I_{\text{к}}/I_{\text{у}} = \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\Delta t_{\text{у}}}{\tau^*}\right)}, \quad (5.15)$$

где τ^* – параметр, который представляет собой оценочную величину времени жизни носителей в блокирующей базе.

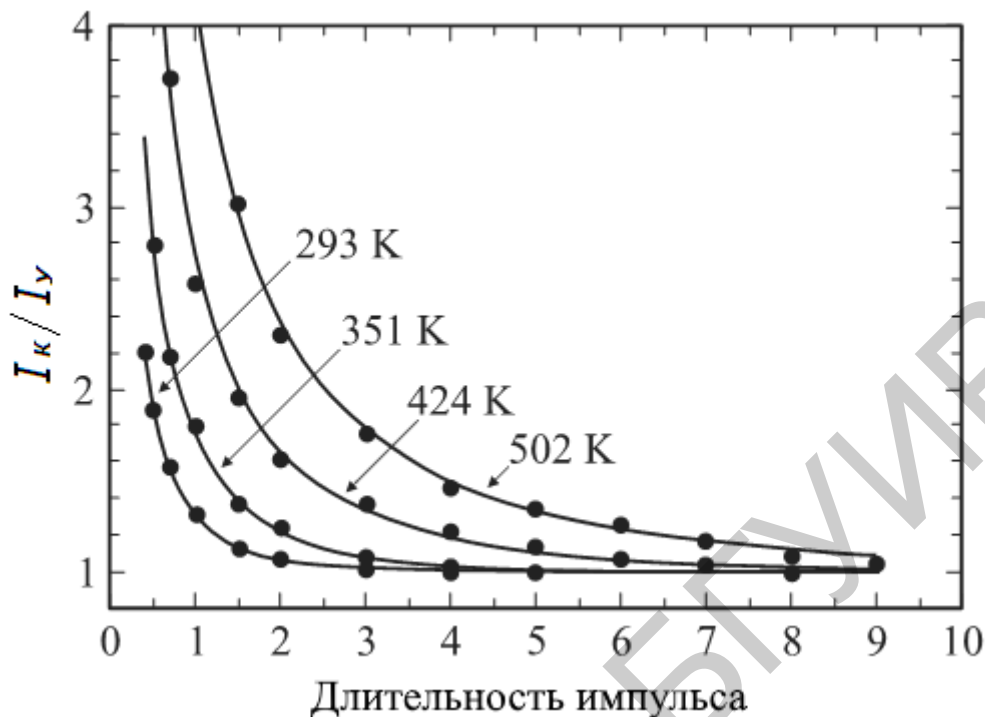


Рис. 5.19. Зависимость относительной величины импульсного выключающего тока управления (I_k/I_y) от длительности импульса

5.5. Интегрированные диоды на основе карбида кремния со структурой «барьер Шоттки – электронно-дырочный переход»

Силовая полупроводниковая электроника, основанная главным образом на кремниевых приборах, постепенно перестает удовлетворять нарастающим требованиям по функциональным возможностям, массе, объему, ресурсу работы и надежности преобразовательных устройств. Поэтому одним из наиболее перспективных направлений их развития становится освоение широкозонных полупроводниковых материалов, в частности карбида кремния $4H$ -политипа ($4H-SiC$). В настоящее время на массовый рынок уже вышли мощные высоковольтные диоды Шоттки (ДШ) на основе $4H-SiC$. Применение $4H-SiC$ -ДШ в активных корректорах коэффициента мощности вместо кремниевых быстровосстанавливающихся диодов (БВД) обеспечивает увеличение КПД на 2 %. $4H-SiC$ -ДШ идеально подходят для применения в качестве антипараллельных диодов в силовых модулях совместно с кремниевыми ключами (по сравнению с БВД их применение позволяет уменьшать суммарные потери более чем вдвое). Начинается промышленное использование $4H-SiC$ -ДШ в DC-AC-инверторах систем регенеративного электропитания, базирующихся на солнечных батареях и топливных элементах.

К настоящему времени западной промышленностью освоены диоды Шоттки (Schottky Barrier Diode, SBD) на основе $4H\text{-SiC}$ на обратное напряжение 300, 600 и 1200 В и прямой ток до 20 А. Они находят широкое применение в импульсных преобразователях напряжения вместо быстровосстанавливающихся кремниевых диодов с $p\text{-}n$ -переходом. Создание еще более высоковольтных (1,5...10 кВ) SBD на $4H\text{-SiC}$ обнаружило проблему утечек, которые возникают при сильных электрических полях и повышенных температурах. Для уменьшения токов утечки были предложены интегрированные диоды Шоттки – $p\text{-}n$ (Junction Barrier Schottky diode, JBS-диод), в которых локальные $p\text{-}n$ -переходы перемежаются с контактами Шоттки в одном приборе. Характеристики JBS-диодов в прямом направлении ближе к характеристикам диодов Шоттки (по напряжению открывания и дифференциальному сопротивлению в открытом состоянии), а в обратном направлении – к характеристикам $p\text{-}n$ -диодов (по напряжению пробоя и предпробойным токам утечки).

Экспериментальные ВАХ диодов Шоттки на основе SiC при прямом смещении для одного из исследованных образцов приведены на рис. 5.20, а.

Была проведена теоретическая подгонка прямых ветвей ВАХ диодов Шоттки на основе SiC , измеренных в диапазоне температур от 100 до 600 К (через 20 К). В результате теоретической обработки получены следующие результаты:

– при достаточно низких температурах ВАХ $I(U)$ может быть описана одной экспонентой вида $\exp(qU/E_0)$ при изменении тока на 5–7 порядков (q – заряд электрона, I – ток, U – напряжение, E_0 – эффективная энергия активации); по мере увеличения температуры диапазон токов, описываемых одной экспонентой, сужается;

– величина E_0 слабо зависит от температуры (рис 5.20, б), как правило, уменьшаясь при повышении температуры, и лежит в диапазоне от 53 до 40 мэВ; в этом случае она является характеристической энергией туннелирования;

– зависимость предэкспоненциального множителя (т. е. тока насыщения) от температуры слабая, он растет от 10^{-11} до 10^{-7} А при изменении температуры от 100 до 350 К (рис. 5.20, в).

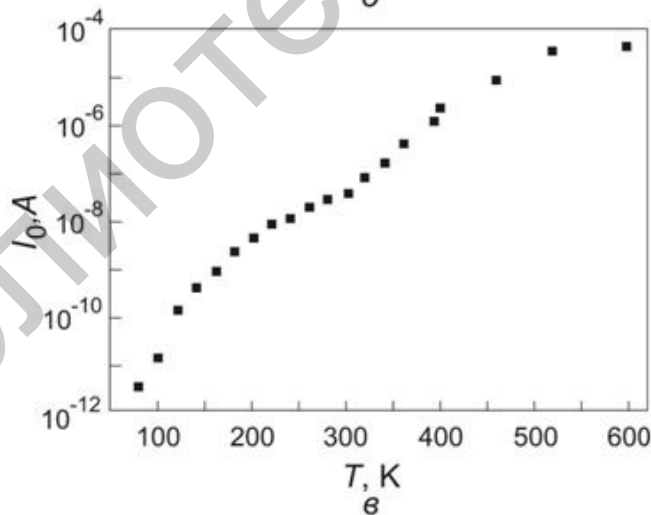
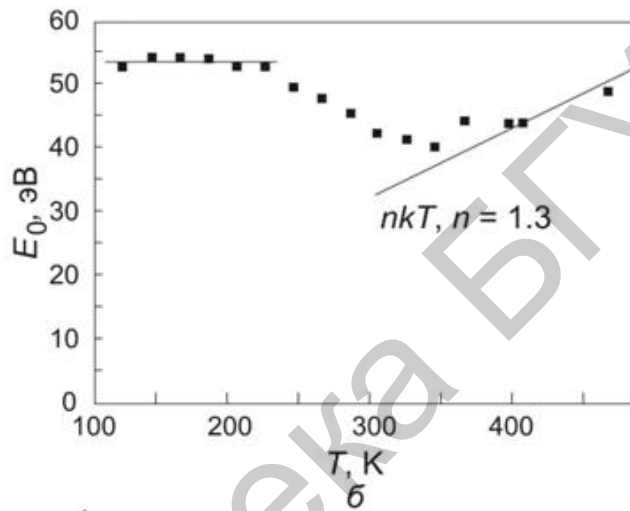
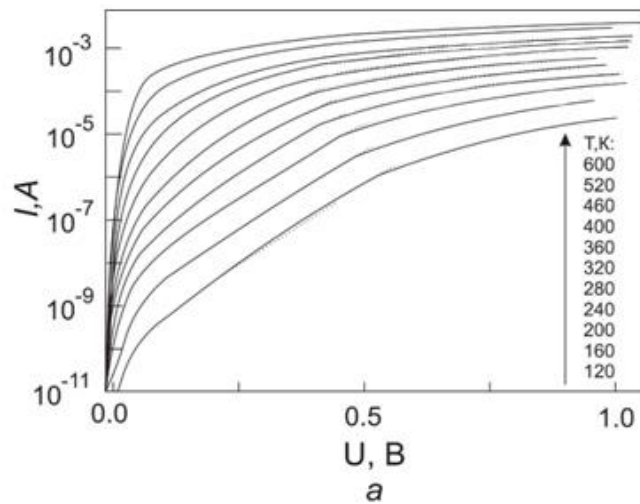


Рис. 5.20. Экспериментальные (сплошные кривые) и теоретические (штриховые) ВАХ диодов Шоттки на основе SiC при прямом смещении для одного из исследованных образцов (а), величина E_0 в зависимости от температуры (б) и зависимость предэкспоненциального множителя I_0 (тока насыщения) от температуры (в)

Все перечисленное свидетельствует в пользу того, что основной компонентой прямого тока при температурах $T \leq 400$ К является избыточно-

туннельный ток, связанный, вероятнее всего, с туннелированием по дислокациям, пересекающим ОПЗ.

При температурах от 500 до 600 К подгонка ВАХ достигается и при использовании стандартного выражения $I(U) \propto \exp(qU/nkT)$, где k – постоянная Больцмана, n – коэффициент не идеальности, лежащий в интервале между 1,2 и 1,5.

Следует отметить, что последовательное сопротивление исследованных диодов достаточно велико, особенно при низких температурах (до 10^4 Ом). По мере повышения температуры оно уменьшается (до значений $\sim 10^2$ Ом при температурах 500...600 К).

Таким образом, реализация эффективного фактора неидеальности $\sim 1,5$ при $T = 300$ К не является доказательством доминирования в токопрохождении надбарьерного механизма. Более веским доказательством является слабая температурная зависимость тока насыщения, характерная для туннельного механизма.

Более того, зависимость логарифма тока насыщения от температуры при $T \leq 400$ К для всех исследованных образцов является линейной. Это, в соответствии с теоретической моделью «дислокационного шунта» свидетельствует в пользу механизма, связанного с туннелированием по дислокациям.

Анализ обратной ветви ВАХ исследованных образцов показывает, что туннельная компонента тока преобладает и при обратном смещении практически во всем диапазоне температур.

Об этом, в частности, свидетельствует наличие на обратных ветвях ВАХ участков степенной зависимости тока от напряжения $I \propto U^m$, где $m \approx 4$.

Экспериментальная зависимость эффективной энергии E_0 от температуры при использовании одноэкспоненциальной ВАХ вида (рис. 5.20, б):

$$I = I_0 \left\{ \exp\left[\frac{q(U - IR_0)}{E_0}\right] - 1 \right\}, \quad (5.16)$$

где I – полный ток;

I_0 – ток насыщения;

R_0 – последовательное сопротивление.

Выражение для ВАХ описывает как предельный случай, когда ток определяется туннелированием (при этом $E_0 = E_t$ и не зависит или очень слабо зависит от температуры), так и предельный случай, когда ток определяется термоэлектронным процессом, т. е. $E_0 = nkT$, где E_0 – эффективная энергия активации.

Характеристическая энергия при туннелировании:

$$E_t = \frac{4\sqrt{2} \cdot qh\varepsilon}{3\pi m^{*1/2} E_g^{1/2}}, \quad (5.17)$$

где ε – напряженность электрического поля.

Как видно из рис. 5.20, б, в области низких температур (от температуры жидкого азота до температуры больше 200 К) энергия активации $E_0 = E_t$ практически не зависит от температуры и равна ~ 53 мэВ. Это область туннельного протекания тока, причем за туннелирование ответственны дислокации. В области температур от 230 до 350 К величина E_0 уменьшается с ростом температуры, при температурах больше 350 К – возрастает, а в области температур выше 400 К температурная зависимость величины E_0 описывается выражением nkT , где $n \approx 1,3$. Таким образом, при температурах выше 400 К ВАХ определяются термоактивационным механизмом. На вопрос, какой механизм протекания тока доминирует в промежуточной температурной области, позволяет ответить температурная зависимость тока насыщения I_0 , приведенная на рис. 5.20, в. Как видно из рисунка, в промежуточной температурной области от 230 до 350 К ток насыщения зависит от температуры слабо, что характерно для механизма туннелирования.

Итак, суммируя результаты исследования ВАХ в диодах Шоттки на основе n - $4H$ - SiC с большим количеством дислокаций, можно сделать вывод, что при $T \leq 400$ К токоперенос определяется туннельным прохождением тока вдоль дислокаций, пересекающих область пространственного заряда. В пользу данного вывода свидетельствуют: 1) независимость характеристической энергии туннелирования при температурах, меньших 330 К, и её слабая зависимость в диапазоне температур от 230 до 350 К; 2) слабая температурная зависимость тока насыщения в данной области температур; 3) большая величина последовательного сопротивления, определяемая малой суммарной площадью дислокационных трубок.

В JBS-диодах на $4H$ - SiC локальные p - n -переходы формируют, как правило, с помощью ионной имплантации алюминия при повышенной температуре (500 °С и более), чем достигается прецизионный контроль дозы электрически активных акцепторных примесей.

В SBD на $4H$ - SiC при большом обратном напряжении электрическое поле в плоскости металлического контакта достигает $\sim 10^6$ В/см. При таких больших полях могут возникать объемные утечки, обусловленные полевой и (или) термополевой эмиссией электронов из металла в полупроводник. Для подавления (по крайней мере частичного) такого рода утечек необходимо уменьшать электрическое поле на поверхности. В показанной на рис. 5.21 JBS-структуре это достигается за счет формирования под металлом контакта Шоттки локальных p -колец. Ширина p -колец выбирается малой, для того чтобы обеспечить по возможности максимальное отношение площади областей Шоттки к площади p -колец и минимизировать тем самым удельное сопротивление диода в открытом состоянии. Зазор между кольцами тоже делают узким, чтобы в обратном направлении области пространственного заряда от соседних p - n -переходов смыкались при напряжении на аноде, меньшем напряжения перекрытия n -базы областью пространственного заряда. В этом случае система p -колец действует

как экранирующая сетка: силовые линии поля частично замыкаются не на металле Шоттки, а на p -областях, как это показано на рис. 5.22.

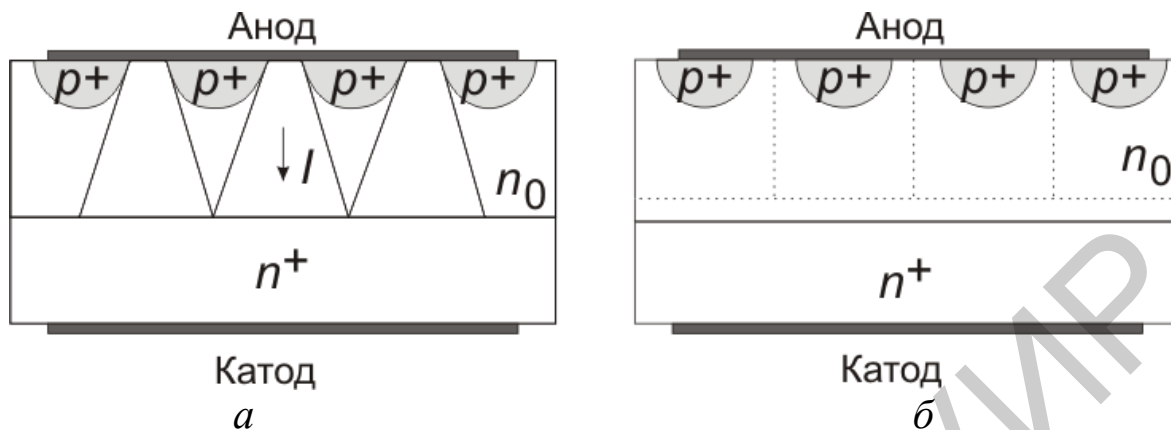


Рис. 5.21. Концепция JBS-диода:
а – прямое смещение, б – обратное смещение

Благодаря эффекту экранирования область максимального электрического поля в JBS-диоде находится, в отличие от диода Шоттки, не в плоскости металлического контакта, а несколько отодвинута от поверхности в объем. Очевидно, что чем больше глубина залегания локальных p - n -переходов и чем меньше расстояние между ними, тем сильнее должен проявляться экранирующий эффект и тем эффективнее должны подавляться токи утечки, обусловленные полевой и термополевой эмиссией.

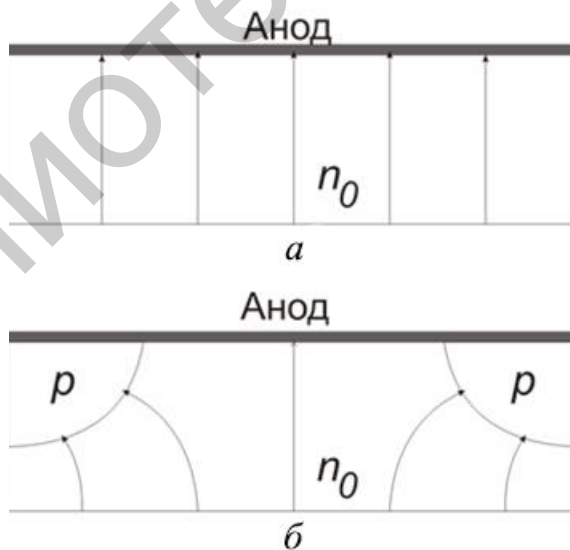


Рис. 5.22. Картина силовых линий электрического поля в базе SBD (а) и JBS-диода (б)

В $4H$ - SiC -диодах p -области с JBS-структурой обычно изготавливаются с помощью диффузии бора из имплантированного источника. Для подавления преждевременного краевого пробоя в структуре диодов часто используется охранная система из «плавающих» охранных p -колец, также формируемых

диффузией бора из имплантированного источника. Как правило, концентрация доноров в базовом n -слое $N = 9 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, толщина n -слоя $d \approx 30 \text{ мкм}$. Схематическое поперечное сечение диодного чипа показано на рис. 5.23. На поверхности базового эпитаксиального n -слоя сформирован контакт Шоттки размером $1,2 \times 1,2 \text{ мм}$ из напыленного никеля. Поверх никеля нанесен слой алюминия. На обратной стороне структуры сформирован омический контакт из напыленного и термически воженного слоя никеля. Поверх контактного металла нанесен слой серебра. JBS-структура состоит из перемежающихся p -областей и областей Шоттки в соотношении площадей 4:1 соответственно. Поверхность базового эпитаксиального n -слоя пассивирована термическим окислом SiO_2 . Чип залит силиконовым гелем.

Прямые вольт-амперные характеристики измерялись на постоянном токе и на импульсах от релаксационного генератора. Обратные ВАХ измерялись на постоянном токе с помощью DC-DC-преобразователя, а также с помощью специально сконструированного высоковольтного (до 5 кВ) характеристикографа. Характеристики обратного восстановления измерялись с помощью специально сконструированной двухключевой схемы, позволяющей переключать диоды с прямого тока в несколько ампер на обратное напряжение до 500 В.

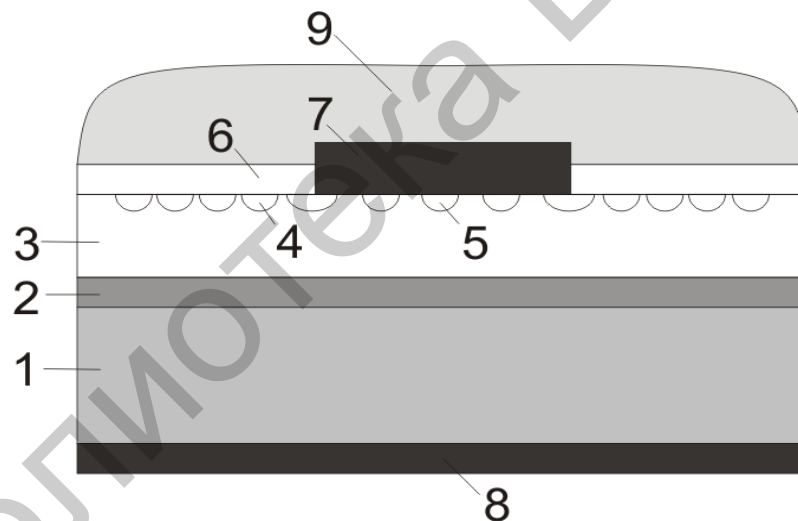


Рис. 5.23. – Схематическое поперечное сечение $4H\text{-SiC}$ -ДШ с JBS-структурой:

- 1 – подложка n -типа проводимости (удельное сопротивление $0,02 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, толщина 370 мкм);
- 2 – буферный эпитаксиальный n -слой (концентрация доноров $9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, толщина 8 мкм);
- 3 – базовый эпитаксиальный n -слой (концентрация доноров $9 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, толщина 34 мкм);
- 4 – «плавающие» охранные p -кольца; 5 – локальные p -области JBS-структуры;
- 6 – пассивирующий окисел; 7 – металл контакта Шоттки (анод);
- 8 – металл омического контакта (катод); 9 – силиконовый гель

Прямые ВАХ. На рис. 5.24 точками показана типичная прямая ВАХ диода, находящегося в открытом состоянии. Измерения проводились на импульсах длительностью 2 мкс с частотой повторения 2 Гц при комнатной температуре. Как видно, напряжение открывания диода составляет около $0,8 \text{ В}$, а дифференциальное сопротивление в открытом состоянии $R_s = 2,2 \text{ Ом}$ ($r_s = 32 \text{ мОм}\cdot\text{см}^2$).

Это сопротивление включает в себя сопротивление эпитаксиальной n -базы, сопротивление подложки и сопротивление омического контакта к подложке. Расчетное сопротивление эпитаксиального n -слоя составляет $28 \text{ мОм} \cdot \text{см}^2$:

$$r_n = \frac{d}{q \cdot n \cdot \mu}, \quad (5.18)$$

где $n = 9 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ – концентрация доноров в n -слое;
 $\mu = 850 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ – подвижность электронов в n -слое;
 $d = 34 \text{ мкм}$ – толщина n -слоя).

Таким образом, сопротивление диода в открытом состоянии по сути задается сопротивлением эпитаксиального n -слоя.

На рис. 5.24 точками показана прямая ВАХ, измеренная на постоянном токе в диапазоне $10^{-11} \dots 10^{-1} \text{ А}$. В диапазоне токов $10^{-11} \dots 10^{-3} \text{ А}$ ВАХ представляет собой экспоненциальную зависимость тока I от напряжения U . При дальнейшем увеличении тока дифференциальное сопротивление диода сравнивается с последовательным сопротивлением R_s , и ВАХ отклоняется от экспоненциальной.

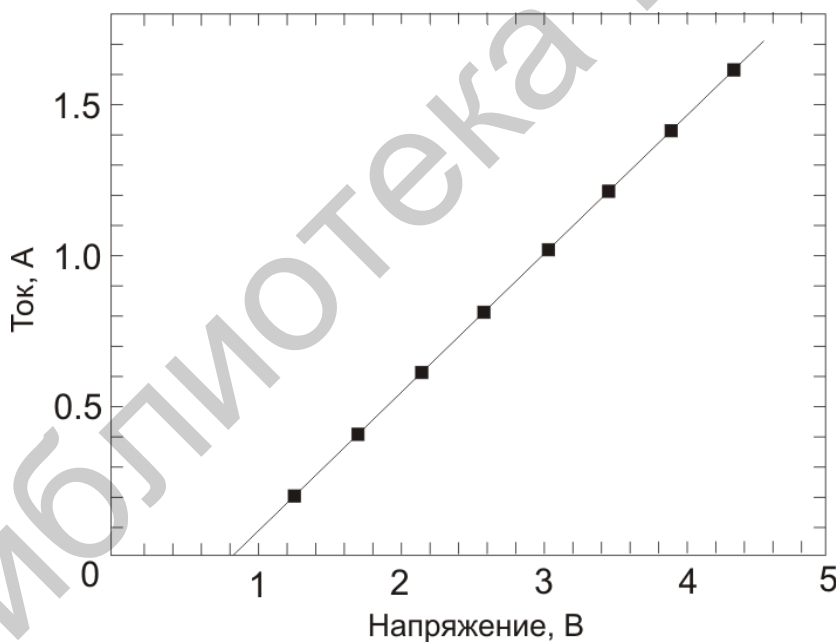


Рис. 5.24. Импульсная прямая ВАХ JBS-диода, находящегося в открытом состоянии

На рис. 5.25 сплошной линией показана ВАХ, полученная аппроксимацией экспериментальных данных по модели термоэлектронной эмиссии из полупроводника в металл с учетом влияния последовательного сопротивления диода R_s :

$$I = S_{\text{ш}} \cdot A^* \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{q\phi_{\text{Б}}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU_{\text{ш}}}{nkT}\right), \quad (5.19, \text{a})$$

$$U = U_{\text{ш}} + IR_s, \quad (5.19,б)$$

где $S_{\text{ш}}$ – суммарная площадь областей Шоттки ($S_{\text{ш}} = 1,15 \text{ см}^2$);
 A^* – эффективная константа Ричардсона ($A^* = 35 \text{ А}/(\text{см}^2 \cdot \text{К}^2)$);
 $q_{\text{Ф}_b}$ – высота барьера Шоттки ($q_{\text{Ф}_b} = 1,16 \text{ эВ}$);
 $U_{\text{ш}}$ – падение напряжения на обеденном слое контакта Шоттки,;
 k – постоянная Больцмана;
 T – абсолютная температура;
 n – фактор идеальности ($n = 1,01$).

Обратные ВАХ. Изготовленные из 4H-SiC JBS-диоды оказались способными блокировать обратное напряжение по меньшей мере 3,3 кВ, так как при напряжении 3,3 кВ заметного обратного тока ещё нет.

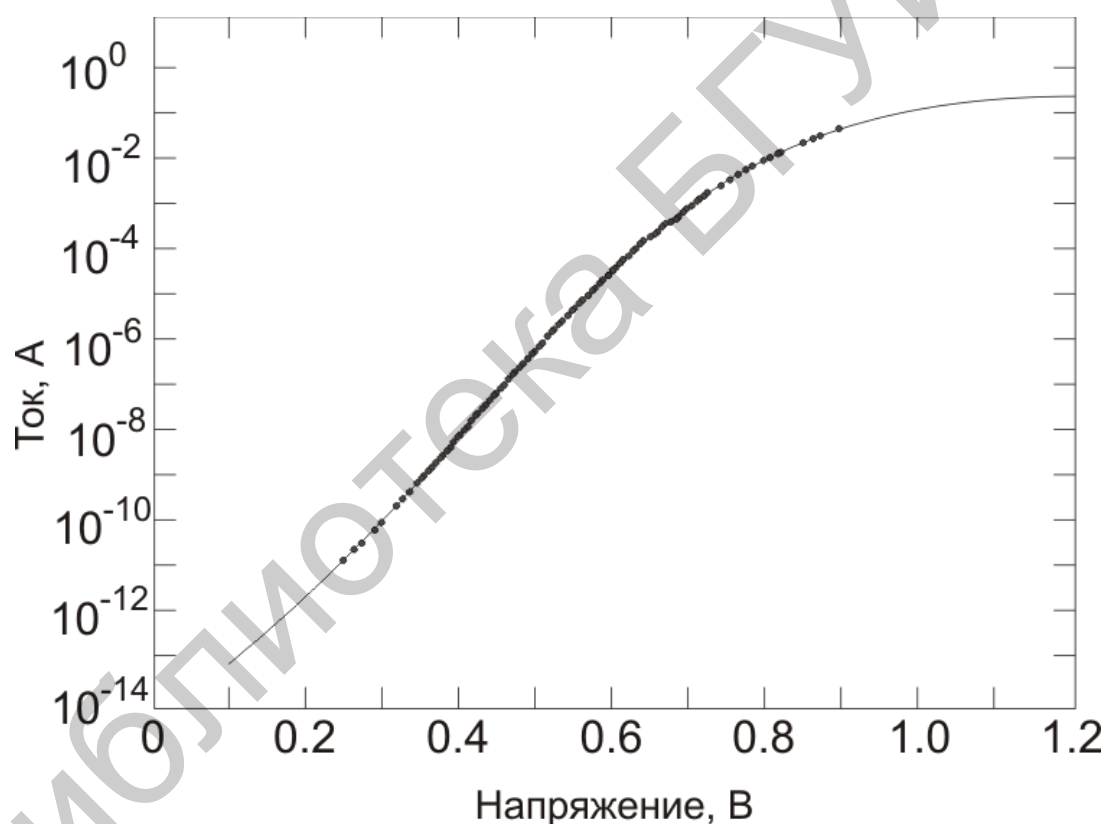


Рис. 5.25. Прямая ВАХ JBS-диода из 4H-SiC :

точки – эксперимент; сплошная линия – аппроксимация по формулам (5.19,а) и (5.19,б)

На рис. 5.26 показаны обратные ВАХ трех диодов, измеренные на постоянном токе при напряжениях до 3,3 кВ в диапазоне токов от долей наноампера до нескольких микроампер. Как видно, во всех случаях при обратном напряжении $U_{\text{обр}} = 3,3 \text{ кВ}$ ток утечки составляет $\sim 1 \text{ мкА}$. Однако вид обратных ВАХ для измеренных диодов оказался различным. Весьма примечательно то, что ВАХ могут пересекаться. Например, в диоде 2 при $U_{\text{обр}} = 1 \text{ кВ}$ ток утечки по меньшей мере на полтора порядка больше по сравнению с диодом 1, однако

при увеличении напряжения эта разница нивелируется, и при $U_{обр} = 3,3$ кВ утечка в диоде 2 становится уже в 2 раза меньше.

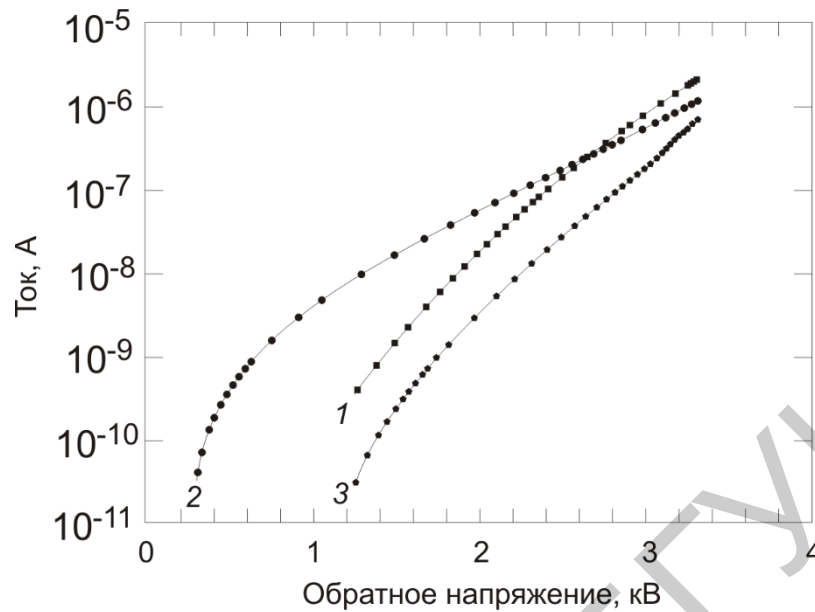


Рис. 5.27. Обратные ВАХ трех JBS-диодов из $4H-SiC$

Такое поведение диодов свидетельствует о том, что механизм утечки связан с дефектами кристаллической структуры полупроводника, в частности с дислокациями. Согласно предложенной модели с механизмом утечки с участием дислокаций, ток протекает по механизму тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ) за счет монополярной инжекции электронов из точечных областей, находящихся в пределах шоттки-металла (там, где проникающие дислокации выходят на поверхность) в ОПЗ полупроводника. В местах выхода дислокаций на поверхность энергетический барьер для электронов, покидающих металл, может быть понижен и отодвинут от поверхности полупроводника в его объем на некоторое расстояние. Как следствие, в приповерхностной области полупроводника образуется точечный «резервуар» электронов. Прикладывание отрицательного потенциала к металлу вызывает монополярную инжекцию электронов из такого наномасштабного резервуара в ОПЗ полупроводника и протекание тока по механизму ТОПЗ. В формировании ВАХ исключительно важную роль играют ловушки захвата электронов. Дело в том, что все ловушки в ОПЗ первоначально опустошены и легко могут захватывать инжектированные электроны. В этом случае только часть инжектируемых в ОПЗ электронов создает ток проводимости. Очевидно, что при описанном механизме протекания обратного тока вид ВАХ может сложным образом зависеть от того, сколько дислокаций находится в пределах площади чипа, какова концентрация ловушек, окружающих дислокацию и т. п.

С практической точки зрения важным является то, что при обратном напряжении 3,3 кВ режим ударной ионизации еще не достигается как в объеме, так и на периферии диодов.

5.6. Сравнительный анализ электрических параметров SBD и JBS-диодов

На рис. 5.28 показаны типичные прямые и обратные вольт-амперные характеристики изготовленных SBD и JBS-диодов на основе $4H-SiC$ при комнатной температуре.

При малых токах прямые ВАХ SBD и JBS-диодов экспоненциальны и довольно близки к друг к другу, т. е. в JBS-структуре ток протекает через области Шоттки. Эффективная высота барьера Шоттки составляет $\sim 1,5$ эВ, а фактор неидеальности $\sim 1,1$. Эти значения немного изменялись от контакта к контакту из-за неоднородности высоты барьера в пределах площади контакта.

При обратном смещении ток утечки на уровне 1 нА в SBD появлялся при напряжении ~ 600 В. Ток возрастал на порядок при приращении напряжения приблизительно на 150 В. Такой экспоненциальный характер роста тока, а также относительно слабая его температурная зависимость дали основание полагать, что механизм утечки связан с туннелированием. Аналогичный экспоненциальный характер обратной ВАХ наблюдался и для JBS-диодов с той разницей, что ток утечки на уровне 1 нА появлялся при существенно большем напряжении ~ 1000 В. По сравнению с SBD токи утечки в JBS-диодах при одном и том же обратном напряжении уменьшались в среднем в 200 раз, и вплоть до пробоя при напряжении 1750 В обратный ток не превышал 10 мкА.

Появление в структуре JBS-диода $p-n$ -переходов потенциально может затягивать время обратного восстановления, поскольку в прямом направлении $p-n$ -переход может инжектировать в n -базу неосновные носители – дырки. На рис. 5.29 приведены осциллограммы, показывающие процесс восстановления обратного сопротивления SBD и JBS-диодов после пропускания прямого тока (плотность тока 700 А/см², падение напряжения 5,5 и 12 В соответственно) и переключения в обратное направление (обратное напряжение 300 В). Как видно, оба диода восстанавливаются одинаково быстро, приблизительно за 4 нс. Заряд обратного восстановления диодов, 0,3 нКл численно равен заряду основных носителей, выносимых из базовой области при переключении. Таким образом, обратный ток – емкостной, и инжекция из p -областей отсутствует, что является следствием малой концентрации дырок в легированной бором p -области.

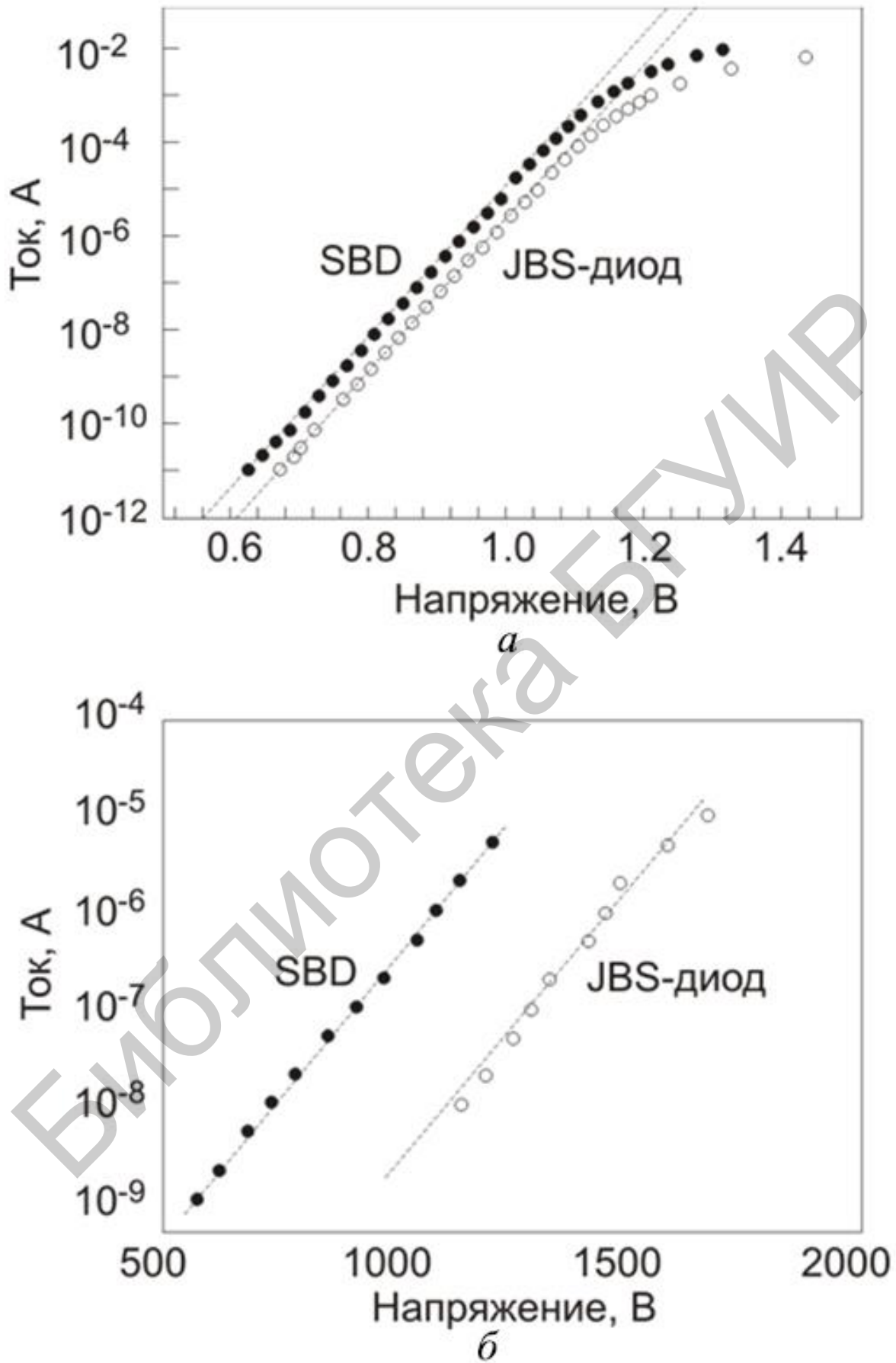
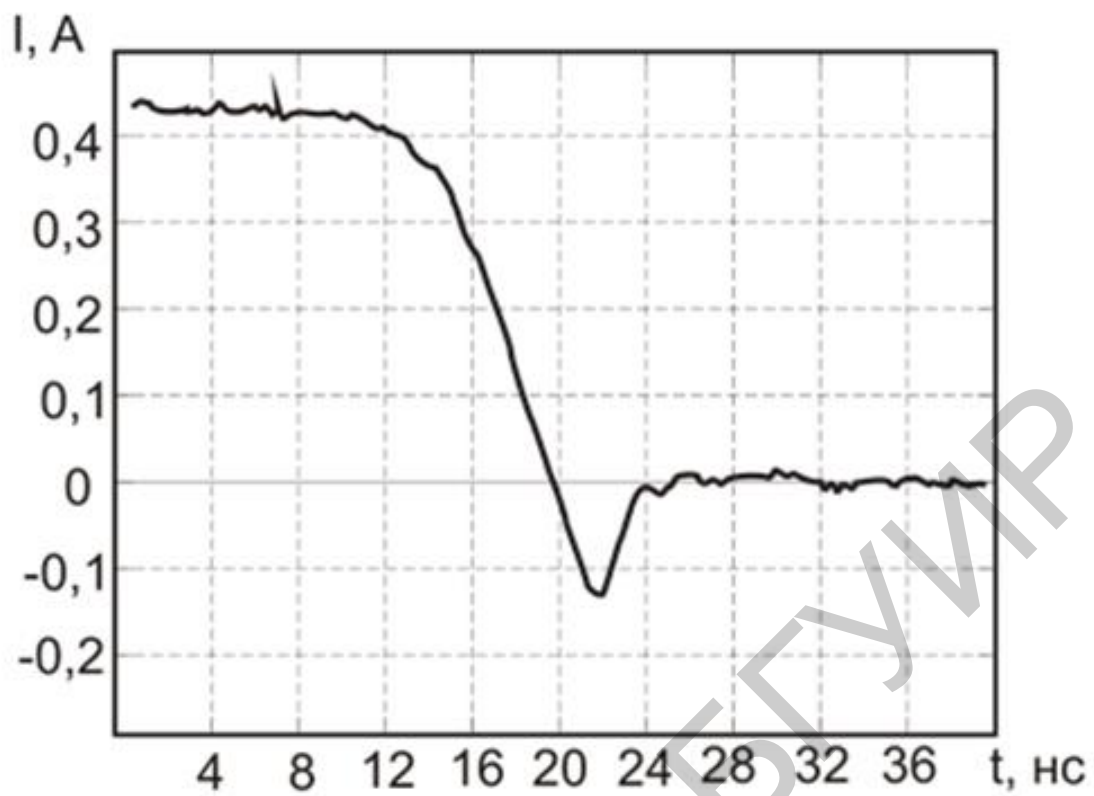
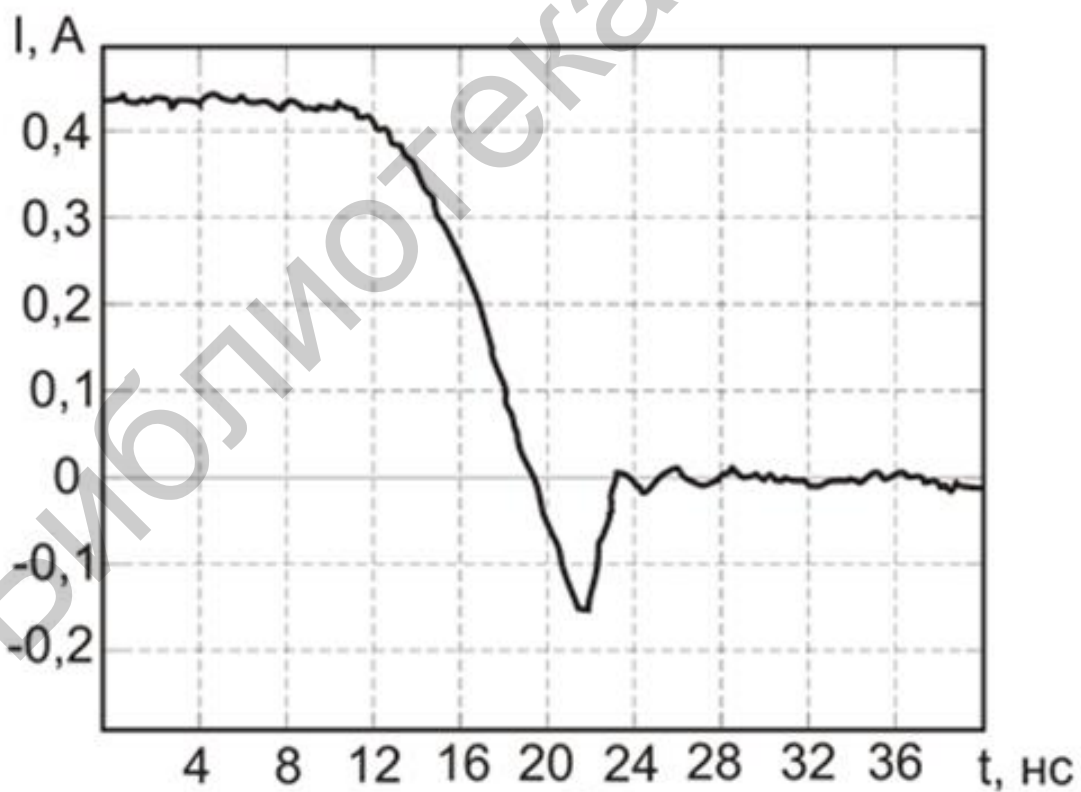


Рис. 5.28. Прямые (а) и обратные (б) ВАХ SBD и JBS-диодов



a



б

Рис. 5.29. Характеристики обратного восстановления SBD (*a*) и JBS-диодов (*б*).
(прямой ток 0,5 А, обратное напряжение 300 В)

ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ

БВД – быстросовстонавливающийся диод
БГТ – гетеропереходный биполярный транзистор
БПТ – биполярный транзистор
ВАХ – вольт-амперная характеристика
ГПТ – гетеропереходный полевой транзистор
ДШ – диод Шоттки
ДЭГ – двумерный электронный газ
КМОП – комплементарная структура металл-оксид-полупроводник
КТ – канальный транзистор
МДП – структура металл-диэлектрик-полупроводник транзистор
МОПТ – структура металл-оксид-полупроводник транзистор
ННЗ – неравновесные носители заряда
ОК – омический контакт
ОПЗ – область пространственного заряда
ОЭ – общий эмиттер
МЛЭ – молекулярно-лучевая эпитаксия
ПТ – полевой транзистор
ПТУП – полевой транзистор с управляющим *p-n*-переходом
ПТШ – полевой транзистор с затвором Шоттки
ТОПЗ – токи ограниченные пространственным зарядом
ЭДР – электронно-дырочное рассеяние
ЭДС – электродвижущая сила
CVD – химическое осаждение из газовой фазы
HEMT – гетерополевой транзистор с высокой подвижностью электронов
SBD – диод с барьером Шоттки (Schottky Barrier Diode)
ИМС – интегральная микросхема
МОС – метод газофазной эпитаксии с применением металлоорганических соединений
JBS – интегрированный транзистор с диодом Шоттки (Junction Barrier Schottky)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Sheng S.U. Semiconductor physical electronics/ Second edition / S.U. Sheng – Springer, 2006.
- 2 Mumina T. The early history of the high electron mobility transistor (HEMT) / T. Mumina – IEE transactions microwave theory.
- 3 Gate control of terahertz transistor emission frequency El. Fatuny at all / J. Appl.Phys. v107.
- 4 Белоус А., Солодуха В. Космическая электроника, книга 2.
- 5 Мослолюк В.А. и др. Свурхбыстродействующие приборы электроники / В.А. Мослолюк – НТУИ 'КПИ', 2012г.
- 6 Полищук А. Полупроводниковые приборы на основе карбида кремния – настоящее и будущее силовой электроники.
- 7 Лебедев А., Сбруев С. SiC Электроника: прошлое, настоящее и будущее / А. Лебедев, С. Сбруев – Электроника, выпуск 5, 2006г.
- 8 Колосницын Б.С. Мощные и СВЧ полупроводниковые приборы / Б.С. Колосницын – Минск, БГУИР, 2008г.
- 9 Сираев И.В. и др. Проблема создания высокотемпературных полупроводниковых приборов на карбиде кремния / И.В. Сираев – Международный журнал экспериментального образования.
- 10 Дашкин В.Н. и др. Мощные высокотемпературные и радиационно-стойкие СВЧ приборы нового поколения на широкозонных гетеропереходных структурах AlGaN/GaN / В.Н. Дашкин – Обзоры по электронной технике. Серия 1. СВЧ техника, выпуск 2, 2001г.

Учебное издание

Колосницын Борис Сергеевич

Гранько Сергей Владимирович

**ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ**

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ
ПОСОБИЕ

Редактор *А.К. Петрашкевич*

Корректор

Компьютерная правка, оригинал-макет

Подписано в печать 00.00.0000. Формат 60x84 1/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».
Отпечатано на ризографе. Усл. печ. л. . Уч.-изд. л. . Тираж 50 экз. Заказ 65.

Издатель и полиграфическое исполнение: учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники».

Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
Распространителя печатных изданий №2/113 от 07.04.2014, №3/615 от 07.04.2014,
№2/113 от 07.04.2014, №3/615 от 07.04.2014.

ЛП №02330/264 от 14.04.2014
220013, Минск, П. Бровки 6