

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

Факультет радиотехники и электроники

Кафедра микро- и наноэлектроники

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОСХЕМ

В двух частях

Часть 2

Б. С. Колосницын, Д. Б. Мигас

МОЩНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

*Допущено Министерством образования Республики Беларусь в качестве
учебного пособия для студентов учреждений высшего образования
по специальности «Микро- и наноэлектронные технологии и системы»*

Минск БГУИР 2016

УДК 621.382+621.3.049.77(075.8)

ББК 32.852+32.844.1я73

П53

Р е ц е н з е н т ы:

кафедра физики полупроводников и наноэлектроники
Белорусского государственного университета
(протокол №6 от 21.12.2015);

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

Полупроводниковые приборы и элементы интегральных микросхем.
П53 В 2 ч. Ч. 2 : Мощные полупроводниковые приборы : учеб. пособие /
Б. С. Колосницын, Д. Б. Мигас. – Минск : БГУИР, 2016. – 158 с. : ил.
ISBN 978-985-543-204-4 (ч. 2).

В учебном пособии приводится подробный сравнительный анализ электрических характеристик различных приборов силовой электроники: тиристоров, биполярных и полевых транзисторов, с изолированным затвором. Рассматриваются электрические и конструктивные параметры гетеробиполярных и гетерополевых транзисторов на основе различных полупроводниковых материалов. Анализируются возможные потери мощности в КМОП ИМС в статическом и динамическом режимах ее работы и пути их минимизации. Приводится сравнительный анализ электрических параметров диодов Шоттки на основе кремния, арсенида галлия и карбида кремния. Учебное пособие может быть полезно магистрантам.

Часть 1 издана в БГУИР в 2016 году (авторы: Б. С. Колосницын, Н. В. Гапоненко).

УДК 621.382+621.3.049.77(075.8)
ББК 32.852+32.844.1я73

ISBN 978-985-543-204-4 (ч. 2)
ISBN 978-985-543-137-5

© Колосницын Б. С., Мигас Д. Б., 2016
© УО «Белорусский государственный
университет информатики
и радиоэлектроники», 2016

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	6
ГЛАВА 1 ЭВОЛЮЦИЯ СИЛОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ	7
ГЛАВА 2 МОЩНЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	12
2.1 Структуры транзисторов	12
2.2 Свойства полупроводников с высокой концентрацией носителей заряда.....	13
2.3 Влияние высокого уровня легирования на коэффициент усиления по току	17
2.4 Расширение базы при высоких плотностях эмиттерного тока.....	18
2.5 Методы увеличения коэффициента усиления по току.....	22
2.6 Частотные свойства мощных транзисторов	24
2.7 Тепловые свойства транзистора.....	26
2.8 Мощные биполярные СВЧ транзисторы	28
2.8.1 Общие сведения.....	28
2.8.2 Электрофизические характеристики различных областей транзисторной структуры.....	30
2.8.3 Типы транзисторных структур.....	32
2.8.4 Основы проектирования активных областей транзистора	37
2.8.5 Конструкции корпусов.....	42
2.9 Гетеропереходные биполярные транзисторы.....	43
2.9.1 Общие сведения.....	43
2.9.2 Термоэлектронная диффузионная модель.....	48
2.9.3 Типы гетеробиполярных транзисторов.....	50
2.9.4 Сравнение достигнутых результатов с теоретическими оценками ..	54
ГЛАВА 3 МОП ТРАНЗИСТОРНЫЕ СТРУКТУРЫ.....	59
3.1 МОПТ как усилитель мощности.....	59
3.2 Мощный МОПТ как ключевой элемент	60
3.3 Влияние температуры на параметры и характеристики МОПТ.....	62
3.4 Геометрия и сравнительный анализ мощных МОПТ	63
3.5 Пороговое напряжение, проводимость и крутизна МОПТ с двойной диффузией	66
3.6 Сопротивление сток – исток открытого мощного МОПТ	70
3.6.1 Сопротивление ГДМОПТ в проводящем состоянии.....	70
3.6.2 Сопротивление ВДМОПТ в проводящем состоянии	73
3.6.3 Сопротивление УМОПТ в проводящем состоянии	75
3.7 Мощные СВЧ МОПТ	77
3.8 Основы проектирования активной области мощного СВЧ МОПТ	79
3.9 СВЧ гетеропереходные полевые транзисторы.....	82
3.9.1 Гетеропереходы на основе $GaAs$	82
3.9.2 Двухмерный электронный газ-канал в гетерополевом транзисторе....	85

3.9.3	Устройство и принцип действия.....	88
3.9.4	Пороговое напряжение	89
3.9.5	Вольт-амперные характеристики.....	91
3.9.6	Частотные свойства.....	93
3.10	Полевой транзистор на <i>AlGaN/GaN</i> -гетероструктуре	94
3.10.1	Конструктивно- технологические проблемы создания реального прибора.....	94
3.10.2	Вольт-амперная характеристика транзистора	96
ГЛАВА 4 БИПОЛЯРНЫЙ ТРАНЗИСТОР С ИЗОЛИРОВАННЫМ ЗАТВОРОМ.....		98
4.1	Целесообразность создания биполярного транзистора с изолированным затвором.....	98
4.2	Структура биполярного транзистора с изолированным затвором.....	99
4.3	Принцип работы БТИЗ.....	102
4.4	Основные параметры	104
4.5	Статические вольт-амперные характеристики.....	104
4.6	Частотные характеристики транзистора	106
4.7	Нежелательные эффекты и методы борьбы с ними.....	110
ГЛАВА 5 ТИРИСТОРЫ.....		113
5.1	Физика работы тиристоров.....	113
5.1.1	Диодные тиристоры	113
5.1.2	Структура и принцип действия.....	113
5.1.3	Закрытое состояние.....	116
5.1.4	Условие переключения тиристора.....	117
5.1.5	Открытое состояние	118
5.1.6	Диодный тиристор с зашунтированным эмиттерным переходом ...	119
5.2	Разновидности тиристоров	120
5.2.1	Триодные тиристоры.....	120
5.2.2	Тиристоры, проводящие в обратном направлении	124
5.2.3	Симметричные тиристоры.....	126
5.3	Способы управления тиристорами	127
5.3.1	Включение тиристоров	127
5.3.2	Выключение тиристоров	131
ГЛАВА 6 ДИОДЫ СВЧ ДИАПАЗОНА		134
6.1	Туннельный и обращенный диоды.....	134
6.1.1	Принцип действия и ВАХ туннельного диода.....	134
6.1.2	Зависимости тока туннельного диода от температуры	138
6.2	Варактор (варикап).....	140
6.2.1	Структура и принцип действия.....	140
6.2.2	Основные параметры	142
6.3	Диод Шоттки.....	144
6.3.1	Общие сведения.....	144
6.3.2	Вольт-амперная характеристика диода Шоттки	146
6.3.3	Области применения диодов Шоттки	148

6.3.4	Ток неосновных носителей в диоде Шоттки.....	149
6.3.5	Частотные ограничения диода Шоттки	152
6.3.6	Сравнительный анализ функционирования диода Шоттки и диода на <i>p-n</i> -переходе.....	153
6.3.7	Типы диодов Шоттки.....	154
ЛИТЕРАТУРА.....		157

Библиотека БГУИР

ПРЕДИСЛОВИЕ

Учебное пособие «Полупроводниковые приборы и элементы интегральных микросхем» состоит из двух частей. Предлагаемое издание «Мощные полупроводниковые приборы» является второй его частью. Пособие содержит в себе 6 глав, в которых описывается физика работы, параметры и конструкции биполярных и полевых транзисторов, СВЧ полупроводниковых диодов и существующих разновидностей тиристоров.

Особое внимание уделяется совершенствованию и разработке мощных биполярных и МОП транзисторов, работающих как переключатели электрического тока. Такие приборы при незначительных внутренних потерях могут управлять огромными мощностями, подводимыми к нагрузке, что открывает широкие перспективы для их применения в различных областях техники, где требуется высокоэффективное регулирование режимов работы потребителя.

В результате совершенствования силовых полупроводниковых приборов непрерывно улучшаются их статические и динамические параметры, расширяется диапазон допустимых рабочих температур, улучшаются частотные свойства и т. д.

Большое внимание уделено гетеропереходным биполярным и полевым транзисторам. Авторы провели сравнительный анализ электрических параметров мощных биполярных и полевых транзисторов с учетом областей их применения. В учебном пособии приводятся прогнозируемые и реально полученные электрические параметры гетеропереходных полярных транзисторов.

Среди мощных транзисторных структур большое внимание авторы уделили биполярным транзисторам с изолированным затвором как наиболее удачной структуре мощных транзисторов, в которых сочетается наиболее разумное решение процесса усиления: управление с пониженным энергопотреблением из МОП транзисторов и силовая часть биполярного транзистора. Приводятся возможные конструкции приборов, анализируются его физические и эквивалентные схемы с учетом нагревательных элементов.

При рассмотрении СВЧ полупроводниковых диодов особое внимание уделено додам Шоттки, которые в настоящее время широко используются как в силовой, так и в СВЧ электронике. Приводится сравнительный анализ электрических параметров диодов Шоттки на основе кремния, арсенида галлия и карбида кремния.

ГЛАВА 1 ЭВОЛЮЦИЯ СИЛОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Мощные полупроводниковые приборы являются теми компонентами, которые определяют эффективность, габариты и стоимость электронных систем для управления энергией. Быстро увеличивающаяся потребность в контролируемых силовых электронных системах стимулирует исследования новых материалов, структур и топологий для таких приборов. Современные мощные приборы неизменно изготавливаются с использованием кремния как основного материала. Среди перспективных полупроводниковых материалов наибольшее внимание привлекают карбид кремния, арсенид галлия и нитрид галлия (таблица 1.1).

Таблица 1.1 – Сравнительные характеристики полупроводниковых материалов и электрических параметров ультрабыстрых диодов на *Si*, *GaAs*, *SiC* и *GaN* при 300 К

Свойство	<i>Si</i>	<i>GaAs</i> (<i>p-i-n</i>)	4H – <i>SiC</i>	<i>GaN</i>
Ширина запрещенной зоны, эВ	1,12	1,43	3,26	3,45
Диэлектрическая проницаемость	11,9	13,1	10,1	9
Критическая напряженность электрического поля, кВ/см	300	455	2200	2000
Подвижность электронов, см ² /(В·с)	1500	10 000	900	1000
Подвижность дырок, см ² /(В·с)	600	400	115	850
Коэффициент теплопроводности, Вт/(см·К)	1,5	0,46	4,9	1,3
Скорость дрейфа электронов в режиме насыщения, 10 ⁷ см/с	1	1,5	2	2,2
Предельная рабочая температура <i>p-n</i> -перехода T_n , °С	+175	+260...+300	+175...+200	+200
Отсечка прямого напряжения <i>p-n</i> -перехода, В	≈0,6	1,05	2,8	2,9
Прямое падение напряжения $U_{пр}$, В	1,5	1,8	1,5	1,6
Время восстановления обратного сопротивления $\tau_{восст}$, нс ($I_{пр} = 8$ А, $U_{обр} = 600$ В)	40	22	10 (ДБШ)	30 (<i>GaN/Si</i>)

Примечание – ДБШ – диод с барьером Шоттки.

Во всех современных зарубежных и отечественных публикациях по силовой электронике предпочтение отдается *SiC* и *GaN* как материалам, значитель-

но превосходящим по своим физическим параметрам Si и $GaAs$. На первый взгляд, это логично, а именно:

- удельное сопротивление приборов в открытом состоянии на порядок меньше;
- радиационная стойкость очень высокая;
- теплопроводность, особенно у SiC , исключительно высокая;
- обратные токи – почти нулевые (ширина запрещенной зоны);
- накопленные заряды – сверхмалые;
- высокое быстродействие.

Необходимо отметить, что силовые приборы на $Si, GaAs, SiC$ создаются либо на монокристаллах, либо на базовых гомоэпитаксиальных слоях, т. е. в качестве подложек используется «родной» кристалл, в то время как качественных коммерческих монокристаллических подложек пока нет. Выращивание эпитаксиальных структур на монокристаллических подложках SiC и Si осложняется кристаллографическими несоответствиями на границе раздела двух полупроводников, что приводит к механическим напряжениям и высокой дефектности структур, следовательно, и к их высокой стоимости.

При проектировании мощных приборов и технологических процессов их изготовления ученые ведут поиск новых разработок для совершенного полупроводникового переключателя, определяемого следующими отличительными знаками:

1. Очень низкие потери управления: переключатель имеет высокий входной импеданс, так что управляющий ток бесконечно мал. Кроме того, управляющая схема проста и дешева.

2. Незначительные потери в состоянии «включено» или прямой проводимости: падение прямого напряжения при рабочем токе равно нулю. Кроме того, плотность рабочего тока велика, что делает чип малым по размеру и рентабельным для данной токонесущей мощности.

3. Минимальные потери в состоянии «выключено» или обратного запираания: бесконечно большое обратное запирающее напряжение вместе с нулевым током утечки, даже когда прибор работает при повышенных температурах.

4. Чрезвычайно низкие потери переключения: длительности как включения, так и выключения почти равны нулю. Для систем постоянного тока (длительность периода приближается к бесконечности) и низкочастотных применений (период значительный, но конечный) эти потери очень малы, поскольку времена переключения намного меньше, чем длительность соответствующего периода.

В настоящее время в применениях, где не требуется способность к управляемому запираанию, тиристоры и приборы с наиболее высокой плотностью мощности являются основополагающими компонентами силовой электроники, имеющими высокие прямые токи величиной ~ 3500 А при прямом падении напряжения < 2 В и выдерживающими ≥ 6000 В в обратном (запирающем) направлении. Тиристоры долго были единственными приборами, удовлетворя-

ющими мегаваттному диапазону мощностей, пригодными в таких номиналах, как 12 кВ/1,5 кА, 7,5 кВ/1,65 кА, 6,5 кВ/2,65 кА и т. д. В применениях, где ток нагрузки как включается, так и выключается входным сигналом, широко используются мощные биполярные транзисторы (БПТ).

На мировом рынке представлены тысячи типов номиналов высоковольтных биполярных кремниевых транзисторов, от единиц ампер до килоампер, с напряжениями до 2 кВ и выше. В стандартных диапазонах до 200 В, 1200 В и 1500 В кремниевые БПТ демонстрируют время спада соответственно до 50 нс, 0,12 мкс и 0,2 мкс. Но большие времена рассасывания неосновных носителей (~1,2...1,5 мкс) допускают реализацию эффективных преобразователей на частоты не более 50 кГц.

Модульные двойные или тройные пары Дарлингтона (пара Дарлингтона – составной транзистор с объединенными коллекторами, включенный по схеме база – эмиттер) (1200 В, 800 А) используются в конвертерах с частотой переключения до нескольких килогерц. Хотя биполярные транзисторы имеют время выключения <1 мкс, они требуют очень высокого управляющего базового тока как во включенном состоянии, так и во время выключения.

Другими приборами, подходящими для систем с управляющим электродом, являются мощные кремниевые металл-оксид-полупроводник-транзисторы (МОПТ): с V-образной канавкой (VМОП), горизонтальные с двойной диффузией ГДМОП и особенно вертикальные с двойной диффузией ВДМОП и *COOL – MOS*, которые закрывают диапазон 200...1500 В. Приборы имеют частоты переключения ~100 кГц с временами включения и выключения менее 100 нс. Высокая скорость переключения, легкость управления, широкая область устойчивой работы и способность выдерживать высокие скорости нарастания прямого напряжения (dV/dt) делают их логическим выбором силовой схемотехники. Однако они работают с униполярной проводимостью, поэтому их сопротивление в открытом (включенном) состоянии сильно возрастает при увеличении напряжения исток – сток.

Тем не менее на пороге МОПТ – совсем другой класс приборов, со значениями сопротивления сток – исток открытого транзистора на порядок ниже, чем у кремниевых МОПТ. Это уже революция в области мощных приборов с МОП управлением.

В настоящее время показана возможность работы 1200-В-МОПТ на частотах вплоть до 1 МГц при мощности 1,2 кВт.

Особенности, преимущество и недостатки мощных биполярных и МОПТ структур приведены в таблице 1.2.

В отдельную группу нужно выделить биполярные транзисторы с изолированным затвором (БТИЗ, IGBT), которые сочетают в себе как достоинства МОПТ – малые мощности управления, так и достоинства БПТ – малое сопротивление открытого прибора (см. главу 4).

Таблица 1.2 – Особенности, преимущества и недостатки МОП и биполярных транзисторов

МОП транзисторы	Биполярные транзисторы
Особенности:	Особенности:
Однозарядный прибор	Двухзарядный прибор
Работает дрейфом основных носителей	Работает диффузией неосновных носителей
Управляется напряжением	Управляется током
Ток стока определяется шириной канала	Ток коллектора определяется длиной и площадью эмиттера
Более высокое пробивное напряжение достигается использованием слаболегированной области стока	Более высокое пробивное напряжение требует слаболегированной области коллектора
Плотность тока для данного падения напряжения высокая при низких напряжениях и низкая при высоких напряжениях	Плотность тока для данного падения напряжения средняя, и существует трудность со скоростью переключения
Квадратичные вольт-амперные характеристики при низких токах и линейные $I \dots V$ при высоких токах	Экспоненциальные $I \dots V$ характеристики
Отрицательный температурный коэффициент тока стока	Положительный температурный коэффициент тока коллектора
Нет накопления заряда	Накопление заряда в базе и коллекторе
Высокий входной импеданс $Z \sim 10^9 \dots 10^{11} \Omega$	Низкий входной импеданс $Z \sim 10^3 \dots 10^5 \Omega$
Минимальная управляющая мощность. На затворе не требуется никакого постоянного тока	Высокая управляющая мощность. На базе постоянно требуется постоянный ток
Простая управляющая схема	Сложная управляющая схема, т. к. требуются большие положительные и отрицательные токи
Более линейное функционирование и меньше гармоник	Больше интермодуляционных и перекрестных составляющих
Приборы легко могут быть соединены параллельно	Приборы не могут быть легко соединены параллельно
Нет теплового убегания	Склонны к тепловому убеганию
Менее восприимчивы к вторичным пробоям	Уязвимы к вторичным пробоям
Максимальная рабочая температура 200 °С	Максимальная рабочая температура 150 °С

МОП транзисторы	Биполярные транзисторы
Преимущества:	Недостатки:
Очень низкие потери переключения	Потери переключения от средних до высоких в зависимости от компромисса с потерями проводимости
Высокая скорость переключения, которая меньше чувствительна к температуре	Более низкая скорость переключения, которая больше чувствительна к температуре
Недостатки:	Преимущества:
Высокое сопротивление включения	Низкое сопротивление включения
Низкая активная межэлектродная проводимость	Высокая активная межэлектродная проводимость

Библиотека БГУИР

ГЛАВА 2 МОЩНЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

2.1 Структуры транзисторов

Одна из немногих структур мощных биполярных транзисторов, реализующая бездрейфовый тип транзистора, – это транзистор с одноразовой диффузией, в котором n^+ -эмиттер и n^+ -коллектор получены одновременной диффузией в однородно легированный p -кремний (рисунок 2.1).

Эту структуру целесообразно применять в мощных низковольтных относительно низкочастотных устройствах. Транзистор с этой структурой имеет невысокий коэффициент усиления по току β , поскольку параметры, определяющие его величину, – коэффициент инжекции эмиттера γ и коэффициент переноса носителей через базу α_T – не могут быть большими. Для получения высокого значения γ необходимо обеспечить большое отношение проводимости эмиттера к базе. Но при концентрации доноров в эмиттере $N_{dэ} \geq 10^{20}$ см⁻³ будет сказываться один из эффектов высокого уровня легирования – сужение ширины запрещенной зоны и, как следствие, увеличение концентрации собственных свободных носителей заряда n_i в эмиттере, что приводит к уменьшению коэффициента инжекции. С другой стороны, низкая величина акцепторной примеси в базе, во-первых, приведет к уменьшению величины напряжения смыкания эмиттерного и коллекторного p - n -переходов, т. к. база граничит с n^+ -коллектором и область пространственного заряда коллектора X_{dk} при увеличении напряжения на коллекторе в основном будет распространяться в p -базу; во-вторых, большое сопротивление базы проявляется в увеличении эффекта отеснения тока эмиттера на край эмиттера. Поэтому в n^+ - p - n^+ -структуре нельзя использовать тонкую базу, а следовательно, невозможно получить большую величину коэффициента переноса носителей через базу и нельзя использовать эту структуру на высокой частоте, т. к. частота отсечки транзистора в основном определяется временем пролета носителей через базу.

Кроме того, в этой транзисторной структуре мала ширина ОПЗ коллекторного перехода (контакт p - n^+), а следовательно, мала величина напряжения лавинного пробоя.

Улучшенный тип структуры представлен на рисунке 2.2. Введение в коллекторную область высокоомного n^- -слоя позволит:

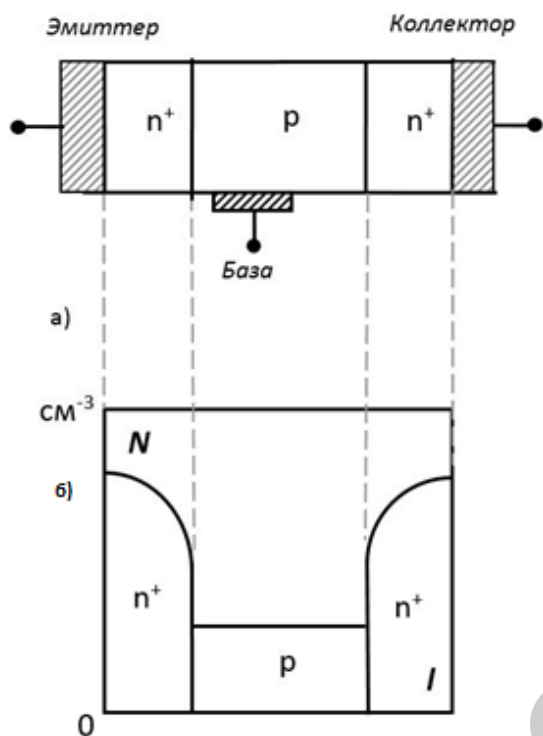
- не бояться эффекта смыкания эмиттерного и коллекторного переходов, т. к. ОПЗ коллекторного перехода при увеличении коллекторного напряжения в основном будет распространяться в низколегированную коллекторную n -область;

- использовать в транзисторной структуре тонкую базу, а следовательно, получить большие величины граничной частоты и коэффициента переноса носителей через базу;

- использовать в этой структуре менее легированную базу, тем самым

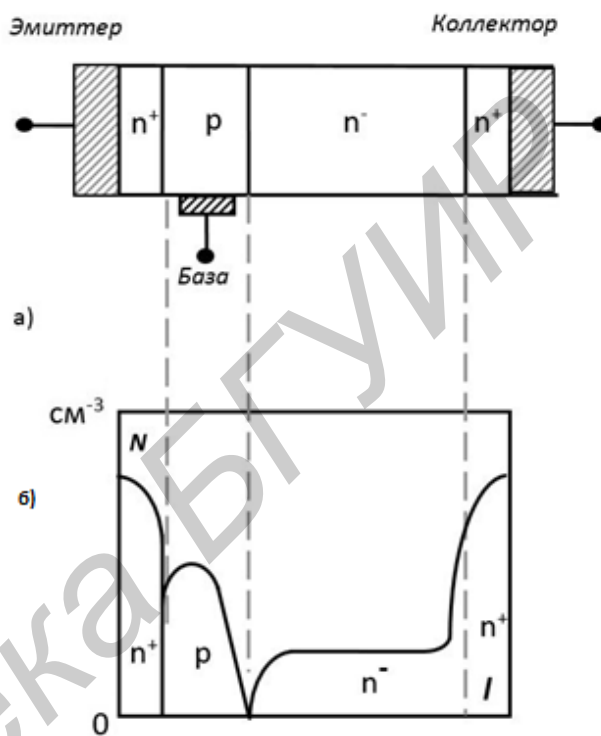
уменьшить проводимость базы, и, следовательно, увеличить коэффициент инжекции эмиттера;

-получить большую величину напряжения лавинного пробоя, так как ширина ОПЗ коллекторного перехода намного больше чем в n^+p-n^+ -структуре. И, наконец, использование в структуре неравномерно легированной базы приведет к увеличению характеристических частот транзистора.



N – концентрация примеси;
 l – расстояние от поверхности эмиттера

Рисунок 2.1 – Структура n^+p-n^+ (а), профиль легирования (б) в мощном транзисторе с одnorазовой диффузией



N – концентрация примеси;
 l – расстояние от поверхности эмиттера

Рисунок 2.2 – Структуры $n^+p-n^-n^+$ (а) и профиль легирования (б) в мощном транзисторе с высоким сопротивлением n^- -коллекторной области

2.2 Свойства полупроводников с высокой концентрацией носителей заряда

При больших плотностях тока (высокий уровень инжекции) изменяются многие основные электрофизические параметры полупроводника: подвижности μ и время жизни τ носителей заряда, коэффициент диффузии D и др. Кроме того, и это очень важно при расчете электрических параметров полупроводниковых приборов, меняется ширина запрещенной зоны полупроводника E_g .

Если концентрация неосновных носителей заряда в какой-либо области полупроводника становится больше концентрации легирующей примеси в этой области, то все движение носителей заряда можно рассматривать как движение носителей одного знака сквозь облако носителей другого. При наличии электрического поля и градиента концентрации движение электронов и дырок про-

исходит в противоположном направлении. На работе полупроводниковых приборов, имеющих области с такой концентрацией носителей заряда, начинает сказываться электростатическое притяжение зарядов разного знака. Это особенно проявляется при равенствах носителей заряда $\Delta n \approx \Delta p$, их градиента $\frac{d(\Delta n)}{dx} = \frac{d(\Delta p)}{dx}$ и когда скорости рекомбинации электронов и дырок равны и определяются избыточной концентрацией носителей $\frac{\Delta n}{\tau_n} = \frac{\Delta p}{\tau_p}$.

Амбиполярная диффузия – совместная диффузия противоположно заряженных частиц в направлении падения их концентрации. И, соответственно, при амбиполярной диффузии появляется коэффициент амбиполярной диффузии D_a и амбиполярной подвижности μ_a .

$$D_a = (n + p)D_n D_p / (nD_n + pD_p);$$

$$\mu_a = (n + p)\mu_n \mu_p / (n\mu_n + p\mu_p).$$

При наличии в области полупроводника больших концентраций и электронов, и дырок необходимо кроме рассеяния на ионизированных примесях $\mu_{и.п}$ и тепловых колебаниях кристаллической решетки $\mu_{реш}$ учитывать рассеяние носителей на носителях $\mu_{н.н}$, т. е.

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{и.п}} + \frac{1}{\mu_{реш}} + \frac{1}{\mu_{н.н}}. \quad (2.1)$$

Как и подвижность, коэффициент диффузии уменьшается с ростом концентрации по закону $D \sim n^{-1/2}$. При высоком уровне инжекции $D_n = D_p = D_a$, $\mu_n = \mu_p = \mu_a$.

Для аналитических расчетов величины подвижности электронов и дырок в примесных полупроводниках можно воспользоваться выражением

$$\mu_n = \mu_0 / [1 + (N_d/10^{17})^{1/2}], \quad (2.2)$$

где μ_0 – величина подвижности электронов в собственном полупроводнике; N_d – концентрация донорной примеси.

Как видно из (2.2), величина подвижности при концентрации $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ уменьшается в 2 раза по сравнению с величиной подвижности в собственном полупроводнике. Следует напомнить, что величины подвижностей электронов в собственном кремнии арсениде галлия и германия равны соответственно 1450, 10 000 и 4200 $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Независимо от типа полупроводника выражение для скорости рекомбинации можно записать как

$$R = -a\Delta n - b\Delta n^2 - c n^3, \quad (2.3)$$

где Δn – избыточная концентрация носителей заряда;

a , b и c – коэффициенты, ответственные за тот или иной вид рекомбинации.

Первый член правой части выражения (2.3) характеризует процесс, связанный с рекомбинацией через рекомбинационные центры, а коэффициент a представляет собой величину, обратную времени жизни носителей при малом уровне инжекции. Вторым членом связан с прямыми переходами носителей: зона проводимости – валентная зона. Этот вид рекомбинации не учитывается в непрямозонных полупроводниках (например в кремнии). Третий член описывает Оже-рекомбинацию, а коэффициенты c в кремнии при высоком уровне инжекции при температуре $T = 300$ К для n и p кремния равны $c = 2 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2/\text{с}$.

Оже-рекомбинацию необходимо учитывать или при высоком уровне инжекции, или в сильнолегированной области полупроводника, когда концентрация легирующей примеси $N > 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В этом виде рекомбинации участвуют три носителя, т. к. освобождаемая энергия при Оже-рекомбинации двух носителей передается третьему.

В кремнии без учета второго члена правой части выражения (2.3) скорость рекомбинации запишем в виде $R = -a\Delta n - c\Delta n^3$, т. к., в свою очередь, $R = -\Delta n/\tau_{\text{эф}}$, тогда эффективное время жизни определяется как

$$\tau_{\text{эф}} = \frac{1}{a} + c\Delta n^2. \quad (2.4)$$

Как видно из формулы (2.4), время жизни быстро уменьшается при увеличении Δn .

Известно [1], что коэффициент инжекции эмиттера биполярного транзистора можно увеличить, повышая отношение проводимостей эмиттер – база. Однако, как будет показано далее, чрезмерное увеличение концентрации носителей в эмиттерной области не приводит к ожидаемому результату, т. к. при этом уменьшается ширина запрещенной зоны кремния и, как следствие, увеличивается концентрация свободных носителей заряда n_i .

Уменьшение ширины запрещенной зоны сильно компенсированного полупроводника можно объяснить исходя из следующих соображений. При сближении электронов, когда их концентрация $n \geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (рассматривается кремний n -типа), волновые функции объединенных электронов перекрываются. Примесные энергетические уровни расщепляются, границы зон размыты и наблюдаются «хвосты» в зонах, образуя примесные зоны, и, как результат, эффективная ширина запрещенной зоны уменьшается.

Существует аналитическое эмпирическое выражение, связывающее величину сужения ширины запрещенной зоны с концентрацией носителей заряда в кремнии, при $T = 300$ К:

$$\Delta E_g = q \left[\ln \frac{n}{10^{17}} + \left(\ln \frac{n}{10^{17}} + 0,5 \right)^{1/2} \right], \text{ мЭВ.} \quad (2.5)$$

Экспериментальная зависимость величины сужения ширины запрещенной зоны от концентрации носителей представлена на рисунке 2.3.

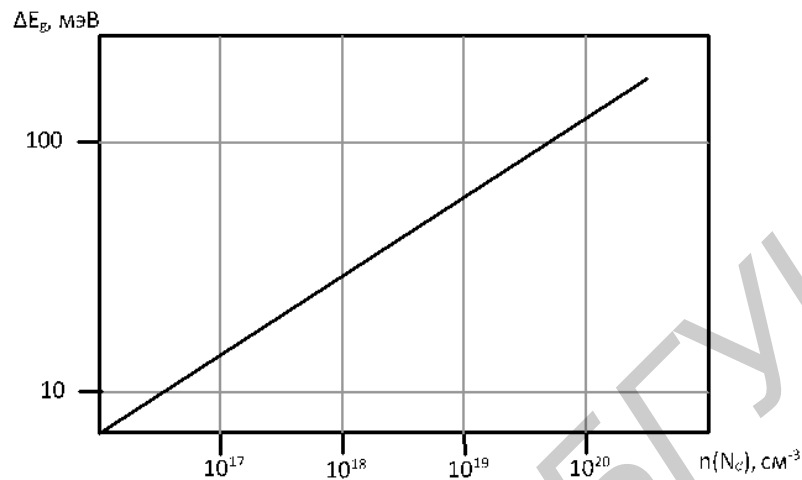


Рисунок 2.3 – Зависимость величины сужения ширины запрещенной зоны в кремнии от концентрации носителей заряда

При высоких уровнях легирования из-за сужения ширины запрещенной зоны E_{go} (E_{go} – ширина запрещенной зоны при $T = 300$ К), согласно выражению $n_i^2 = N_c N_v \exp(-\Delta E_g / kT)$, будет увеличиваться собственная концентрация свободных носителей заряда $n_{i\text{эф}}$:

$$n_{i\text{эф}}^2 = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right). \quad (2.6)$$

В сильнолегированном кремнии ($N_d \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$) величина n_i может увеличиться почти на 2 порядка (рисунок 2.4).

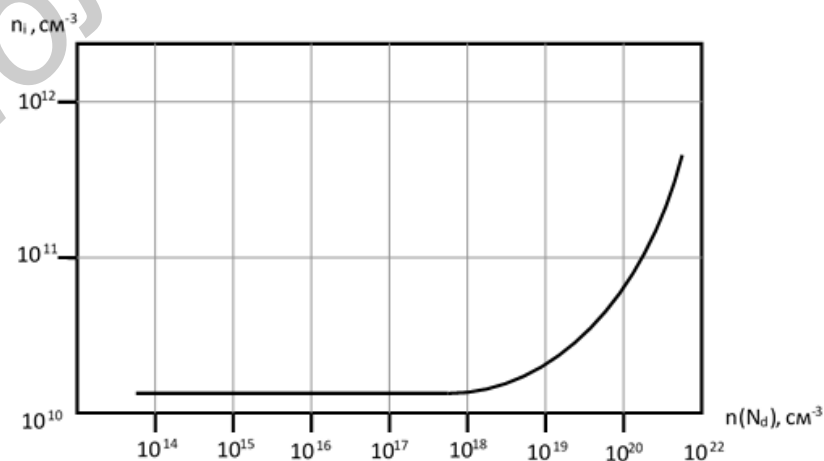


Рисунок 2.4 – График зависимости концентрации собственных носителей заряда от концентрации примеси в кремнии

2.3 Влияние высокого уровня легирования на коэффициент усиления по току

Повышение степени легирования эмиттера приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны, увеличению собственной концентрации свободных носителей заряда в эмиттере, понижению времени жизни и, как следствие, к снижению величины коэффициента инжекции эмиттера, а соответственно, и коэффициента усиления по току.

Плотность тока неосновных носителей J_p в эмиттере n - p - n -транзистора

$$J_p = q\mu_p pE - qD_p \frac{dp}{dx}, \quad (2.7)$$

где поле

$$E = -\frac{kT}{q} \frac{1}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx}, \quad (2.8)$$

где $N(x)$ – концентрация примеси в эмиттере, зависящая от координаты $D_p = \mu_p \frac{kT}{q}$ – соотношение Эйнштейна.

Из выражений (2.7) и (2.8) с учетом соотношения Эйнштейна получим

$$j_p = -qD_p \left[-\frac{dp}{dx} - \frac{p}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} \right]. \quad (2.9)$$

При высокой степени легирования эмиттера эффективная собственная концентрация носителей $n_{i\text{эф}}$ связана с собственной концентрацией n_i соотношением

$$n_{i\text{эф}}^2 = n_i^2 \exp\left(\frac{E_g}{kT}\right).$$

Увеличение концентрации собственных свободных носителей заряда является причиной появления дополнительного электрического поля в диффузионном эмиттере [2]:

$$\Delta E = \frac{kT}{q} \frac{1}{n_{i\text{эф}}^2} \frac{dn_{i\text{эф}}^2}{dx}. \quad (2.10)$$

Это поле направлено против поля, обусловленного градиентом концентрации примеси в эмиттере. В итоге суммарное электрическое поле

$$E = \frac{kT}{q} \left[-\frac{1}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} + \frac{1}{n_{i\text{эф}}^2} \frac{dn_{i\text{эф}}^2}{dx} \right]. \quad (2.11)$$

Выражение для тока неосновных носителей J_p

$$J_p = qD_p \left[-\frac{dp}{dx} - \frac{p}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} + \frac{p}{n_{i\text{эф}}^2} \frac{dn_{i\text{эф}}^2}{dx} \right]. \quad (2.12)$$

Судя по выражениям (2.11) и (2.12), изменение величины поля в эмиттере приводит к ослаблению противодействующего электрического поля и способствует скорейшему достижению неосновными носителями (дырками) эмиттерного контакта.

Известно [1], что коэффициент передачи тока

$$\alpha_N = \gamma \cdot \alpha_T; \quad \gamma = \left(1 + \frac{G_{NB} \overline{D_{pЭ}}}{G_{NЭ} \overline{D_{nБ}}} \right)^{-1},$$

где $G_{NB}, G_{NЭ}$ – числа Гуммеля в базе и эмиттере;

$\overline{D_{pЭ}}, \overline{D_{nБ}}$ – усредненные величины коэффициентов диффузии дырок в эмиттере и электронов в базе, соответственно

$$G_{NЭ} = \frac{Q_{Э}}{q}, \text{ или } G_{NЭ} = \int_0^{W_{Э}} N_d(x) dx,$$

где $N_d(x)$ – концентрация доноров в эмиттере, зависящая от координаты.

С учетом эффектов высокого уровня легирования число Гуммеля в эмиттере получим

$$G_{NЭ} = \int_0^{W_{Э}} N'_{dЭ}(x) dx = \int_0^{W_{Э}} N_{dЭ}(x) \left[\frac{n_i}{n_{i\text{эф}}(x)} \right]^2 dx. \quad (2.13)$$

2.4 Расширение базы при высоких плотностях эмиттерного тока

О расширении квазинейтральной базы при высоких плотностях тока (высоком уровне инжекции), названного эффектом Кирка, упоминалось в [1] без рассмотрения проявления этого эффекта в конкретных транзисторных структурах и без аналитических выражений для расчета приращения базы. Эффект Кирка по-разному проявляется в n^+p-n^+ и $n^+p-n^-n^+$ -структурах. Если в n^+p-n^+ -структурах расширение базы происходит только за счет части ОПЗ коллектор-

ного перехода со стороны базы, которая становится «наведенной» базой, то в $n^+ - p - n^- - n^+$ -структуре «наведенной» базой может стать значительная часть высокоомной n^- -области.

При больших плотностях тока, которые имеют место в мощных транзисторах, плотность свободных инжектированных носителей (в данном случае электронов) в области пространственного заряда коллекторного перехода становится больше концентрации неподвижных атомов примеси (в данном случае акцепторов). Если полагать, что вся область пространственного заряда сосредоточена в области базы, что практически справедливо для $n^+ - p - n^+$ -структуры, то полная плотность заряда в обедненном слое состоит из заряда связанных носителей заряда – акцепторов и электронов, т. е.

$$N = N_a + n. \quad (2.14)$$

Поскольку полная плотность заряда увеличивается, то, согласно уравнению электронейтральности заряда в ОПЗ $N_{aB} X_{dp} = N_{dK} X_{dK}$, коллекторный запирающий слой в p -базе уменьшается и толщина базы увеличивается.

Если полагать, что электрическое поле в коллекторном переходе превышает 10^4 В/см и поток электронов проходит через обедненный слой со скоростью насыщения V_s , то

$$n = J_K / qV_s. \quad (2.15)$$

Критическая плотность тока в запирающем слое, когда его величина ограничена областью пространственного заряда, а база максимально широкая, равна

$$J_0 = qV_s N_a. \quad (2.16)$$

Из выражений (2.14) и (2.15) получим

$$N = N_a (1 + J_K / J_0). \quad (2.17)$$

Ширина обедненного слоя X_d может быть вычислена из известного выражения

$$X_{dK} = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_{KB}}{qN_{aB}} \right).$$

Приращение толщины базы определяется как разница между величинами обедненных слоев, когда $N_{OPZ} = N_{aB}$ (без учета в ОПЗ электронов) и когда $N_{OPZ} = N_{aB} + n$.

$$\Delta W_B = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_{КБ}}{qN_d} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{J_K}{J_0}} \right)^{1/2}. \quad (2.18)$$

Рассмотрим транзистор со структурой $n^+p-n^-n^+$ и конкретно случай, когда напряжение на коллекторе высокое и почти все оно падает на коллекторном $p-n$ -переходе, а падение напряжения на n^- -области несущественно.

Если заряд в ОПЗ коллекторного перехода ограничить рассмотрением эпитаксиальной однородно легированной n^- -областью, то полный заряд в обедненном слое коллекторного $p-n$ -перехода при протекании тока будет

$$\rho(x) = q[N_d - n(x)], \quad (2.19)$$

где N_d – концентрация доноров в n^- -области;

$n(x)$ – концентрация электронов, зависящая от координаты.

Для этого случая уравнение Пуассона можно записать как

$$dE(x)/dx = q[N_d - n(x)]/\varepsilon\varepsilon_0. \quad (2.20)$$

Полагаем, как и при рассмотрении структуры n^+p-n^+ , что электрическое поле в обедненном слое превышает 10^4 В/см и носители движутся со скоростью насыщения V_S . Концентрацию электронов, следовательно, можно выразить как

$$n(x) = J_K/qV_S. \quad (2.21)$$

Подставляя выражение (2.21) в (2.20), получим

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(N_d - \frac{J_K}{qV_S} \right). \quad (2.22)$$

Интегрируя (2.22), получим

$$E(x) = E(0) + \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(N_d - \frac{J_K}{qV_S} \right) x, \quad (2.23)$$

где $E(0)$ – напряженность поля при $x = 0$.

Видно, что напряженность поля в обедненной n^- -области линейно зависит от координаты x , а наклон этой кривой определяется плотностью тока J_K . При плотности тока $J_K = J_e = qV_S N_d$ поле в обедненной области $E = E(0)$ становится однородным (линия J_{K3} на рисунке 2.5).

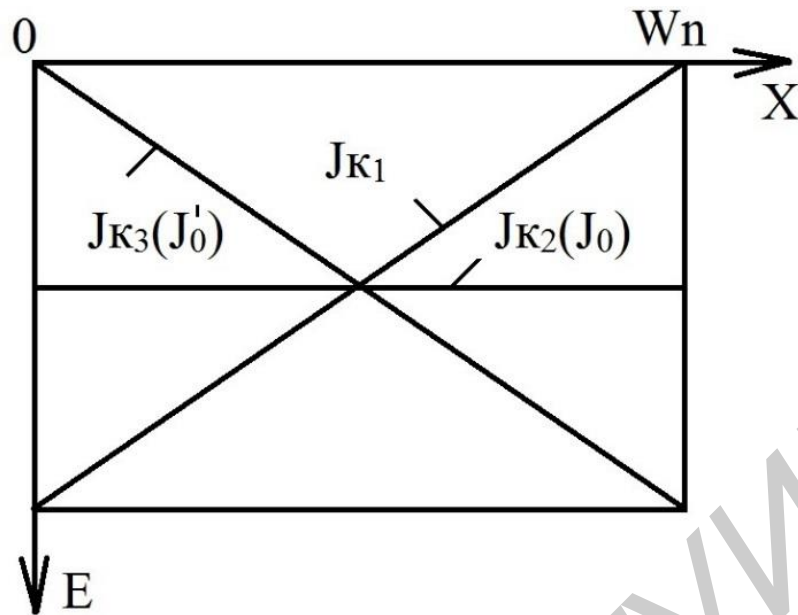


Рисунок 2.5 – Напряженность электрического поля в n^- -области при различных плотностях тока $J_{K1} < J_{K2} < J_{K3}$

При увеличении плотности тока выше J_0 кривая меняет знак; напряженность поля при $x = 0$ становится равной нулю, а на n^-n^+ -переходе она максимальна (линия J_{K2} на рисунке 2.6). Для этого случая база становится максимальной шириной, а ток – целиком ограничен областью пространственного заряда.

Напряженность электрического поля на n^-n^+ -границе

$$E(W_n) = -2W_{KB}/W_n, \quad (2.24)$$

где W_{KB} – падение напряжения на обедненной приколлекторной n^- -области шириной W_n .

Критическая плотность тока, при которой напряженность достигает этого значения $x = W_n$, рассчитывается с помощью выражения (2.23) при $E(0) = 0$.

$$j'_0 = qV_s \left(N_d + \frac{2\varepsilon\varepsilon_0|W_{KB}|}{qW_n^2} \right). \quad (2.25)$$

При увеличении напряжения на коллекторе, когда плотность коллекторного тока превысит j'_0 , количество электронов в ОПЗ начнет расти и наклон кривой $\frac{dE}{dx}$ становится резким (рисунок 2.6).

Кривые J_0 , J_1 и J_2 представляют собой зависимости напряженности электрического поля E от расстояния x от границы базы, причем $J_0 < J_1 < J_2$.

Площади выше линий $E(x)$ равны постоянному значению падения напряжения W_{KB} , так что расстояние, на которое распространяется поле, уменьшается с увеличением тока и равно $W_n - W_{KB}$.

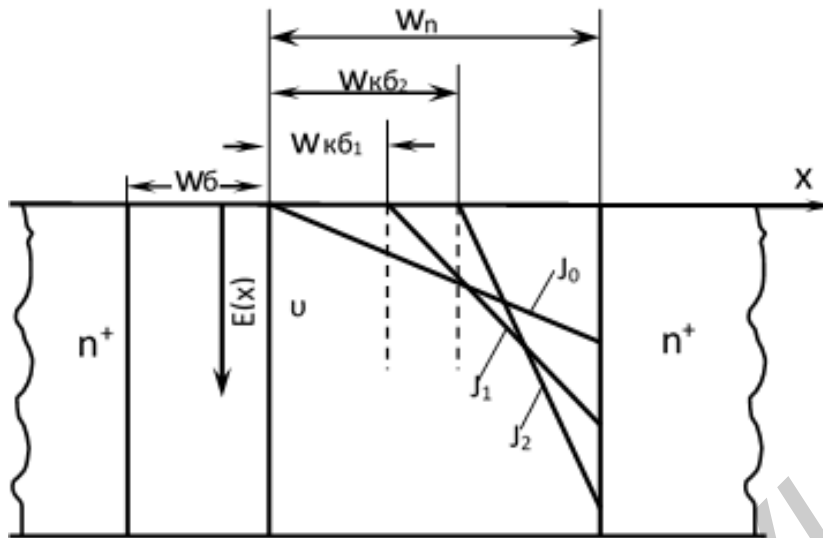


Рисунок 2.6 – Зависимость толщины «наведенной» коллектором базы от плотности

Следовательно,

$$U_{\text{КБ}} = E_{\text{max}} \frac{1}{2} (W_n - W_{\text{КБ}}), \quad (2.26)$$

где $W_{\text{КБ}}$ – ширина квазинейтральной области, представляющей собой «наведенный» коллектором участок базы.

Общая толщина квазинейтральной базы становится равной

$$W'_B = W_B - W_{\text{КБ}}.$$

Ширина $W_{\text{КБ}}$ может быть вычислена с помощью уравнений (2.21) и (2.26):

$$W_{\text{КБ}} = W_n \left[1 - (J_0 - qV_s N_d)^{1/2} / (J_K - qV_s N_d)^{1/2} \right]. \quad (2.27)$$

2.5 Методы увеличения коэффициента усиления по току

Иногда эмиттер транзистора формируется в виде комбинации слоев: сильнолегированный верхний n^+ -слой и слаболегированный эпитаксиальный n^- -слой (рисунок 2.7).

Этот тип транзистора был назван транзистором со слаболегированным эмиттером (ТСЭ). Несмотря на то что степень легирования базы может быть на порядок выше, чем эмиттерного n^- -слоя, величина эффективности эмиттера достаточно велика из-за того, что энергетический барьер $q\phi_{kp}$ на границе $n^+ - n^-$ -перехода (рисунок 2.7, б) не позволяет дыркам, инжектированным из базы, достичь металлического контакта с эмиттером. Главное преимущество этого транзистора – малая скорость рекомбинации в запирающем слое эмиттер – база.

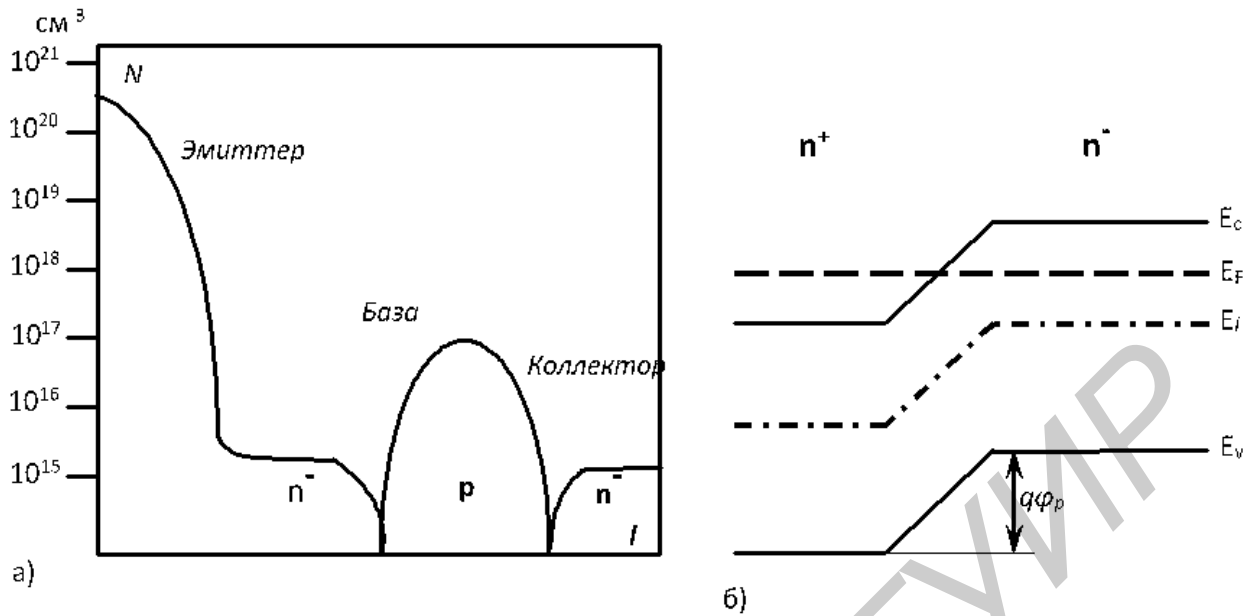


Рисунок 2.7 – Профиль распределения примесей в транзисторе со слаболегированным эмиттером (а) и энергетическая зонная диаграмма n^+n^- -эмиттерных слоев (б)

Увеличению коэффициента усиления значительно способствует использование гетероперехода в качестве перехода эмиттер – база в транзисторе: широкозонный эмиттер и узкозонная база.

Гетеропереход – это переход, образованный контактом двух полупроводников с различной шириной запрещенной зоны. Подробно о преимуществах гетеропереходных транзисторов см. в разделе 2.9.

Из-за эффекта Кирка (расширение квазинейтральной базы) мощные транзисторы при высоких плотностях тока имеют, как правило, низкое значение коэффициента по току $\beta_N \leq 10$. Пара Дарлингтона (рисунок 2.8), исключая этот недостаток, имеет очень большой коэффициент усиления, но улучшаются другие параметры: увеличивается напряжение насыщения, уменьшается скорость переключения.

Прибор, изображенный на рисунке 2.8, выполнен на одной кремниевой пластине (штриховая линия), что, во-первых, дешевле, а во-вторых, уравнивает температурные отклонения электрических параметров обоих транзисторов.

Из-за очень высоких значений коэффициента усиления (1000 и более) при больших плотностях тока эти приборы могут непосредственно управляться интегральной схемой без дополнительных источников управления. Пары Дарлингтона применяются в качестве ключей и усилителей звуковой частоты.

Если обозначить коэффициенты усиления по току транзистора $VT1$ и $VT2$ соответственно β_1 и β_2 , то общий коэффициент усиления пары Дарлингтона (см. рисунок 2.8.) равен

$$\beta = \beta_1 + \beta_2(\beta_1 + 1). \quad (2.28)$$

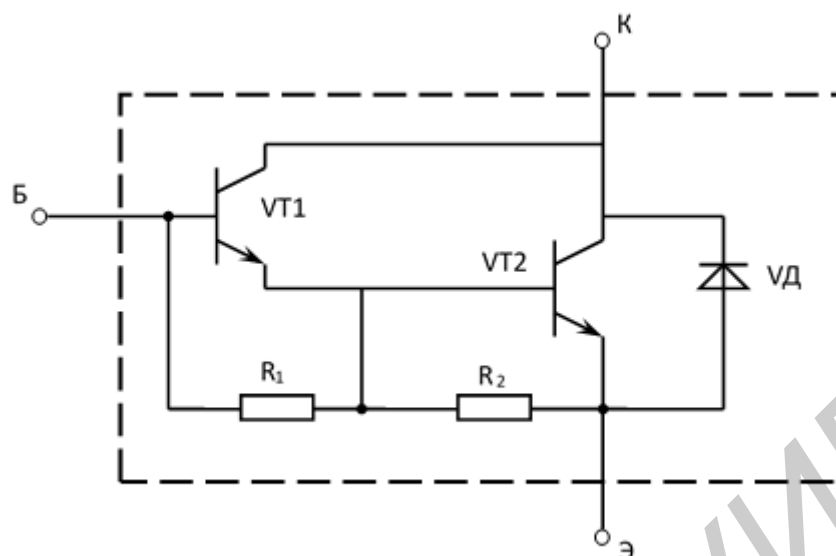


Рисунок 2.8 – Монолитная пара Дарлингтона

Полный коллекторный ток равен сумме двух коллекторных токов:

$$I_K = I_{K1} + I_{K2},$$

а выходное напряжение на коллекторе

$$U_{KЭ2} = U_{KЭ1} + U_{КБ2}. \quad (2.29)$$

2.6 Частотные свойства мощных транзисторов

Известно выражение для частоты отсечки биполярного транзистора [1]:

$$f_T = \frac{1}{2\pi(\tau_{Э} + t_{пр} + t_K + \tau_K)}, \quad (2.30)$$

где $\tau_{Э}$ – время заряда барьерной емкости эмиттера;

$t_{пр}$ – время пролета носителей через базу;

t_K – время пролета носителей через коллекторный $p-n$ -переход;

τ_K – время заряда барьерной емкости коллектора.

В мощных транзисторах время, необходимое для заряда эмиттерной емкости транзистора при росте потенциала на переходе от нуля до положительного смещения, определяется по формуле

$$\tau_{Э} = n \left[\frac{kT}{qI_{Э}C_{Э}(0)} \right], \quad (2.31)$$

где I_3 – ток эмиттера;

$C_3(0)$ – полная емкость эмиттерного перехода (барьерная + паразитная) при нулевом смещении, коэффициент $n \cong 4$ введен для того, чтобы учесть изменение емкости C_3 при изменении напряжения на эмиттере во время заряда.

Время пролета носителей через базу $t_{пр}$ при больших плотностях коллекторного тока, когда имеет место эффект расширения квазинейтральной базы, для n - p - n^- - n^+ -структуры определяется выражением

$$t_{пр} = \frac{W_B^2}{4D_n} + \frac{W_{К-Б}^2}{4D_k}, \quad (2.32)$$

где $W_{К-Б}$ – «наведенная» в n^- -коллекторной области база;

D_k – эффективный коэффициент диффузии в базовой области $W_{К-Б}$.

Время пролета носителей через область пространственного заряда коллекторного p - n -перехода

$$\tau_k = (W_n - W_{К-Б})/2V, \quad (2.33)$$

где W_n – толщина n^- -области;

V – скорость носителей в обедненной области у коллекторного перехода, которая с величиной напряжения коллектор – база $U_{КБ}$ связана следующим соотношением:

$$V = \mu_n \cdot E = \mu_n (U_{КБ} + \varphi_k) / (W_n - W_{К-Б}), \quad (2.34)$$

где E – электрическое поле в обедненной области;

φ_k – контактная разность потенциалов коллекторного p - n -перехода.

При больших полях ($E \geq 10^4$ В/см) скорость электронов достигает максимальной скорости насыщения V_s .

Время заряда барьерной емкости коллекторного p - n -перехода можно вычислить как

$$\tau_K = r_{кк} \cdot C_K, \quad (2.35)$$

где $r_{кк}$ – последовательное сопротивление коллекторной области (в основном, «ненаведенной» части области);

C_K – барьерная емкость коллекторного перехода.

2.7 Тепловые свойства транзистора

К одним из основных параметров мощных транзисторов относятся максимально допустимая постоянная рассеиваемая мощность $P_{k\ max}$ и максимально допустимая температура переходов $T_{п\ max}$. Величина $P_{k\ max}$, если не ограничивается максимально допустимым током и напряжением, связана с двумя тепловыми характеристиками транзистора: максимально допустимой температурой коллекторного перехода и внутренним тепловым сопротивлением между переходом и корпусом. Максимально допустимая температура коллекторного перехода $T_{п\ max}$ – температура, при которой транзистор может работать без ухудшения характеристики достаточно долго, не меньше, например, гарантийного времени максимальной наработки на отказ для данного типа приборов. Для кремния максимально допустимая температура перехода составляет $175\text{ }^{\circ}\text{C}$. Выше этого предела токи утечки становятся чрезмерными, и кристаллы кремния становятся собственными.

Отвод тепла в мощных транзисторах осуществляется в результате теплопроводности через кристалл полупроводника и корпус к массивному теплоотводу, охлаждаемому потоком воздуха или воды. Отводом тепла вследствие излучения при температурах $T_{п} \leq 175\text{ }^{\circ}\text{C}$ по сравнению с отводом тепла из-за теплопроводности можно пренебречь. Действительно, считая в первом приближении кремний абсолютно черным телом, на основании закона Стефана – Больцмана для плотности теплового потока $p = \delta \cdot T^4$, где постоянная Стефана – Больцмана $\delta = 5,67 \cdot 10^{-12}\text{ Вт}/(\text{см}\cdot\text{град}^4)$, даже при $T = +250\text{ }^{\circ}\text{C}$ находим, что с 1 мм^2 поверхности транзисторной структуры излучается лишь $0,0042\text{ Вт}$. Для сравнения заметим, что в реальных транзисторах с 1 мм^2 поверхности отводится за счет теплопроводности гораздо большая мощность ($P \cong 100\text{ Вт}$).

Внутреннее тепловое сопротивление между переходом и корпусом прибора $R_{т\ п.к}$ – это отношение разности температур между коллекторным переходом и теплоотводящей плоскостью корпуса транзистора (в градусах Цельсия) к мощности, рассеиваемой на транзисторе в установившемся режиме. Между мощностью $P_{k\ max}$, соответствующей определенному значению температуры корпуса T_k прибора, максимально допустимой температурой перехода и внутренним тепловым сопротивлением существует связь:

$$P_{k\ max} = \frac{T_{п\ max} - T_k}{R_{т\ п.к}}. \quad (2.36)$$

Для транзистора, на который подан единичный короткий мощный импульс, максимально допустимая рассеиваемая мощность в течение переходного процесса существенно выше, чем мощность, рассеиваемая в устойчивом состоянии. Это объясняется тем, что прибор обладает теплоемкостью C_T и его темпе-

ратура никогда не достигнет максимально допустимого значения, если тепловая постоянная времени $\tau_T = R_{Tmax} \cdot C_T$ больше длительности импульса.

Скорость охлаждения любого полупроводникового прибора всегда должна быть больше скорости нагрева, происходящего из-за мощности рассеивания работающего прибора. Если это требование не удовлетворяется и температура перехода растет быстрее допустимого, то из-за накопительной обратной связи возникает перегрев.

Из-за наличия точечных дефектов различного типа в кристалле всегда существуют области, где плотность тока выше, чем в остальной его части. Эти неоднородности приводят к образованию тепловых шнуров, известных под названием микроплазма. В микроплазме ток проводят оба типа носителей: и электроны и дырки. Диаметр их обычно достигает несколько микрометров. Электрическое поле наибольшее на дефектах, где плотность тока максимальна. Так и образуется тепловой шнур (микроплазма).

Устойчивые микроплазмы (случай, когда количество выходящих из нее носителей точно уравнивается количеством носителей, поставляемых лавинным умножением) способствуют образованию нестабильностей, известных под названием горячих точек, когда их температура превышает собственную температуру легированного кристалла. Собственная концентрация носителей заряда в кремнии резко зависит от температуры:

$$n_i^2 = C_1 T^3 \exp\left(-\frac{E_{g0}}{kT}\right), \quad (2.37)$$

где $C_1 = 9,6 \cdot 10^{32}$ и $E_{g0} = 1,205$ эВ.

Температура, при которой собственная концентрация носителей заряда становится равной степени легирования кристалла, называется собственной температурой (при $T = 300$ К собственная концентрация в кремнии $n_i = 1,6 \times 10^{10}$ см⁻³. Ее можно получить с помощью уравнения (2.37).

Собственная температура для кремния с уровнем легирования 10^{14} см⁻³ составляет 230 °С.

Когда температура микроплазмы начинает превышать собственную температуру кристалла вследствие локализации теплоты, ток в «шнуре» растет, что приводит к возникновению тепловой положительной обратной связи, образованию «горячих» точек и перегреву прибора. Это один из возможных механизмов вторичного пробоя. Сжатие тока можно также обнаружить в транзисторе, в котором не наблюдаются дефекты кристалла. Причиной может стать эффект вытеснения тока эмиттера на край эмиттера.

Нестабильности, вызванные сжатием тока, известны как вторичный пробой. При прямосмещенном эмиттерном переходе *n-p-n*-транзистора управляющий базовый ток протекает от базы к эмиттеру, приводя к эффекту оттеснения тока эмиттера на край эмиттера. Ток может оказаться сконцентрированным на сравнительно малой площади с плотностью, достаточно высокой для того, что-

бы инициировать тепловую нестабильность, и вторичный пробой шнурования тока может существовать даже при отсутствии неоднородностей в $p-n$ -переходе в совершенном материале. Эти процессы возникают при более низких плотностях тока при наличии в кристалле точечных дефектов.

2.8 Мощные биполярные СВЧ транзисторы

2.8.1 Общие сведения

СВЧ биполярные транзисторы работают на частоте отсечки f_T выше 300 МГц. Транзисторы, работающие на $f_T \leq 300$ МГц, относятся к классу высокочастотных. Если мощность рассеяния на транзисторе $P_{\text{расс.}}$ превышает 2 Вт, то он относится к категории мощных. Для повышения выходной мощности рекомендуется увеличивать ток коллектора I_K , а не напряжение на коллекторе U_K .

Одним из основных мощностных параметров является коэффициент полезного действия (КПД) η , который связывает выходную мощность $P_{\text{вых}}$, входную мощность возбуждения $P_{\text{вх}}$ и мощность, рассеиваемую на коллекторе P_K ,

$$\eta = \frac{P_{\text{вых}}}{(P_{\text{вх}} + P_0)}, \quad (2.38)$$

где $P_0 = P_{\text{вых}} + P_K$.

При достаточно больших значениях коэффициента усиления по току K_p , который связывает входную и выходную мощности $P_{\text{вых}} = K_p \cdot P_{\text{вх}}$, полный КПД близок к КПД коллекторной цепи $\eta_K = P_{\text{вых}} / (I_{K0} \cdot E_K)$.

Если транзистор работает на частоте отсечки f_T до 1 ГГц, то наибольшую выходную мощность можно получить, включая его по схеме с общим эмиттером (ОЭ). На частотах свыше 1 ГГц выходная мощность больше у схемы с общей базой.

На рисунке 2.9 приведена малосигнальная физическая эквивалентная схема биполярного СВЧ транзистора. Кроме известных элементов физической эквивалентной схемы, приведенных в [1], в схему транзистора СВЧ диапазона вводятся: $R_э$ – поликристаллическое балластное сопротивление эмиттера; $C_{\text{Бпл}}$ – емкость базовых площадок, расположенных на SiO_2 над высокоомным коллекторным слоем; $C_{\text{Кэ}}$ – проходная емкость, обусловленная емкостью эмиттерных контактных площадок на SiO_2 над высокоомном коллекторным слоем; $L_э, L_б, L_к$ – индуктивности эмиттерного, базового и коллекторного выводов соответственно.

К числу основных видов параметров мощных СВЧ приборов относятся энергетические, предельно допустимые, контролируемые статические и конструктивные.

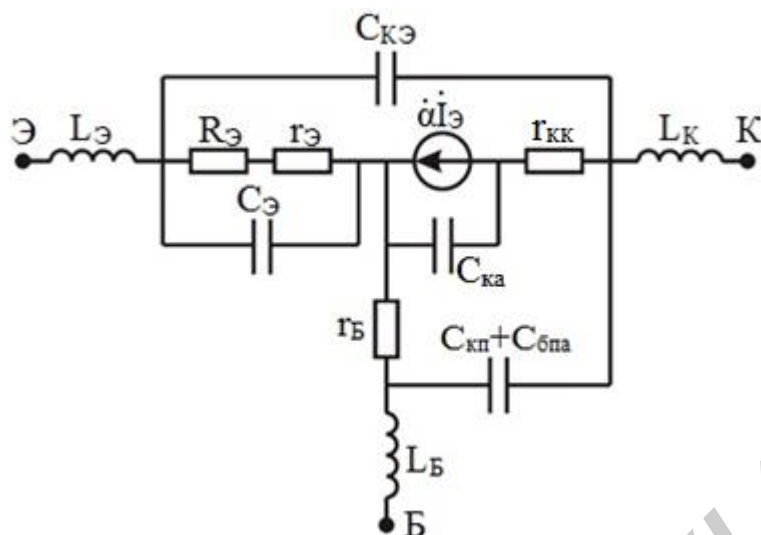


Рисунок 2.9 – Малосигнальная физическая эквивалентная схема СВЧ биполярного транзистора

Энергетические параметры (о которых уже упоминалось): $P_{\text{ВЫХ}}$, K_p , η .

Предельно допустимые параметры:

- максимально допустимое постоянное напряжение коллектор – эмиттер $U_{\text{КЭ } \text{max}}$ (для схемы с ОЭ);
- напряжение пробоя схемы с ОЭ при отключенной базе $U_{\text{КЭ } 0}$;
- максимально допустимое постоянное напряжение эмиттер – база $U_{\text{ЭБ } \text{max}}$;
- минимально допустимый ток коллектора $I_{\text{К } \text{max}}$;
- максимально допустимая средняя мощность рассеяния для динамического режима $P_{\text{к ср } \text{max}}$;
- максимально допустимая постоянная рассеиваемая мощность $P_{\text{к } \text{max}}$;
- максимально допустимая температура переходов $T_{\text{п } \text{max}}$.

К числу контролируемых статических параметров мощных СВЧ транзисторов относятся обратные токи эмиттерного и коллекторного p - n -переходов, а также статический коэффициент передачи тока с ОЭ.

Важную роль для характеристики рассматриваемого класса транзисторов играют так называемые конструктивные параметры. Это в первую очередь индуктивности эмиттерного, базового и коллекторного выводов транзистора: $L_{\text{Э}}$, $L_{\text{Б}}$, $L_{\text{К}}$. При этом наибольшее значение имеет индуктивность общего эмиттера транзистора.

Важным является такой параметр, как последовательное сопротивление эмиттера $R_{\text{Э}}$, основной вклад в который вносит стабилизирующее сопротивление в цепи эмиттера. Величина $R_{\text{Э}}$ характеризует номинал сопротивлений стабилизирующих резисторов, создаваемых конструктивным путем последовательно с каждым дискретным эмиттером и служащих для выравнивания токов между ними.

2.8.2 Электрофизические характеристики различных областей транзисторной структуры

Для обеспечения необходимых требований к параметрам мощных СВЧ транзисторов приходится в первую очередь соответствующим образом выбирать электрофизические характеристики, а также размеры и форму коллекторной, базовой и эмиттерной областей транзисторной структуры.

Под электрофизическими характеристиками различных областей полупроводникового прибора, в котором создана биполярная транзисторная структура, понимают тип проводимости, удельное сопротивление, подвижность и время жизни неосновных носителей заряда. Эти свойства определяются концентрацией и законом распределения примесей, легирующих полупроводник.

Современные биполярные мощные СВЧ транзисторы – это в основном приборы с $n-p-n$ -структурой. Одна из причин этого заключается в том, что оптимальное соотношение между концентрациями примесей, легирующих эмиттерную, базовую и коллекторную области, и необходимые свойства полупроводникового материала могут быть проще заданы для исходного материала типа n и для структуры $n-p-n$. В структурах $n-p-n$ легче обеспечить более высокие частотные свойства, т. к. неосновные носители в базе – электроны – будут обладать более высокими значениями коэффициента диффузии и подвижностью, чем дырки, являющиеся неосновными носителями в базе $p-n-p$ структур.

Рассмотрим требования, предъявляемые к концентрации и характеру распределения легирующих примесей в полученной методом односторонней диффузии структуре мощного СВЧ транзистора. Из способа создания легированных областей n и p в структуре видно, что область типа p может быть воспроизводимо получена, если концентрация акцепторов в ней во много раз превосходит концентрацию доноров в исходном материале, а область типа n должна иметь концентрацию доноров, во много раз превосходящую концентрацию акцепторов в области типа p (в противном случае создание этих областей путем диффузии или имплантации было бы практически невозможно). Содержание примесей в этих областях определяет их функциональную роль. Исходная область типа n , легированная наиболее слабо, выполняет роль коллектора, т. к. ее высокое удельное сопротивление позволит получить требуемые сравнительно высокие значения пробивного напряжения коллектора. Более низкое удельное сопротивление области типа p обеспечит такое положение, когда при подаче на коллекторный переход обратного напряжения ОПЗ будет распространяться в основном в сторону слаболегированного коллектора и лишь незначительно в сторону базы. Такая ситуация даже при очень тонких базовых областях необходима для получения высоких частот отсечки, предохраняет транзистор от явления смыкания эмиттерного и коллекторного $p-n$ -переходов.

Коэффициент инжекции эмиттера γ будет в основном определять величину коэффициента усиления по току, т. к. потери на рекомбинацию носителей в базе СВЧ транзистора не имеют существенного значения из-за незначительной толщины базы.

Для получения возможно большей величины коэффициента инжекции, а следовательно, и коэффициента усиления по току, необходимо уменьшать поверхностную концентрацию базовой примеси. Однако для мощных СВЧ транзисторов большие значения статического коэффициента передачи тока не являются необходимым, т. к. транзисторы работают на частотах, близких к частоте отсечки f_T , при которой модуль коэффициента усиления β_N равен единице. По этим причинам следует стремиться не к уменьшению, а к увеличению содержания примесей в базе. Среди этих причин следует отметить необходимость уменьшения сопротивления активной области базы, уменьшения оттеснения тока эмиттера к краю и снижения вероятности смыкания эмиттерного и коллекторного переходов. Поэтому для мощных СВЧ транзисторов поверхностная концентрация базовой примеси является характеристикой, которая должна быть оптимизирована. На практике концентрация базовой примеси для разных типов приборов составляет от $2 \cdot 10^{18}$ до $2 \cdot 10^{19}$ см⁻³.

При выборе концентрации легирующей примеси в области коллектора (т.е. в исходном материале) надо прежде всего учитывать, что свойства коллекторной области определяют пробивное напряжение коллекторного перехода транзистора: чем меньше концентрация легирующих примесей в коллекторе, тем выше будет пробивное напряжение. В то же время с уменьшением содержания легирующих примесей в коллекторе увеличивается его удельное сопротивление и, следовательно, увеличивается падение напряжения на открытом транзисторе.

При этом надо учитывать то обстоятельство, что с увеличением удельного сопротивления коллектора падение напряжения возрастает примерно по линейному закону, а пробивное напряжение значительно медленнее.

Концентрация примесей в коллекторной области мощных СВЧ транзисторов вблизи от коллекторного p - n -перехода должна составлять для различных приборов от $5 \cdot 10^{15}$ доноров/см³.

Поверхностная концентрация эмиттерной легирующей примеси должна быть по возможности ближе к предельно достижимой концентрации в кремнии (для фосфора она составляет 10^{21} атомов/см³), но эффект вырождения заставляет выбирать поверхностную концентрацию на порядок меньше.

Время жизни неосновных носителей заряда в эмиттерной области в связи с высокой концентрацией легирующей примеси (и, следовательно, диффузионная длина) настолько мало, что инжекция тока из эмиттера в базу в ряде случаев определяется не всей толщиной эмиттерной области, а лишь ее узким слоем, непосредственно примыкающим к переходу эмиттер – база. Практически нет никаких способов как-нибудь регулировать или менять время жизни в эмиттере.

Время жизни неосновных носителей в базе также довольно мало (около 10^{-7} с). Таким значением времени жизни соответствуют диффузионные длины в несколько микрометров (около 20), однако, т. к. базовая область в мощных СВЧ транзисторах тонкая и существует электрическое поле в базе и, следова-

тельно, к диффузии неосновных носителей через базу добавляется дрейф, потери на перенос носителей через базу весьма малы и приведенное значение времени жизни оказывается вполне достаточным.

Для НЧ транзисторов время жизни неосновных носителей в коллекторе должно иметь как можно более высокое значение. Дело в том, что на участках выходных вольт-амперных характеристик, близких к области насыщения, переход коллектор – база может находиться под прямым смещением. В коллектор из базы инжектируются неосновные носители заряда, которые вызовут модуляцию, т. е. резкое увеличение проводимости коллекторной области. При этом сопротивление насыщения коллекторной области резко снизится, а это обстоятельство для мощных транзисторов является очень важным.

В СВЧ транзисторах даже на частоте 300 МГц время пребывания транзистора в открытом состоянии настолько мало, что за это время в коллекторной области n , смещенной в прямом направлении, неосновные носители заряда (дырки) пройдут такое малое расстояние $L = \sqrt{D\tau}$ при толщине высокоомной коллекторной области 20...25 мкм, что модуляция коллектора практически происходить не будет.

Время жизни в высокоомной коллекторной области при не слишком высокой плотности дефектов будет составлять по крайней мере несколько микросекунд, и поэтому оно не будет ограничивать модуляцию коллектора.

Итак, для мощных СВЧ транзисторов нет необходимости целенаправленно изменять время жизни неосновных носителей заряда в различных областях транзисторной структуры.

Подвижность носителей заряда в различных областях транзисторной структуры определяется в первую очередь концентрацией легирующей примеси, и если эта концентрация в какой-либо области задана, то и значение подвижности практически также определено.

2.8.3 Типы транзисторных структур

Требования к параметрам различных типов транзисторов определяют размеры и форму различных областей их структуры.

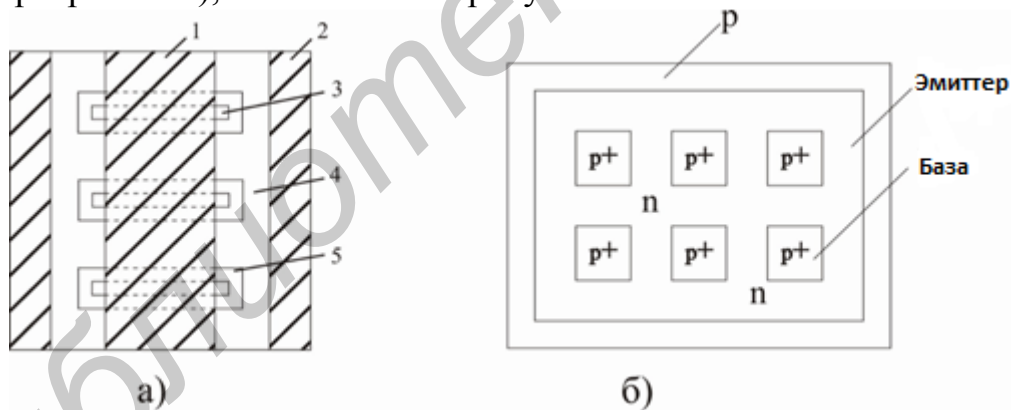
Было установлено, что коэффициент инжекции эмиттера и, следовательно, статический коэффициент передачи тока транзисторов с ростом плотности тока снижаются из-за того, что плотность подвижных носителей в базовой области при увеличении плотности тока растет и поэтому увеличивается ее проводимость. Увеличение проводимости базы может быть очень большим. В результате коэффициент инжекции эмиттера может снизиться до значения, намного меньшего, чем единица. При этом статистический коэффициент передачи тока снизится до недопустимо малых значений.

Обратим внимание на то, что с уменьшением коэффициента передачи тока растет базовый ток (при определенном токе эмиттера) и соответственно резче начинает падать открывающий потенциал на эмиттерном переходе при удалении

от края эмиттера. Коэффициент передачи тока уменьшается с ростом частоты. Поэтому на высоких частотах эффект оттеснения тока выражен сильнее.

В связи с большим значением этого эффекта утверждение о том, что для увеличения рабочего тока следует увеличивать площадь эмиттера, приходится заменить выводом, согласно которому для увеличения рабочего тока следует увеличить периметр эмиттера, не меняя его площадь. Лишь когда это увеличение само по себе перестает давать эффект и становится технологически невозможным, периметр эмиттера надо увеличивать, увеличивая одновременно и его площадь. Практически этот вывод привел к тому, что одной из основных тенденций конструирования транзисторов стало стремление получать структуры с максимально возможным отношением периметра эмиттера к площади базы, причем для мощных ВЧ и СВЧ транзисторов это стремление было выражено особенно сильно.

Для мощных транзисторов, рассчитанных на рабочие частоты до 1...2 МГц, наиболее часто используются эмиттеры с так называемой гребенчатой структурой [1]. Иногда такое решение находит применение и в более высокочастотных транзисторах. При увеличении тока и рабочей частоты гребенчатая структура из-за ряда причин (в частности, в связи со снижением устойчивости ко вторичному пробое) начинает терять свои преимущества. Поэтому для мощных ВЧ и СВЧ транзисторов используют структуры других типов. Как правило, эти структуры характеризуются более высоким отношением периметра эмиттера к площади. Это транзисторы с так называемой *overlay*-структурой (от англ. «перекрывать»), показанной на рисунке 2.10.



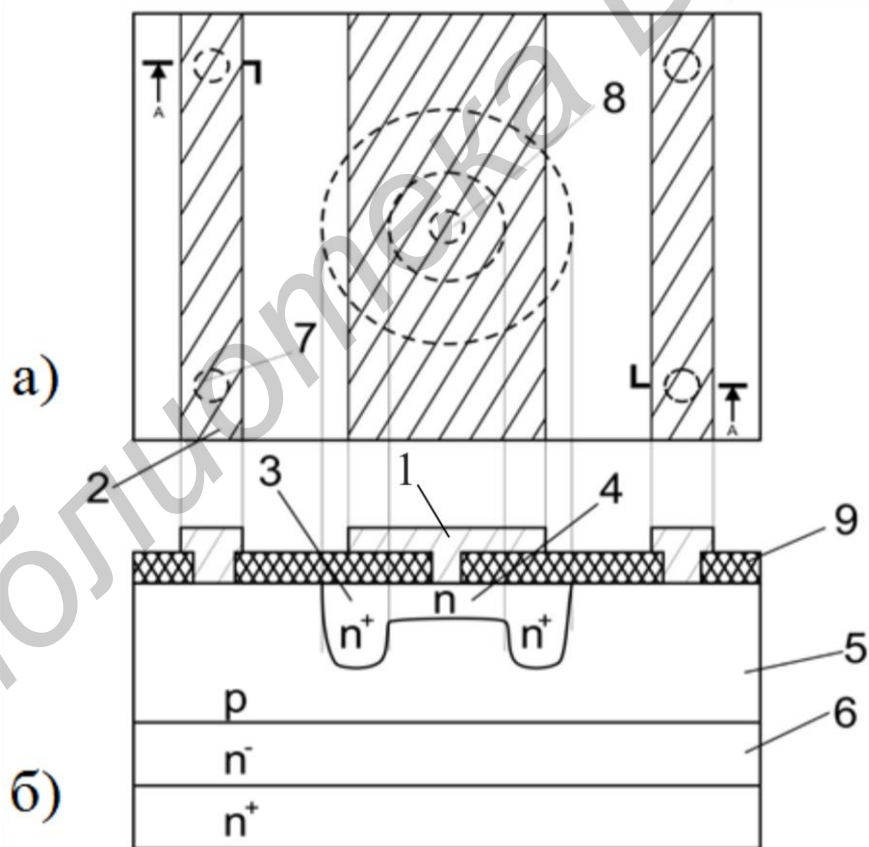
а) 1 – слой металлизации эмиттера; 2 – слой металлизации базы; 3 – n^+ -эмиттер; 4 – p^+ -сетка; 5 – p -база
 б) Рисунок 2.10 – Транзисторы типа *overlay* (а) и МЭШ типа (б)

Эта планарная структура характерна тем, что в базовой области создается не один эмиттер со сложной формой, а большое число простых по форме (квадратных) эмиттеров, образующих прямоугольную матрицу. Расстояние между соседними эмиттерами в этой структуре меньше, чем размер отдельного эмиттера. Поэтому если рассматривать *overlay*-структуру с квадратными эмиттерами как гребенчатую, зубцы которой разрезаны на квадратные области, то можно считать, что в пределе *overlay*-структура по сравнению с гребенчатой позволяет удвоить отношение периметра и его площади. В транзисторах с такой

структурой базовый контакт создается так же, как и в транзисторах с гребенчатой структурой. Что же касается эмиттерных контактов, то они создаются к каждому эмиттеру через отверстие в покрывающей его защитной диэлектрической пленке, а затем все контакты объединяются общей металлизацией, расположенной на диэлектрической пленке и имеющей, как и в приборах с гребенчатым эмиттером, форму гребенки. Однако металлизированная гребенка не везде располагается над эмиттером, а в промежутках между отдельными эмиттерами она лежит над базовой областью, перекрывая ее. Этим и объясняется название «*overlay*-транзистор».

Существуют также *overlay*-транзисторы с эмиттерами, имеющими не квадратную, а кольцевую форму (рисунок 2.11, а).

Были разработаны также транзисторные структуры, представляющие собой как бы обращенные *overlay*-структуры, МЭШ структуры (рисунок 2.10, б): в них эмиттер имел форму сетки, а базовые контакты находились в ячейках сетки и образовывали матрицу. Так как ячейки могли иметь меньшие размеры, чем эмиттерные области в *overlay*-структуре, то транзисторы с сетчатым эмиттером характеризовались еще большим отношением периметра эмиттера к площади структуры (за счет увеличения числа ячеек).



а – вид сверху; б – разрез структуры:

- 1 – эмиттерная металлизация; 2 – базовая металлизация; 3 – эмиттер; 4 – стабилизирующий эмиттерный резистор; 5 – база; 6 – коллектор; 7 – вывод базы; 8 – вывод эмиттера; 9 – оксид кремния

Рисунок 2.11 – Структура с кольцевым эмиттером и стабилизирующим эмиттерным резистором

Кроме того, большое распространение получили многоэмиттерные структуры (рисунок 2.12), в которых каждый эмиттер имел форму длинной полоски.

Эти структуры напоминают структуры с гребенчатым эмиттером, но отличаются тем, что в них отсутствует общая эмиттерная область, соединяющая отдельные полоски, – зубцы.

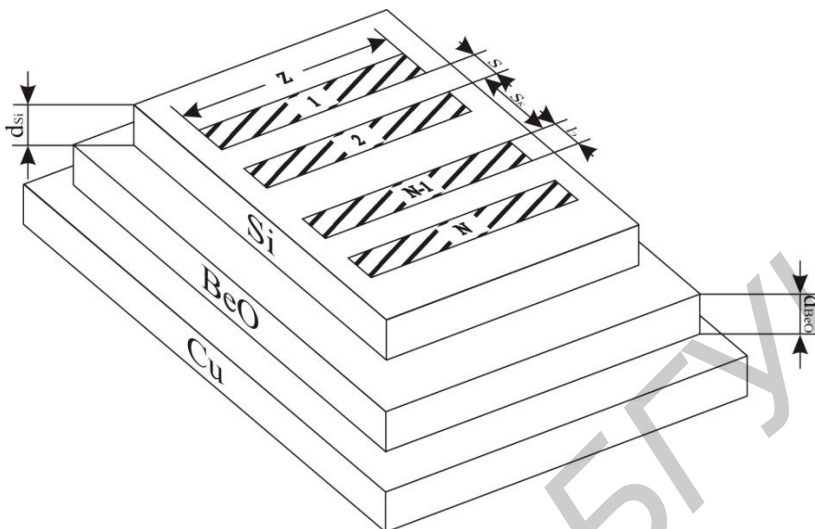


Рисунок 2.12 – Полосковая структура мощного СВЧ биполярного транзистора

Преимущество многоэмиттерной структуры с полосковым эмиттером заключается в том, что, исключив общую эмиттерную область, можно было бы резко уменьшить площадь эмиттерного и коллекторного переходов и в результате улучшить высокочастотные параметры транзисторов. Надо, однако, иметь в виду, что полностью избавиться от области, объединяющей эмиттеры, нельзя. Ее роль переходит к общей части металлической гребенки, через которую подводится ток к отдельным эмиттерам. Эта общая часть располагалась вне эмиттерных и базовых областей, над областью коллектора. Необходимо учитывать, что между базовой и эмиттерной контактными площадками и телом коллектора имеется емкость, включенная параллельно емкости коллектор – база. Эта емкость может быть довольно значительной, однако ее можно уменьшить, если увеличить толщину диэлектрика между металлизированными площадками и коллекторной областью. Для этого в полосковой структуре эмиттерные и базовые выводы из алюминиевой или золотой проволоки диаметром 30...60 мкм с помощью термокомпрессии присоединяются к широким эмиттерным или базовым контактным площадкам из алюминия или золота, расположенным над коллекторной областью на слое оксида SiO_2 . В результате можно добиться существенного улучшения частотных свойств транзистора. Еще одно преимущество многоэмиттерной структуры с полосковыми эмиттерами по сравнению с гребенчатой структурой будет рассмотрено далее.

Увеличение периметра эмиттера и его отношения к площади эмиттера может быть также ограничено недостаточным совершенством технологии (не-

возможностью создавать слишком узкие эмиттерные области) или по каким-либо другим причинам, по которым дальнейшее уменьшение ширины эмиттерных областей перестает давать эффект. Так, помимо известного эффекта отеснения тока эмиттера к его краю в ВЧ и СВЧ транзисторах может также играть роль затухание СВЧ сигнала при его проникновении в активную базовую область от края эмиттера по направлению к его центру. Учет этих двух эффектов приводит к установлению оптимальных значений для ширины эмиттерных полосок в многоэмиттерных полосковых структурах мощных СВЧ транзисторов (при обеспечении наибольшего рабочего тока для заданной площади коллекторного перехода). Однако эти эффекты играют заметную роль только на частотах свыше 1 ГГц. На первых этапах разработки СВЧ транзисторов увеличение отношения периметра эмиттера и его площади, безусловно, приводило к повышению рабочего тока. Однако со временем технологический уровень позволил получать структуры с минимальным размером элементов около 2...3 и даже 1 мкм, а такая ширина полосок может уже оказаться меньше оптимальной. Эффективная полуширина эмиттерной полосы $L_э = KW_Б\sqrt{\beta_N}$, где $K = 1,4$.

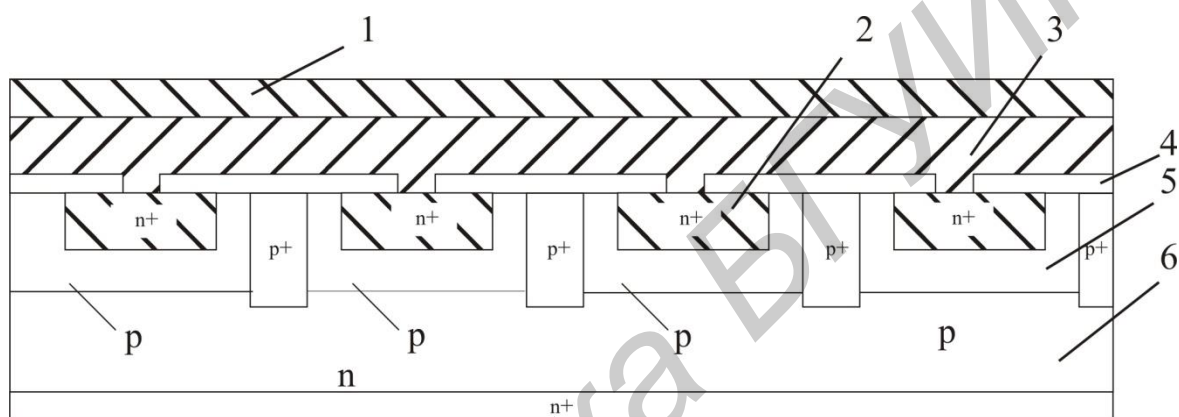
В транзисторных структурах с сильно развитым периметром эмиттера распределение тока между частями эмиттера сложной (гребенчатой или сетчатой) формы, а также между отдельными эмиттерами в *overlay*-структуре или многоэмиттерной полосковой структуре чрезвычайно неравномерно. Дело в том, что в биполярных транзисторах существует явление положительной тепловой обратной связи. Если, например, какой-либо из большого числа отдельных эмиттеров по какой-то причине начал инжектировать несколько больший ток, чем остальные, то область структуры вблизи от этого эмиттера разогреется чуть сильнее остальной части структуры. По этой причине уменьшится входное сопротивление для этого эмиттера, и ток через него возрастет еще больше.

В результате через этот эмиттер может пойти достаточно большой ток (иногда значительная часть всего тока, протекающего через прибор), и в транзисторе может наступить так называемый вторичный пробой. Даже если пробоя не произойдет, наличие резко неравномерного распределения тока между отдельными эмиттерами весьма отрицательно скажется на характеристиках транзистора. Чтобы избежать этого, необходимо ввести в транзисторную структуру элементы, которые обеспечивали бы отрицательную обратную связь, компенсирующую положительную тепловую обратную связь.

Таковыми элементами могут быть стабилизирующие или балластные поликремниевые резисторы, включаемые последовательно с каждым из эмиттеров в многоэмиттерной транзисторной структуре (рисунок 2.13). Если при этом ток через какой-либо эмиттер возрастает, то увеличивается падение напряжения на включенном последовательно с ним резисторе и вследствие этого уменьшается открывающее напряжение и ограничивается ток через этот эмиттер.

Для практической реализации стабилизирующих резисторов в транзисторных структурах существует много конструктивно-технологических решений. В гребенчатых структурах, например, можно в качестве таких резисторов

использовать участки самих эмиттерных зубцов, примыкающих к общей части эмиттера. В структурах типа *overlay* таким резистором может служить внутренняя часть эмиттерной области, например, структура с эмиттером в виде кольца (см. рисунок 2.11). Во внутреннюю часть кольца осуществляется диффузия тех же примесей, но на меньшую глубину и с более высоким поверхностным сопротивлением. Эта часть выполняет функции стабилизирующего резистора. Благодаря более высокому поверхностному сопротивлению удастся увеличить сопротивление стабилизирующего резистора и повысить его быстродействие, а благодаря меньшей глубине диффузии в этой области удастся добиться того, чтобы она не работала как эмиттер (т. е. не инжектировала ток в расположенную под ней базовую область).



1 – слой металлизации эмиттера;
 2 – n^+ – эмиттер; 3 – поликристаллические балластные эмиттеры; 4 – оксид; 5 – p -база;
 6 – коллектор

Рисунок 2.13 – Поперечное сечение транзистора типа *overlay*

2.8.4 Основы проектирования активных областей транзистора

Основные проблемы, которые приходится решать при конструировании и разработке технологии изготовления мощных СВЧ биполярных транзисторов, возникают из требований, предъявляемых к их параметрам с точки зрения особенностей применения транзисторов в реальных схемах. Из предыдущих разделов следует, что главная трудность связана с необходимостью одновременного сочетания требуемых высокочастотных свойств и высоких энергетических (в том числе и тепловых) показателей. Например, для повышения частотного предела необходимо уменьшать емкость коллекторного p - n -перехода $C_{jkp-n}(U_K)$, т. е. фактически его площадь. Однако это приводит к возрастанию теплового сопротивления $R_{Tп-к}$ и ограничению достижимого уровня мощности рассеяния P_{Kmax} . Кроме того, общее требование увеличения выходной мощности P_1 (в конечном счете рабочего тока I_K) неизбежно влечет за собой увеличение размеров транзисторной структуры. В каждом конкретном случае, таким образом,

приходится искать оптимальное решение. Необходим также компромисс при достижении оптимального сочетания малосигнальных параметров f_T , $C_{jk}(U_K)$, r_6 и других, поскольку часто улучшение одного из них приводит к ухудшению другого.

Принципиальное решение вопроса одновременного увеличения уровня выходной мощности и повышения частотного предела заключается в создании прецизионных транзисторных структур с высоким отношением периметра эмиттера к его площади (чаще в качестве обобщающего показателя, характеризующего геометрию активных областей СВЧ мощных транзисторов, используется также отношение общего периметра эмиттера к площади базы $P_Э/S_Б$). Эта идея основана на необходимости минимизации эффекта высокочастотного отеснения эмиттерного тока.

Увеличение отношения периметра эмиттера к площади базы $P_Э/S_Б$ при использовании полосковой геометрии дискретных эмиттеров достигается значительным сужением ширины полосок $l_э$ и уменьшения расстояния s между ними. Длина полосковых эмиттеров должна быть в общем случае небольшой, для того чтобы падение напряжения вдоль покрывающих их полосок металлизации было мало ($< kT/q$). В противном случае будет иметь место существенно неоднородная инжекция эмиттерного тока вдоль каждой полоски, которая приводит к тому, что плотность тока в начале эмиттерных полосок (в той части, где они объединяются общей металлизацией) будет значительно выше, чем в конце полосок. В результате полезный периметр эмиттерной области будет использоваться не полностью. Кроме того, это может явиться дополнительной причиной перераспределения тока в транзисторной структуре и появления термической неустойчивости.

Кроме полосковой структуры, как уже упоминалось ранее, появились другие варианты топологии транзисторных структур для класса мощных СВЧ транзисторов с более высоким отношением $P_Э/S_Б$. К их числу относятся многоэмиттерные (*overlay*) транзисторы, транзисторы с сетчатым эмиттером (*mesh-emitter transistors*) и др. Эти варианты топологии способствуют повышению выходной мощности транзистора вследствие более эффективного использования периметра эмиттера и увеличения рабочего тока I_K .

Необходимость одновременного решения задачи повышения выходной мощности и частотного предела является не единственным исходным критерием при проектировании мощных СВЧ транзисторов. Дело в том, что заданные энергетические параметры P_1 , n_K могут быть достигнуты только в напряженных электрическом и тепловом режимах, когда значения напряжения U_1 , тока I_{K1} и мощности рассеяния P_K приближаются к предельно допустимым. В этой связи не менее важной задачей, которую приходится решать при проектировании мощных приборов, является расчет оптимальной конструкции с точки зрения обеспечения минимально возможного теплового сопротивления переход – корпус $R_{т п-к}$, что было детально рассмотрено в предыдущем разделе.

Следующим принципиальным вопросом, который приходится решать при проектировании мощных СВЧ транзисторов, является обеспечение требуемых значений K_p на заданной частоте или в полосе частот. Как правило, это связано с обеспечением высоких значений частоты отсечки усиления f_T . Анализ выражения для f_T показывает, что при больших токах коллектора определяющим является время пролета носителей через базу $t_{пр} = 1/2\pi f_\alpha$.

Уменьшение $t_{пр}$ достигается в основном созданием тонкой базовой области W_B . Однако следует помнить, что чрезмерное уменьшение толщины базы (при заданной глубине залегания коллекторного p - n -перехода x_{K0}) может привести к росту поперечного сопротивления активной базы R_{sa} и к увеличению эффекта оттеснения эмиттерного тока, а следовательно, к уменьшению и коэффициента усиления по мощности K_p . Таким образом, в каждом конкретном случае соотношение толщин диффузионных или ионно-имплантированных слоев приходится оптимизировать так, чтобы обеспечить наиболее благоприятное сочетание параметра f_T и омического сопротивления r_ϕ . Снижения значения r_ϕ можно достигнуть, разработав такую топологию, в которой ширина отдельных эмиттерных областей и расстояние от перехода эмиттер – база до базового контакта имеют минимально возможные значения, а также соответствующим легированием базовой области с целью снижения поперечного сопротивления.

Существенным является также снижение переходного сопротивления в области омического контакта к базовой области p -типа, поэтому поверхностная концентрация акцепторов N_{sa} должна быть не ниже $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

К определенному компромиссу при конструировании мощных СВЧ транзисторов приходится прибегать с целью достижения оптимального сочетания таких параметров, как $C_{jk}(U_{КБ})$, $I_{Ккр}$ и пробивные напряжения $U_{КБО}$, $U_{КЭО}$. Емкость коллекторного p - n -перехода, определяемая по формуле

$$C_{jk}(U_{КБ}) = \varepsilon_{Si} \varepsilon_0 A_K / \left(\frac{2\varepsilon_{Si} \varepsilon_0 U_{КБ}}{q N_{dK}} \right)^{1/2}, \quad (2.39)$$

может быть уменьшена в определенных пределах за счет уменьшения концентрации доноров N_{dK} и площади коллекторного p - n -перехода A_K . Однако при снижении концентрации доноров N_{dK} снижается критическая плотность тока коллектора $I_{Ккр}$. При уменьшении площади коллекторного p - n -перехода A_K возрастает тепловое сопротивление $R_{тп-к}$. В то же время при уменьшении удельного сопротивления коллекторного слоя ρ_K повышается критический ток $I_{Ккр}$, но снижается пробивное напряжение $U_{КБО}$ проб вплоть до значений $2U_K$ и менее.

Обобщая материалы предыдущих разделов, изложенные выше соображения по проблеме проектирования мощных СВЧ транзисторов, можно предложить следующую методику приближенного расчета транзисторной структуры мощного генераторного n - p - n -транзистора СВЧ.

1. Исходя из заданных значений выходной мощности P_1 и КПД коллекторной цепи, определяем мощность, рассеиваемую в коллекторной цепи $P_K = P_1/\eta_K$. Определив P_K при заданном напряжении коллекторного источника, вычислим постоянную составляющую коллекторного тока $I_K = P_0/U_K$, а также максимальное (пиковое) значение тока коллектора, т. к. для усилителей с ОЭ и ОБ значение $I_{K\max}$ приблизительно в 3 раза превышает постоянную составляющую I_K .

2. Критический ток коллектора полагаем равным максимальному току коллектора $I_{K\text{кр}} = I_{K\max}$.

3. Значение концентрации доноров N_{dK} в высокоомном эпитаксиальном слое, от которого зависит критическая плотность тока $j_{K\text{кр}} = qV_s N_{dK}$, находим из следующих соображений.

Исходя из специфики применения мощных СВЧ транзисторов в усилителях мощности, пробивное напряжение коллекторного p - n -перехода должно примерно в 2,5...3 раза превышать напряжение питания U_K . Для транзисторов рассматриваемого класса используется планарная технология формирования p - n -переходов, поэтому следует учитывать наличие закругленных участков коллекторного p - n -перехода под краями окисной маски, тогда можно воспользоваться следующим выражением для пробивного напряжения цилиндрического p - n -перехода:

$$U_{\text{проб.ц}} = U_{\text{проб.пл}} \{ [(2 + \gamma)\gamma]^{1/2} - \gamma \}, \quad (2.40)$$

где $U_{\text{проб.пл}} = 6 \cdot 10^{13} N_B^{-3/4}$ (для кремния);

$\gamma = \frac{X_{K0}}{X_{dK}}$, где X_{K0} – глубина залегания коллекторного перехода при напряжении $U_{\text{проб.пл}}$.

$$X_d(U_{\text{проб.пл}}) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}U_{\text{проб.пл}}}{qN_{dK}}}. \quad (2.41)$$

С помощью формул (2.40) и (2.41) легко установить, что при типичной глубине залегания коллекторного p - n -перехода $X_{K0} = 1$ мкм и для реальных значений N_{dK} в пределах $1 \cdot 10^{15} \dots 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в различных типах мощных СВЧ транзисторах пробивное напряжение $U_{\text{проб.ц}}$ составляет 44...85 В. Для повышения пробивного напряжения $U_{\text{КБ0 проб}}$ в 1,5...2 раза при постоянной концентрации доноров в коллекторном слое можно использовать диффузионные охранные кольца с глубиной залегания $X_{K0} = 2 \dots 5$ мкм.

Толщину высокоомного эпитаксиального слоя d_n выбираем из условия, что для обеспечения заданного значения $U_{\text{КБ0}}$ обедненный слой коллекторного p - n -перехода при напряжении $U_{\text{Кр-}n} = U_{\text{КБ0}}$ не должен достигать границы

между n^+ -подложкой и эпитаксиальным слоем. Тогда $d_{n^-} = X_{K0} + X_{dK}(U_{KB0}) + \Delta X_a$, где $X_{dK}(U_{KB0})$ – ширина коллекторного p - n -перехода при напряжении U_{KB0} , определяемая по формуле (2.40), в которой $U_{KB0\text{пл}}$ следует заменить на U_{KB0} ; X_{K0} – толщина слоя автолегирования, получающегося в результате диффузии примесей из низкоомной n^+ -подложки в эпитаксиальный слой в процессе его выращивания и последующих высокотемпературных отжигов.

4. Используя полученное значение N_{dK} , находим критическую плотность тока коллектора $j_{K\text{кр}} = qV_s N_{dK}$ и площадь эмиттерного p - n -перехода (в пренебрежении эффектом оттеснения эмиттерного тока на большом переменном сигнале):

$$A_{Э\text{ } p-n} = I_{K\text{кр}}/j_{K\text{кр}}. \quad (2.42)$$

Тогда для варианта полосковой геометрии эмиттерных областей можно, установив для них ширину и длину, найти их число.

Ширина эмиттерных полосок выбирается минимально возможной, чтобы уменьшить эффект оттеснения эмиттерного тока к краям эмиттеров. По этой причине и в соответствии с оценками, приведенными ранее, для СВЧ транзисторов с рабочими частотами $f = 300 \dots 500$ МГц значения $l_э$ должны составлять 2...5 мкм, а для приборов с рабочими частотами $f = 1 \dots 5$ ГГц равны 1...2 мкм. Длину эмиттеров $Z_э$ выбираем такой, чтобы, как указывалось выше, падение напряжения вдоль покрывающих полосок металлизации (или вдоль самих n -эмиттеров в сетчатой топологии) не превышало kT/q .

На практике соотношение $Z_э/l_э$ обычно равно 10...20. Тогда на основании формулы (2.42) число эмиттерных полосок $N = A_{Э\text{ } p-n}/(j_{K\text{кр}} l_э Z_э)$.

5. Число эмиттерных секций N' , эмиттерных полосок в секции N_1 , расстояние S между эмиттерами в секции, расстояние между секциями S_K выбираем таким образом, чтобы обеспечить заданное значение теплового сопротивления переход – корпус $R_{T\text{ п-к}}$. Расстояние между эмиттерами в секциях S обычно на практике равно 5...20 мкм, расстояние между эмиттерными секциями $S_K = 100 \dots 500$ мкм.

6. Для выбранной топологии эмиттерных секций, размеры которых примерно равны размерам баз p -типа и составляют $l'_э = l_э Z'_э = N_1 l_э + S(N_1 - 1)$, вычисляем емкость коллекторного p - n -перехода при напряжении коллекторного источника U_K , причем полагаем $A_{K\text{ } p-n} = N' l'_э Z'_э$. Затем находим емкости базовых $C_{Б.пл}$ и эмиттерных $C_{Э.пл}$ контактных площадок на окисле SiO_2 толщиной $d_{SiO_2} = 1 \dots 2$ мкм над коллекторным слоем n -типа по формулам $C_{Б.пл} = \varepsilon_0 \varepsilon A_{Б.пл} siO_2 / d_{SiO_2}$, $C_{Э.пл} = \varepsilon_0 \varepsilon A_{Э.пл} siO_2 / d_{SiO_2}$, где $A_{Б.пл}$ и $A_{Э.пл}$ – площади базовых и эмиттерных площадок соответственно.

Если окажется, что сумма величин $C_{jK\text{ } p-n}(U_K) + C_{Б.пл} + C_{Э.пл}$ превышает заданную величину $C_{jK}(U_K)$, то следует уменьшить длину секций за счет уменьшения расстояния S между эмиттерами в секции. Затем следует повторно провести расчет теплового сопротивления переход – корпус $R_{T\text{ п-к}}$ для новой

топологии эмиттерных секций. Если вновь рассчитанное значение $R_{T\text{п-к}}$ будет превышать заданное, то необходимо увеличить расстояние S_K между секциями.

7. Толщины активных областей (эмиттера $X_{Э0}$ и базы $W_{Б0}$) зависят от рабочей частоты транзистора и требуемых значений коэффициента усиления по мощности K_p . Так, для транзисторов, работающих на частотах 300...500 МГц, толщина базы $W_{Б0} = 0,5...0,7$ мкм, поперечное сопротивление активной базы $R_{sa} = 2...3$ кОм/квadrat. Для приборов, рассчитанных для работы на частоте $f = 1$ ГГц, толщина активной базы $W_{Б0} = 0,25...0,35$ мкм. На более высоких частотах ($f \geq 2$ ГГц) $W_{Б0} \approx 0,15$ мкм, что является уже пределом для планарной технологии. Для всех указанных толщин базы рассчитанные значения частоты отсечки коэффициента переноса базы f_T в 3...4 раза превышают рабочую частоту f , что необходимо для обеспечения заданных величин $K_p = 3...10$.

2.8.5 Конструкции корпусов

Необходимость достижения высоких эксплуатационных параметров мощных СВЧ транзисторов и прежде всего большого уровня выходной мощности P_1 на сверхвысоких частотах определяет жесткие требования не только к проектированию кристалла с транзисторной структурой, но и к конструированию корпусов для приборов данного класса. Без тщательно сконструированного и изготовленного корпуса те значения параметров P_1, K_p, η_K , которые может обеспечить транзисторная структура, просто не будут реализованы.

Специфика конструирования корпусов для мощных биполярных СВЧ транзисторов определяется в основном двумя факторами.

Во-первых, корпуса должны обладать малыми значениями паразитных индуктивностей выводов (особенно индуктивности общего электрода) и межэлектродных емкостей. Требование снижения индуктивности общего вывода ужесточается с повышением рабочей частоты. Особо важную роль приобретает индуктивность входного электрода $L_{вх}$ (базового в схеме с ОЭ или эмиттерного в схеме с ОБ) при проектировании мощных СВЧ транзисторов, поскольку увеличение $L_{вх}$ приводит к уменьшению входной добротности $Q_{вх}$ и, как следствие, к ограничению полосы частот.

Во-вторых, корпуса должны обеспечивать малое тепловое сопротивление на участке p - n -переход – корпус ($R_{T\text{п-к}}$), а также на участке корпус – теплоотвод. Удельная мощность, рассеиваемая в области коллектора современных мощных СВЧ транзисторов, составляет 100...300 Вт/см² и более, а общий уровень рассеиваемой мощности равен десяткам или даже нескольким сотням ватт. Высок также градиент температуры в направлении от источников тепловыделения (участков коллекторного p - n -перехода под эмиттерами) до фланца корпу-

са – до 500 °С/мм. Следовательно, для того чтобы температура *p-n*-переходов не превышала максимальной $T_{п\ max} = 150 \dots 200$ °С, необходим очень эффективный отвод тепла. Поэтому конструкция корпусов для мощных СВЧ транзисторов и, в частности, свойства и геометрические размеры входящих в них материалов выбираются таким образом, чтобы тепловые сопротивления отдельных участков корпуса и всего корпуса в целом были минимальны.

Специфической особенностью корпусов для мощных СВЧ приборов является также то, что их выводы в подавляющем большинстве случаев изолированы от основания. Это связано с применением транзисторов в реальных схемах, где обычно теплоотвод электрически соединен с источником питания.

Материалы, используемые в качестве теплоотводов в корпусах мощных СВЧ транзисторов, должны удовлетворять следующим основным требованиям:

- обладать близким с кремнием коэффициентом теплового расширения (КТР) во всем диапазоне рабочих температур, а также высокой механической прочностью;

- иметь большой коэффициент теплопроводности и высокое удельное сопротивление;

- иметь низкие значения диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь на соответствующих частотах;

- допускать механическую обработку (или какие-либо другие виды обработок) с целью получения необходимых размеров, формы и класса чистоты поверхности, а также хорошей покрываемости различными материалами.

Наилучшим материалом с точки зрения удовлетворения всех этих противоречивых требований является керамика из окиси бериллия BeO . Широкое применение окиси бериллия в производстве мощных СВЧ приборов обусловлено прежде всего ее высокой теплопроводностью и хорошим электроизоляционными свойствами. Коэффициент теплопроводности λ_{BeO} значительно выше, чем, например, никеля, молибдена, кобальта, и по своей величине близок к аналогичному коэффициенту для алюминия. Хорошая теплопроводность BeO обуславливает ее высокую термостойкость, что очень важно при работе в условиях циклического изменения температуры. Удельное сопротивление керамики из BeO зависит от ее чистоты и изменяется от 10^{14} до 10^{18} Ом · см.

2.9 Гетеропереходные биполярные транзисторы

2.9.1 Общие сведения

Требования к электрофизическим и геометрическим параметрам структуры биполярных транзисторов во многом являются противоречивыми [2]. Действительно, для обеспечения высокой эффективности эмиттера необходимо, чтобы результирующая концентрация примеси в эмиттере $N_Э$ во много раз превышала концентрацию примеси в базе $N_Б$: $N_Э \gg N_Б$.

Для повышения коэффициента переноса и уменьшения времени пролета носителей через базу требуется уменьшать толщину базы W_B , которая должна быть много меньше диффузионной длины неосновных носителей L_n : $W_B \ll L_{nB}$.

В то же время выполнение этих условий ведет к увеличению сопротивления базы r_B , что ухудшает частотные свойства транзистора и коэффициент усиления базового тока при больших токах (эффект оттеснения эмиттерного тока).

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

Высокие степени легирования эмиттера и базы ведут к увеличению барьерной емкости эмиттерного перехода. Снижение же степени легирования базы трудноосуществимо технологически и ведет к падению усилительных свойств при высоком уровне инжекции.

Таким образом, при выборе электрофизических и геометрических параметров структуры приходится руководствоваться компромиссными соображениями, т. е. улучшение одних характеристик прибора неизбежно сопровождается ухудшением других.

Значительная часть противоречий в требованиях к параметрам транзисторной структуры устраняется, если эмиттерную и базовую области изготовить из различных полупроводниковых материалов таким образом, чтобы ширина запрещенной зоны в эмиттере была больше, чем в базе. Такие биполярные транзисторы называются гетеропереходными (ГБТ).

Преимущества ГБТ на примере n - p - n -транзистора иллюстрируются энергетической диаграммой на рисунке 2.14. В идеальном случае разница в ширине запрещенной зоны ΔE_g для эмиттера и базы соответствует разрыву энергетического уровня ΔE_v :

$$\Delta E_g = \Delta E_v.$$

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.

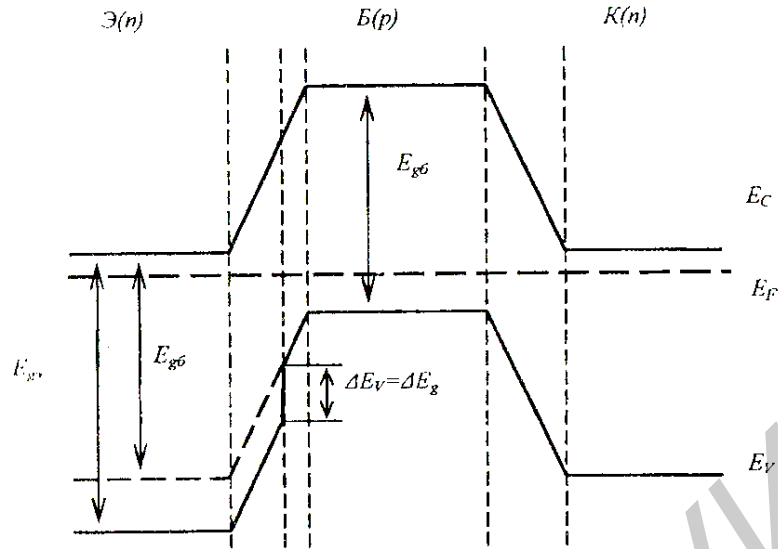


Рисунок 2.14 – Энергетическая диаграмма идеализированного ГПТ
($U_{ЭБ} = U_{КБ} = 0$)

Рассмотрим для простоты случай, когда вырождение в эмиттере и базе отсутствует, а толщина квазинейтральных слоев эмиттера $W_Э$ и базы $W_Б$ много меньше диффузионной длины неосновных носителей. При этом электронная и дырочная составляющие обратного тока насыщения эмиттерного перехода определяются соотношениями:

$$j_{Эsn} = \frac{qn_{iБ}^2}{N_Б} \cdot \frac{D_{nБ}}{W_Б}; \quad (2.43)$$

$$j_{Эsp} = \frac{qn_{iЭ}^2}{N_Э} \cdot \frac{D_{pЭ}}{W_Э}; \quad (2.44)$$

где $D_{pЭ}$ и $D_{nБ}$ – коэффициенты диффузии неосновных носителей в эмиттере и базе соответственно.

Собственная концентрация свободных носителей в полупроводнике зависит от ширины запрещенной зоны:

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

Поэтому при одинаковых значениях эффективных плотностей квантовых состояний $N_{c,v}$

$$\frac{n_{iЭ}^2}{n_{iБ}^2} = \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right). \quad (2.45)$$

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

$$\gamma = \left[1 + \frac{G_{\text{НБ}}}{G_{\text{НЭ}}} \cdot \frac{\overline{D_{\text{пЭ}}}}{\overline{D_{\text{нБ}}}} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (2.46)$$

где $G_{\text{НБ}}$ и $G_{\text{НЭ}}$ – числа Гуммеля в базе и эмиттере соответственно.

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

К преимуществам гетеротранзистора относятся:

- высокая эффективность эмиттера, т. к. 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 ЭБ; 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 $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ и нитридах III группы.

Соотношение (2.46) можно представить в виде

$$\gamma = \left[1 + \frac{G_{\text{НБ}}}{G_{\text{НЭ}}^*} \cdot \frac{\overline{D_{\text{пЭ}}}}{\overline{D_{\text{нБ}}}} \right]^{-1}, \quad (2.47)$$

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

Соотношение (2.46) показывает, что разность величин запрещенных зон эмиттера и базы является чрезвычайно эффективным средством повышения величины γ . Действительно, при $\Delta E_g = 0,25$ эВ эффективное число Гуммеля в эмиттере повышается более чем в 10^4 раз, что и позволяет сохранить высокие усилительные свойства ГБТ при условии $N_{\text{Б}} \gg N_{\text{Э}}$.

Дополнительным преимуществом ГБТ является весьма низкая степень проявления эффекта Эрли. Концентрация примеси в базе во много раз превышает концентрации примеси в коллекторе и эмиттере, поэтому лишь малые части областей пространственного заряда коллекторного и эмиттерного p - n -переходов расположены в p^+ -области базы. В результате толщина базы очень слабо зависит от напряжений $U_{\text{КБ}}$ и $U_{\text{ЭБ}}$. Благодаря этому наклон выходных ВАХ в нормальном режиме работы ГБТ очень мал, а собственный коэффи-

коэффициент усиления по напряжению может достигать 10^6 . Такая ситуация обеспечивает возможность уменьшения толщины базы до величины, меньшей $0,05 \text{ мкм}$, при сохранении достаточно высокого напряжения смывания.

К недостаткам ГБТ можно отнести снижение подвижности основных и неосновных носителей в базе при сильном легировании.

В реальных ГБТ разрыв границ запрещенной зоны приводит к разрыву уровней E_c и E_v . Из рисунка 2.15 видно, что в этом случае в эмиттерном переходе существует энергетический «пик» уровня E_c . Этот «пик» 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 (2.42) ширина базовой области эмиттерного перехода X_{d3} много меньше ширины эмиттерной области W_3 (см. рисунок 2.15). Поэтому высота дополнительного барьера ΔE_n может быть значительной. Наличие дополнительного барьера необходимо учитывать при расчете параметров ГБТ. Наиболее просто это делается в рамках термоэлектронной диффузионной модели, изложенной ниже. Ввиду малой толщины «пика» следует учитывать также возможность туннелирования электронов через этот барьер.

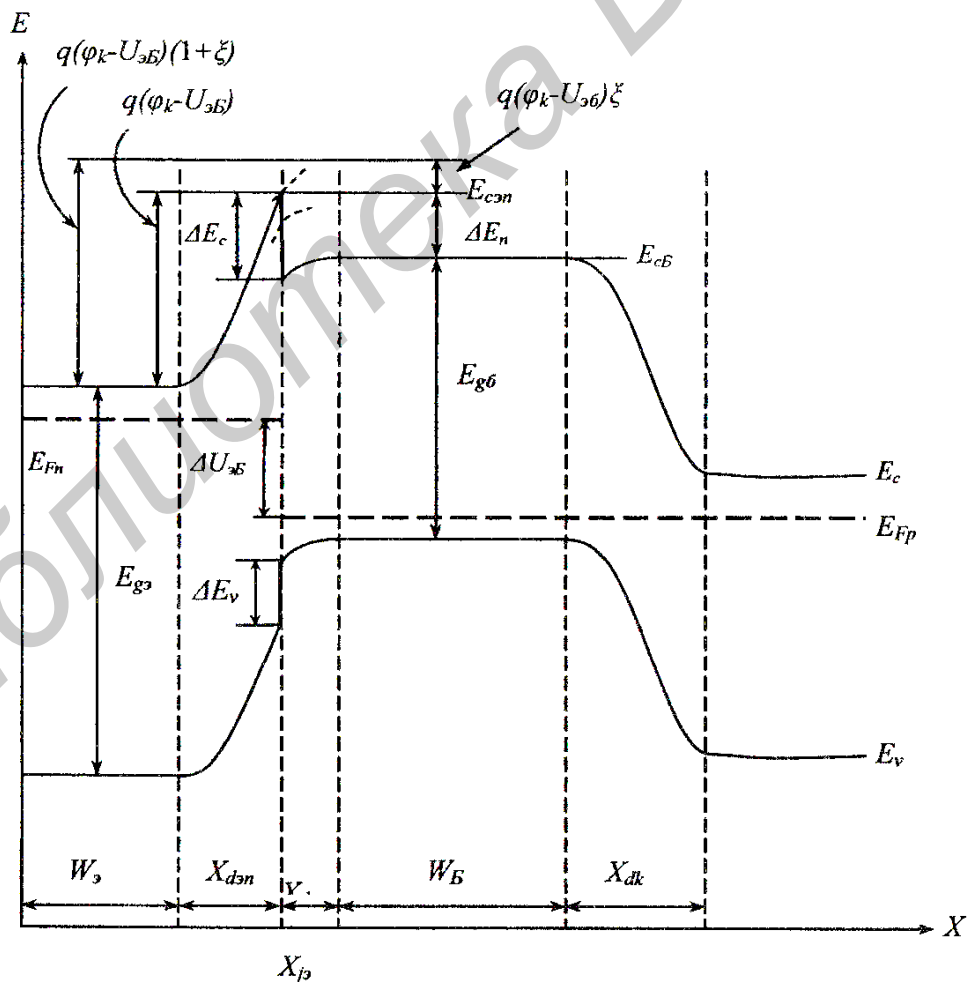


Рисунок 2.15 – Энергетическая диаграмма реального ГБТ ($U_{KB} = 0$; $U_{3B} > 0$)

2.9.2 Термоэлектронная диффузионная модель

В этой модели перенос электронов через дополнительный потенциальный барьер высотой ΔE_n (см. рисунок 2.15) 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 ($X = X_{jэ}$).

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

$$j_n(X_{jэ}) = -\frac{1}{4} q v_{Tn} [n(X_{jэ} - 0) - n(X_{jэ} + 0) \exp(-\Delta E_c / kT)], \quad (2.48)$$

где v_{Tn} – средняя тепловая скорость электронов. Экспоненциальный множитель учитывает наличие потенциального барьера высотой ΔE_c для электронов, переходящих через барьер справа налево, подобно тому, как это делается в теории термоэлектронной эмиссии. Эффективные массы электронов m_n по обе стороны барьера считаются одинаковыми.

Концентрации электронов по обе стороны плоскости $X = X_{jэ}$ связаны с их концентрациями на границах эмиттерного перехода соотношениями статистики Максвелла – Больцмана:

$$n(X_{jэ} + 0) = n_{Б гр} \exp[-(\varphi_{кэ} - U_{ЭБ})\xi / \varphi_T]; \quad (2.49)$$

$$n(X_{jэ} - 0) = n_{Э гр} \exp[-(\varphi_{кэ} - U_{ЭБ})(1 - \xi) / \varphi_T], \quad (2.49a)$$

где $n_{Э гр} = n(X_{jэ} - X_{дэ})$;

$n_{Б гр} = n(X_{jэ} - X_{дэп})$;

$\varphi_{кэ}$ – контактная разность потенциалов на эмиттерном переходе; $\xi = N_{Э} / (N_{Э} + N_{Б})$ – доля $\varphi_{кэ}$, приходящаяся на базовую область эмиттерного перехода толщиной $X_{дэп}$ (см. рисунок 2.15).

Диэлектрические проницаемости слоев эмиттера и базы для простоты приняты одинаковыми.

В пренебрежении током рекомбинации-генерации носителей заряда в эмиттерном переходе

$$j_n(X_{jэ}) = j_n(X_{jэ} + X_{дэп}) = -j_{эн}. \quad (2.50)$$

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

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

$$\begin{aligned} j_n(X_{jэ} + X_{dэp}) &= qD_B \cdot dn/dx(X_{jэ} + X_{jБ}) = \\ &= qD_B (n_{Бгр} - n_{Б0})/W_B, \end{aligned} \quad (2.51)$$

где $n_{Б0} = n_{iБ}^2/N_B$ – равновесная концентрация электронов в базе.

Подставляя (2.48) и (2.51) в (2.50) с учетом (2.49), найдем избыточную граничную концентрацию электронов в базе:

$$n_{Бгр} - n_{Б0} = R_n^{-1} \left[n_{эгр} \exp \frac{\Delta U_c + U_{эБ} - \varphi_{кэ}}{\varphi_T} - n_{Б0} \right], \quad (2.52)$$

где

$$\Delta U_c = \Delta E_c/q; \quad (2.53)$$

$$R_n = 1 + \frac{4D_{nБ}}{v_{Tn}W_B} \exp \frac{\Delta U_c - E(\varphi_{кэ} - U_{эБ})}{\varphi_T}, \quad (2.54)$$

где $U_c = kT/q$.

Подстановка (2.53) в (2.51) с учетом (2.53), (2.56) и (2.50) дает ВАХ электронной составляющей тока через эмиттерный переход:

$$j_{эn} = j_{эс} [\exp(U_{эБ}/\varphi_T) - 1], \quad (2.55)$$

где плотность электронного обратного тока насыщения $j_{эс}$ определяется соотношением

$$j_{эс} = \frac{qD_{nБ}n_{iБ}^2}{N_BW_BR_n}. \quad (2.56)$$

Сравнение (2.56) и (2.43) показывает, что влияние дополнительного потенциального барьера для электронов высотой ΔE_n (см. рисунок 2.15) в формуле для плотности электронного тока учитывается множителем R_n^{-1} , который определяется соотношением (2.56). Формула (2.56) 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 (2.44). Таким образом, для эффективности эмиттера с учетом (2.56), (2.46) и (2.47) получим

$$\gamma = \left(1 + \frac{R_n G_{NB} \bar{D}_{ЭрЭ}}{G_{NЭ}^* \bar{D}_{nБ}} \right). \quad (2.57)$$

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

2.9.3 Типы гетеробиполярных транзисторов

В настоящее время реализованы гетеропереходные транзисторные структуры (биполярные гетеротранзисторы – БГТ) на основе различных материалов. В таблице 2.1 приведены такие гетерокомпозиции.

Ниже дан обзор наиболее разработанных и перспективных БГТ структур. 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 %.

В 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 электрон-вольтах). Для создания гетероструктур на основе $A^{III}B^V$ используют метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и метод газофазной эпитаксии с применением металлорганических соединений – МОС гидридный метод (или МОСVD).

Таблица 2.1 – Гетерокомпозиции, на основе которых созданы биполярные гетеротранзисторы

Подложка	Эмиттер	База	Коллектор
$GaAs$	$AlGaAs$	$GaAs$ или $AlGaAs$ (с градиентом состава)	$GaAs$ или $AlGaAs$
	$GaInP$	$GaAs$ или $AlGaAs$ (с градиентом состава)	$GaAs$ или $GaInP$
InP	InP	$InGaAs$	$InGaAs$ или InP
	$AllnAs$	$InGaAs$	$InGaAs$ или InP
	InP	$GaAsSb$	InP
Si	$Si/Поли-Si$	$Si-Ge$ (с градиентом состава)	Si
Al_2O_3	$AlGaN$	GaN	GaN

Кремний используют для легирования n -областей, бериллий применяют для получения p -области.

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

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*.

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 *InGaP* травили 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.

Одним из основных параметров является напряжение включения транзистора, снижение которого ограничено относительно большой шириной запрещенной зоны базового слоя *GaAs*. Для БГТ с базой из *GaAs* минимальное напряжение включения $U_{\text{вкл}} = 1,4$ 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 $A^{III}B^V$ является подбор новых композиций материала базы на основе *GaAs*, которые имели бы меньшую ширину запрещенной зоны и, следовательно, могли бы обеспечить снижение $U_{\text{вкл}}$.

БГТ на *InP*, выращенные на подложках *InP*, возникли как альтернативная технология БГТ на *GaAs*. *InP*-гетеропереходные приборы демонстрируют многочисленные БГТ из *InGaP/GaAs*, перспективные для высокоскоростных и СВЧ интегральных схем (ИС) 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 преимуществ над *GaAs*-приборами для высокоскоростного, маломощного аналогового, цифрового и оптоэлектронного применения благодаря следующим отличительным свойствам:

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

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 (рисунок 2.16).

Потенциальный барьер для электронов в зоне проводимости $SiGe$ -БГТ (в эмиттерном переходе) оказывается меньше, чем в биполярном гомопереходном транзисторе на основе Si . Эмиттерный, а значит, и коллекторный ток поэтому больше в $SiGe$ -БГТ, чем в эквивалентном гомобиполярном приборе, и они возрастают с увеличением содержания Ge .

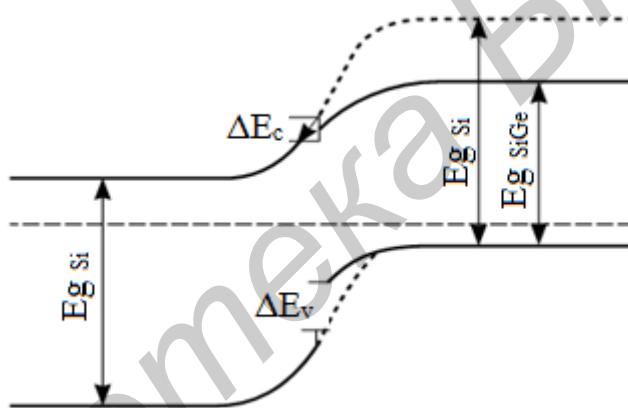


Рисунок 2.16 – Энергетическая диаграмма $SiGe$ -БГТ

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, вызываемых 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 $U_{ЭБ}$ и малого напряжения насыщения коллектор – эмиттер $U_{КЭ}$ в $SiGe$ -БГТ усилителей.

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

Во-первых, большая ширина запрещенной зоны: 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.

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

В-третьих, 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 еще, 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, малозумящих 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 $N_B = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. 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 . 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.

Изготовленный $n-GaN/p-SiC/n-SiC$ -БГТ представлен на рисунке 2.17.



Рисунок 2.17 – Структура $n\text{-GaN}/p\text{-SiC}/n\text{-SiC}$ -БГТ

Проблемой GaN/SiC -БГТ является необходимость полной изоляции отдельных приборов, изготовленных на одной SiC -пластине.

В итоге $AlGaN$ -транзисторы (полевые и БГТ) нацелены на вытеснение аналогичных приборов 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 $AlGaAs/GaAs$. Таковы ближайшие перспективы развития электронных приборов на нитридных полупроводниках.

2.9.4 Сравнение достигнутых результатов с теоретическими оценками

Проведенные исследования и разработки последних лет показывают, что основные физические принципы, заложенные в основу БГТ, безусловно, 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 соображений:

1. Толщину базы следует делать возможно меньшей для уменьшения времени пролета базы t_D и, следовательно, увеличения предельной частоты f_T .

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. Увеличение легирования базы может привести к уменьшению усиления транзистора.

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

3. Концентрацию в области коллектора, примыкающей к переходу КБ, 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.

4. 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 приведенного выше следует противоречивость требований к элементам конструкции и профилю легирования БГТ. Оптимизация конструкции 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, из-за чего при отжигах происходит размывание локальных областей высокого легирования.

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

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

Экспериментальные значения коэффициента усиления по току β для БГТ из различных гетеропереходных структур, имеющих разные разрывы валентной зоны ΔE_v показаны на рисунке 2.18.

Из рисунка 2.18 видно, что экспериментальные точки близки, но систематически отклоняются от теоретического соотношения – экспоненциальной зависимости $\beta = A \exp(\Delta E_v/kT)$, где A – коэффициент пропорциональности, что можно объяснить технологическим несовершенством новых гетеропереходных структур.

Наличие усиления по току не является обобщающей характеристикой биполярного транзистора, т. к. транзистор может не усиливать по току, но усиливать по мощности. Поэтому вводится понятие максимальной частоты усиления, на которой коэффициент усиления по мощности падает до единицы.

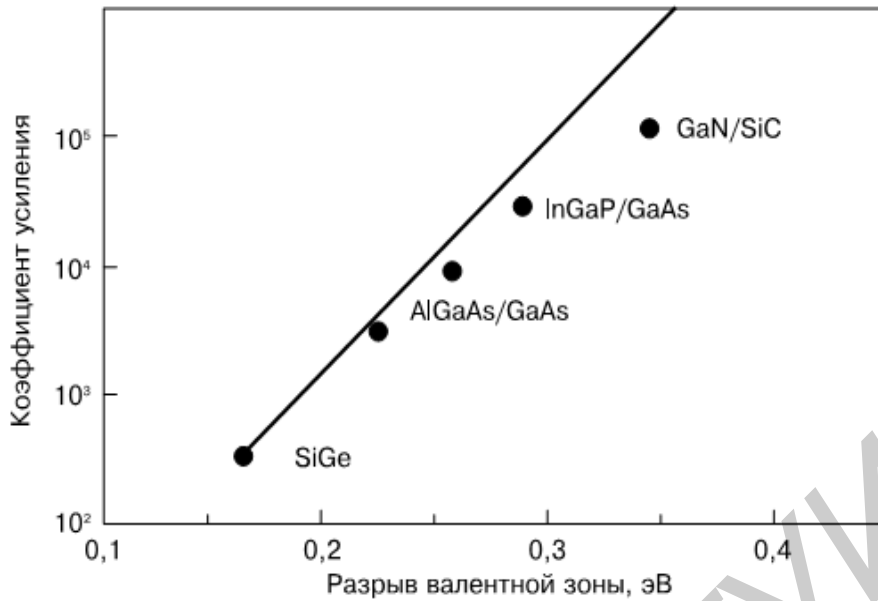


Рисунок 2.18 – Зависимость коэффициента усиления по току β от величины разрыва валентной зоны ΔE_v для различных гетеропереходов

Из известного выражения максимальной частоты биполярного транзистора $f_{max} = \sqrt{\frac{\alpha_0 f_T}{8\pi r_B C_V}}$ с использованием следующих формул:
 - для граничной частоты

$$f_T \approx \frac{1}{2\pi t_{пр}}$$

где $t_{пр} = \frac{W_B^2}{2D_n}$ – время прохождения базы за счет диффузии;
 - для объемного сопротивления базы

$$r_B = \rho_B / 2W_B;$$

- для барьерной емкости коллектора

$$C = S_K \left(\frac{q N_B \epsilon \epsilon_0}{2U_K} \right)^{1/2},$$

где $N_B = \frac{N_{aK} N_{aB}}{N_{aB} + N_{aK}}$, (N_{aK} – концентрация примеси в коллекторе;

N_{aB} – концентрация примеси в базе; ρ_B – удельное сопротивление базы) и при условии, что коэффициент передачи по току на низкой частоте $\alpha_0 = 1$, получается

$$f_{max} = \sqrt{Q},$$

где выражение под корнем Q называют фактором качества транзистора, работающего в режимах усиления и генерации.

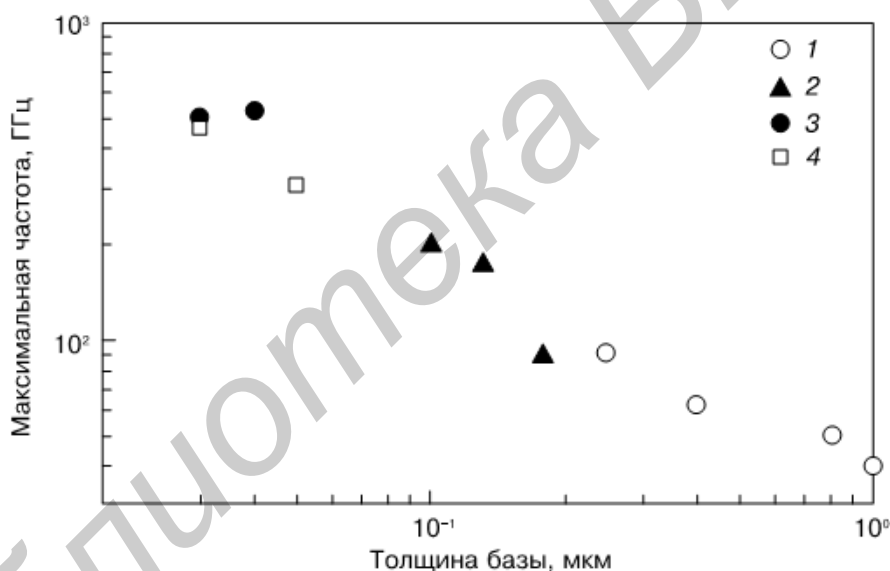
Улучшения высокочастотных свойств транзистора достигают уменьшением ширины базы и площади коллекторного $p-n$ -перехода. В современных высокочастотных транзисторах W_B и S_K уменьшены до технически возможных пределов.

Экспериментальные значения f_{max} для $SiGe$ -БГТ с различной шириной базы W_B показаны на рисунке 2.19.

Экспериментальные точки укладываются на линию, соответствующую функции

$$f_{max} \sim \frac{1}{\sqrt{W_B}}.$$

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



1 – $SiGe$ -БГТ; 2 – $AlGaAs/GaAs$;
3 – $InP/InGaAs/InP$; 4 – $InGaP/InGaAs/GaAs$
Рисунок 2.19 – Зависимость f_{max} от толщины базы W_B

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

- 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. Сглажен-

ность 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);

- вся площадь эмиттера БГТ проводит ток, что обеспечивает высокую способность управления током на единицу поверхности;

- 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);

- пробивное напряжение БГТ контролируется эпитаксиальной структурой прибора;

- 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.

ГЛАВА 3 МОП ТРАНЗИСТОРНЫЕ СТРУКТУРЫ

Мощные МОПТ используются или как усилители мощности (при конструировании необходимо добиваться хороших частотных характеристик), или как мощный ключевой элемент (при конструировании необходимо добиваться малых потерь мощности).

3.1 МОПТ как усилитель мощности

Работая в пологой области выходной характеристики, МОПТ являются по существу приборами с квадратичной вольт-амперной характеристикой, т. к.

$$I_C = k/2(U_{зи} - U_{пор})^2. \quad (3.1)$$

Отсутствие в характеристике МОПТ членов нечеткого порядка приводит к малому уровню перекрестных искажений, т. е. к отсутствию заметного взаимодействия между двумя высокими частотами внутри полосы пропускания, когда прибор используется как линейный усилитель.

Переходные характеристики МОПТ приблизительно линейны при малых сигналах, когда ток на выходе I_C связан с входным напряжением $U_{зи}$ соотношением

$$I_C = S \cdot U_{зи}. \quad (3.2)$$

Если это свойство МОПТ сохраняется для достаточно большого интервала токов, то они приобретают преимущество перед биполярными транзисторами, поскольку последние для подавления искажений требуют значительно более сильной обратной связи. Поэтому мощные МОПТ применяются в схемах усилителей звуковой частоты, а также для осуществления широтно-импульсной модуляции. Биполярные транзисторы для этой цели не годятся, т. к. не обладают достаточно высокими частотными характеристиками.

Выходная мощность МОПТ

$$P_{\text{вых}} \cong I_C \max(U_{\text{СИ проб}} - U_{\text{СИ нас}}), \quad (3.3)$$

где $(U_{\text{СИ проб}} - U_{\text{СИ нас}})$ – максимальный размах напряжения на стоке;

$U_{\text{СИ проб}}$ – напряжение пробоя сток – исток.

Очевидно, что для достижения большой выходной мощности желательно, чтобы напряжение пробоя $U_{\text{СИ проб}}$ было намного больше напряжения насыщения $U_{\text{СИ нас}}$.

Для получения большой величины тока стока $I_{C\max}$ нужно увеличивать ширину Z -затвора. Для этого в конструкциях МОПТ применяют или гребенчатый затвор (зубцы гребенки входят друг в друга), или затвор ячеистого вида. Необходимо также уменьшать последовательное сопротивление транзистора во включенном состоянии, которое включает в себя сопротивление канала, стока и истока. На сопротивлениях истока и стока бесполезно рассеивается мощность. Сопротивление истока, кроме того, влияет на параметры входной цепи усилителя и проявляется как элемент обратной связи, в результате чего коэффициент усиления прибора падает.

В настоящее время при постоянных токах стока десятки ампер сопротивления истока и стока МОПТ не превышает единиц ома.

Минимизировать емкость затвор – канал можно использованием самосовмещенного затвора из поликристаллического кремния. Уменьшить паразитные емкости помогает также применение более утолщенной пленки оксида под металлическим контактом затвора в местах, расположенных вне активного канала.

Использование в качестве усилителей транзисторов с n -каналами во многих отношениях предпочтительнее, чем с p -каналами, из-за большей подвижности электронов, лучших частотных характеристик и большей крутизны вольт-амперной характеристики.

3.2 Мощный МОПТ как ключевой элемент

Мощные МОПТ предназначены для переключения больших токов, и при этом падение напряжения на них в проводящем состоянии $U_{пр} = I_C(R_K + R_{и} + R_C)$ лишь ненамного выше, чем в биполярных транзисторах с такой же активной площадью кремниевой структуры. Падение напряжения, которое возникает на остаточном сопротивлении проводящей структуры (сопротивление канала R_K , истока $R_{и}$ и стока R_C), является одним из важнейших параметров любого переключения, т. к. именно им определяется количество рассеиваемой мощности.

На рисунке 3.1 показана идеализированная характеристика переключения: вход – напряжение затвор – исток $U_{ЗИ}$, выход – ток стока I_C .

При достижении на затворе порогового напряжения $U_{пор}$ ток стока быстро нарастает (для идеализации предполагаем, что подпороговый ток равен нулю). По окончании времени $t_{пр}$ ток стока достигает своего максимального установившегося значения $I_{Cуст}$. После снятия напряжения на затворе начинает разрешаться емкость затвор – канал. По истечении относительно короткого времени рассасывания $t_{рас}$ (рассасывание заряда, накопленного на емкости затвор – канал) напряжение на затворе уменьшается до величины $U_{ЗИ}$, при котором ток транзистора выходит из области насыщения и начинает уменьшаться при одновременном уменьшении напряжения на затворе.

По истечении времени спада $t = t_{\text{сп}}$ напряжение на затворе станет равным пороговому $U_{\text{пор}}$, и процесс выключения практически оканчивается.

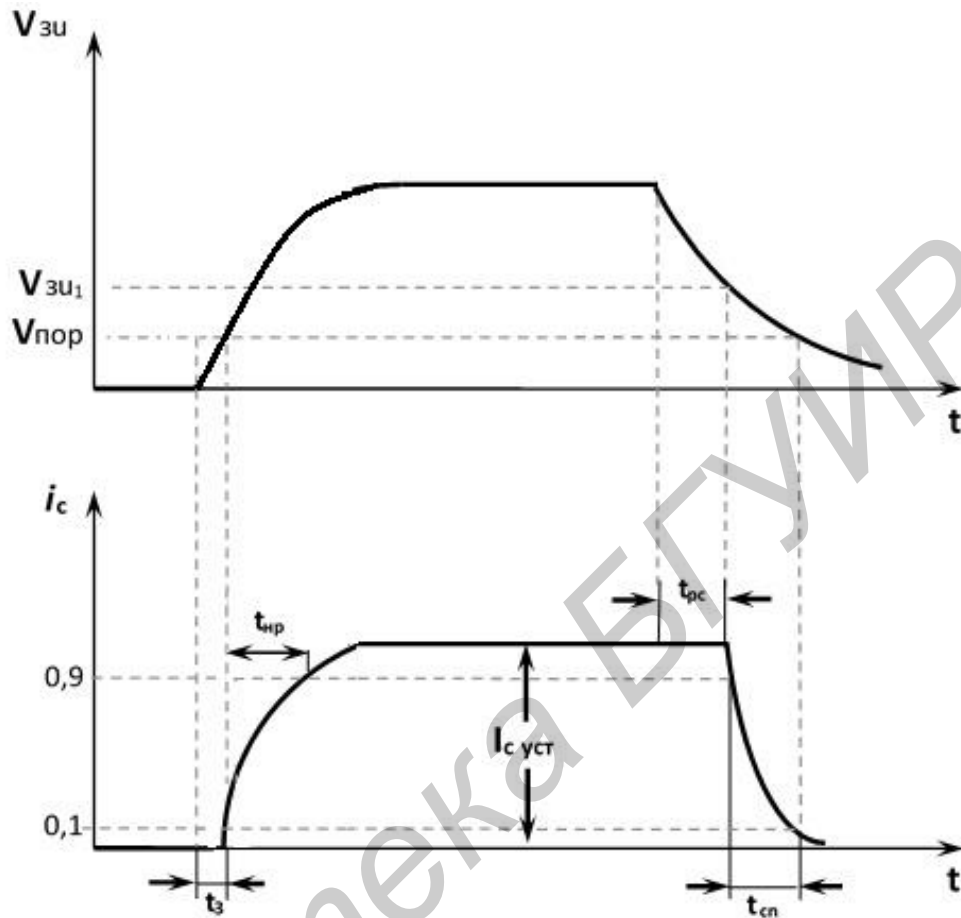


Рисунок 3.1 – Идеализированная характеристика переключения мощного МОП транзистора

В биполярных транзисторах процессы токопереноса определяются как основными, так и неосновными носителями заряда. Поэтому накопление заряда неосновных носителей как в базовой, так и в коллекторной областях во многом определяет время переключения мощных биполярных транзисторов. Процессы в МОПТ определяются только основными носителями заряда. Однако в МОПТ необходимо учитывать накопление заряда на входной емкости, которая определяется полной площадью затвора и намного меньше заряда, накапливаемого в биполярном транзисторе. Следовательно, МОПТ являются более быстродействующими приборами, чем биполярные. Например, время включения и выключения оптимально изготовленного МОПТ при токе стока $I_c = 10 \text{ A}$ и напряжение на стоке $U_{\text{си}} = 200 \text{ В}$, как правило, составляет 100 нс и зависит, безусловно, от внешней цепи. Время задержки обычно не превышает 50 нс, а время рассасывания – 100 нс. К тому же время переключения несущественно зависит от температуры, в то время как в биполярных транзисторах время пере-

ключения намного увеличивается при росте температуры, т. к. растет время жизни.

Максимальные полученные значения частоты переключения в мощных МОПТ составляют несколько сот килогерцев, в биполярных транзисторах эта частота составляет 5 кГц.

Напряжение на затворе растет соответственно уравнению заряда входной емкости

$$U_3(t) = U_{3И} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{R_{\Gamma} C_{ВХ}}\right) \right], \quad (3.4)$$

где $C_{ВХ} = C_{3И} + C_{3С}$ – входная емкость;

R_{Γ} – внутреннее сопротивление генератора импульсов.

Время задержки при включении заканчивается в момент, когда потенциал на затворе достигает порогового значения $U_{пор}$, и согласно выражению (3.4)

$$t_3 = C_{ВХ} R_{\Gamma} \ln(1 - U_{пор}/U_{3И}). \quad (3.5)$$

3.3 Влияние температуры на параметры и характеристики МОПТ

Эффективная подвижность носителей $\mu_{эф}$ в области канала с ростом температуры падает из-за усиления различных механизмов рассеяния. В интервале температур от -55 до $+125$ °С зависимость подвижности от температуры можно представить в виде $\mu_{эф} \sim T^{-1}$ как для дырок, так и для электронов. При температуре выше 125 °С эффективная подвижность меняется более резко, а именно $\mu_{эф} \sim T^{3/2}$.

В выражении для порогового напряжения $U_{пор} = \varphi_{МП} - \frac{Q_{ss}}{C_0} \pm \frac{Q_{os}}{C_0} \pm \frac{Q_k}{C_0}$ практически все составляющие правой части этого выражения зависят от температуры, а именно для МОП транзистора с алюминиевым затвором [1]:

$$\begin{aligned} \frac{Q_k}{C_0} &= 2\varphi_F; & \varphi_F &= \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{II}}{n}; \\ n_i &= (N_c N_v)^{1/2} \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right); & \varphi_{МП} &= -0,6 \pm \varphi_F. \end{aligned}$$

Изменение порогового напряжения для n - и p -канальных транзисторов представляет собой отрицательную величину и составляет минус 2 мВ/К для концентрации примеси в подложке $N_{II} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Изменение подвижности носителей и порогового напряжения с температурой сказывается на таких параметрах, как ток стока I_C , крутизна характеристики S и сопротивление транзистора в проводном состоянии.

Температурный коэффициент тока стока при небольших токах положителен, тогда как при больших токах он отрицателен. Такая зависимость объясняется тем, что при падении порогового напряжения с ростом температуры при том же напряжении на затворе течет большой ток стока. Это преобладающая причина изменения тока при малых его величинах при изменении температуры. При больших значениях тока он начинает падать с ростом температуры из-за уменьшения величины подвижности. Точки изменения знака температурного коэффициента различны для различных приборов.

Крутизна характеристики S с ростом температуры уменьшается с температурным коэффициентом минус 0,2 % на градус Цельсия. Вследствие уменьшения удельной крутизны K , которая, в свою очередь уменьшается из-за падения подвижности:

$$K = \frac{\mu_{эф} \cdot C_0 \cdot Z}{L}$$

Также из-за уменьшения подвижности растет сопротивление транзистора в проводящем состоянии с температурным коэффициентом примерно +0,7 % на градус Цельсия.

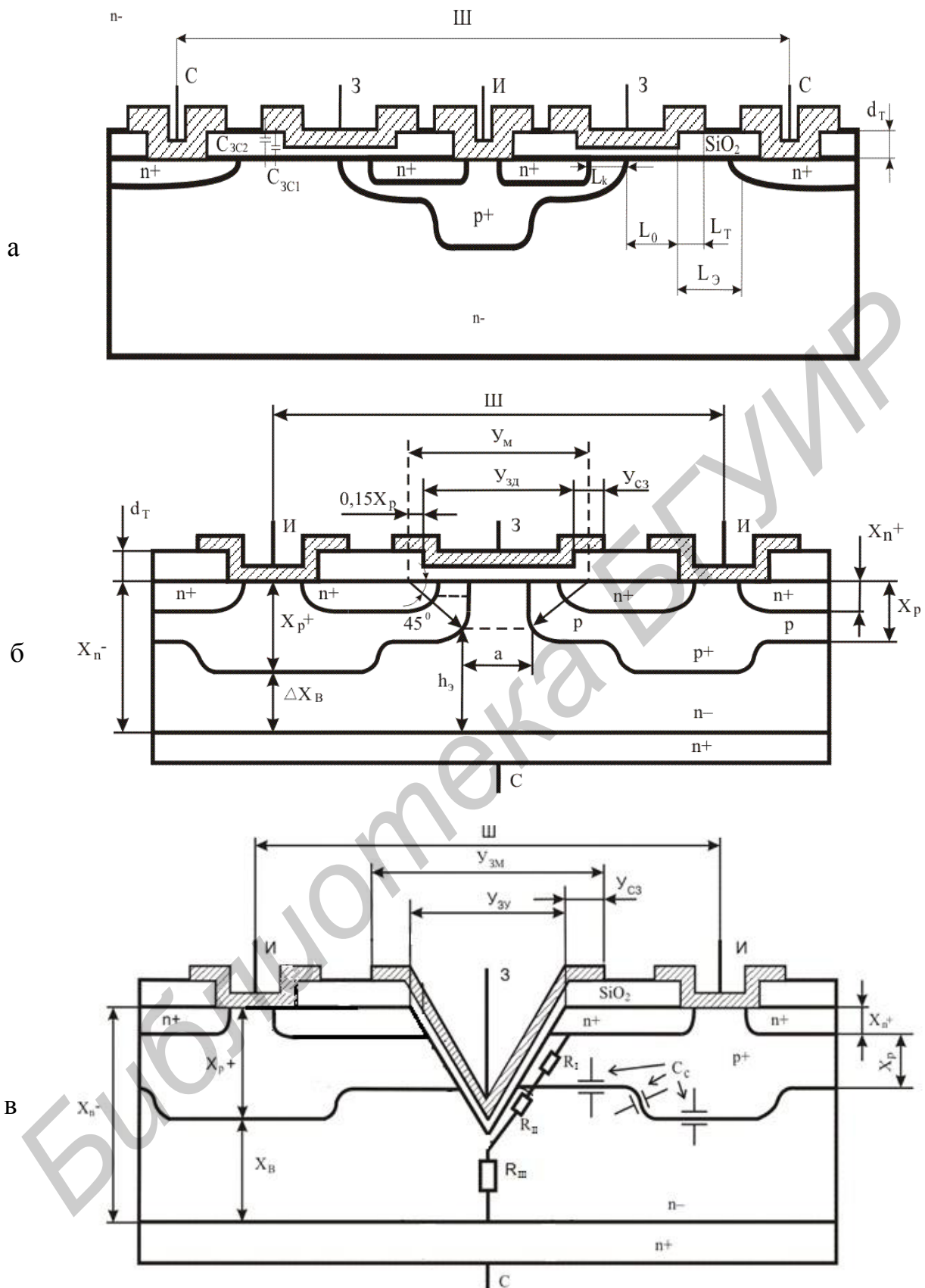
3.4 Геометрия и сравнительный анализ мощных МОПТ

Конструкции мощных транзисторов можно условно разбить на два основных класса: двухмерные и трехмерные. В двухмерных приборах (горизонтальные МОП транзисторы с двойной диффузией на n - и p -подложках ГДМОП _{$p-n$} (рисунок 3.2, а, б)) сток и исток располагаются в боковом (горизонтальном) направлении. Такие приборы аналогичны стандартным МОП транзисторам с протяженной высокорезистивной областью стока, что необходимо для работы в высоковольтном режиме.

В трехмерных приборах протяженная область стока, известная также как дрейфовая область, расположена вертикально: электрод стока размещен на нижней стороне пластины МОП транзистора с V -канавкой ВМОП (рисунок 3.2, в).

Приведенным на рисунке 3.2 структурам мощных МОП транзисторов можно дать качественный сравнительный анализ.

1. В транзисторах с двойной диффузией (ГДМОП, ВДМОП) длина канала определяется последовательной диффузией через одно и то же окно в SiO_2 бора и фосфора (или мышьяка). Из-за двухмерных процессов, происходящих при диффузии, уменьшается длина канала $L_k = 0,85(x_p - x_{n+})$, где x_p и x_{n+} – глубины залегания p -области подложки и n^+ -области истока соответственно.



а – сечение ГДМОПТ с паразитными емкостями затвор – канал; б – сечение ВДМОПТ с указаниями размеров для расчетов паразитных емкостей; в – сечение VМОП с составляющими сопротивления сток – исток с паразитными емкостями затвор – канал

Рисунок 3.2 – МОПТ горизонтального и вертикального типа

В V МОП и U МОП транзисторах каналы образуются вертикальным диффузионным профилем за счет анизотропного травления V -канавки под углом $54,74^\circ$ к поверхности. В результате при тех же самых технологических параметрах диффузии длина канала в этих транзисторах $L_k = (x_p - x_n) / \sin 54,74^\circ$ в полтора раза больше, чем длина горизонтального канала в ДМОП структурах. Поэтому при тех же самых технологических параметрах структуры можно ожидать сопротивление канала в горизонтальных структурах приблизительно на 50 % меньше.

2. В вертикальных структурах на одной плоскости расположены только два электрода. В то время как в ГДМОП транзисторах все три электрода находятся на одной плоскости. Следовательно, плотность упаковки при использовании горизонтальных структур намного меньше. По этой причине чаще всего в настоящее время используются вертикальные структуры.

Однако так как в ГДМОП структурах все электроды находятся на одной поверхности, то это облегчает организацию межсоединений с другими элементами в интегральных микросхемах. Кроме того, низкое напряжение затвора $U_{зи}$, которое можно подавать на затвор в горизонтальных структурах, дает возможность использовать в них тонкий подзатворный окисел. Это, в свою очередь, позволяет уменьшить сопротивление n^- -дрейфовой области вследствие большого обогащения приповерхностного слоя. Все это позволяет горизонтальным структурам конкурировать с вертикальными.

3. Каналы как в ГДМОП, так и в ВДМОП формируются в кремнии с ориентацией (100). Каналы в V МОП и U МОП структурах формируются в кремнии с ориентацией (111). Структуры, сформированные в кремнии с ориентацией (100), имеют по сравнению со структурами, каналы которых сформированы в кремнии с ориентацией (111), на 20 % больше подвижность носителей в инверсионном слое (канале) и на 15 % больше скорость носителей в канале. Эти эффекты значительно сказываются на уменьшении сопротивления канала и на увеличении крутизны.

4. Плотность поверхностных состояний $N_{пс}$ на границе $Si-SiO_2$ в три раза больше в структурах с ориентацией (111), чем с ориентацией (100). Поэтому в этих структурах для получения нужной величины порогового напряжения необходимо иметь выше концентрацию носителей в канале. А так как рассеивание носителей на ионизированных примесях приводит к уменьшению подвижности, то это является еще одной причиной уменьшения подвижности в U МОП и V МОП структурах. Однако на практике при больших величинах напряжения на затворе этот вклад незначителен, т. к. в этом случае концентрация носителей у всех мощных МОП транзисторов достаточно высока и заряд поверхностных состояний оказывает незначительное влияние на величину порогового напряжения. В свою очередь высокое значение $N_{пс}$, во-первых, приводит к некоторой деградации подвижности, а во-вторых, увеличивает уровень шума в усилителях мощности.

5. В непланарных V МОП и U МОП транзисторах можно использовать

большое разнообразие конфигураций масок для фотолитографии и металлизации, которое невозможно в ВДМОП и ГДМОП структурах. Однако при использовании поликремниевого затвора или затвора из тугоплавкого материала все эти проблемы уходят на задний план.

6. Во всех перечисленных структурах при использовании алюминиевого затвора наблюдается перехлестывание металлизации с тонким подзатворным окислом, что приводит к увеличению емкости затвор – исток и деградации скорости. Эта емкость может быть существенно уменьшена при использовании различных скоростей окисления n^+ - и n^- -областей. Эта технология наиболее эффективна для кремния с ориентацией (100), чем (111). Это лишний раз говорит о преимуществе использования ГДМОП и ВДМОП структур на высокой частоте. Кроме того, при использовании поликремниевых затворов или затворов из тугоплавких материалов (транзисторы с самосовмещенным затвором) более эффективно уменьшается величина емкости $C_{зи}$ в ВДМОП и ГДМОП, чем в УМОП и УМОП структурах.

7. В высоковольтных транзисторах всех типов основной вклад в сопротивление сток – исток $R_{си}$ открытого транзистора вносит сопротивление n -стоковой области. Качественно это сопротивление одно и то же для всех типов транзисторов, однако величина его различна для каждой структуры.

8. При использовании алюминиевого затвора активная область транзистора в горизонтальных структурах приблизительно в два раза больше, чем в вертикальных.

9. В случае использования поликремниевого затвора или затвора из тугоплавкого материала активная область транзистора уменьшается на 30 %.

10. Сопротивление стока в ГДМОП $_{p-}$ больше, чем в ГДМОП $_{n-}$, из-за наличия $p^- - n^-$ -перехода.

11. В случае использования поликремниевого затвора или затвора из тугоплавкого материала активная область транзистора уменьшается на 30 %.

12. Сопротивление стока в ГДМОПТ $_{p-}$ больше, чем в ГДМОПТ $_{n-}$, из-за наличия $p^- - n^-$ -перехода.

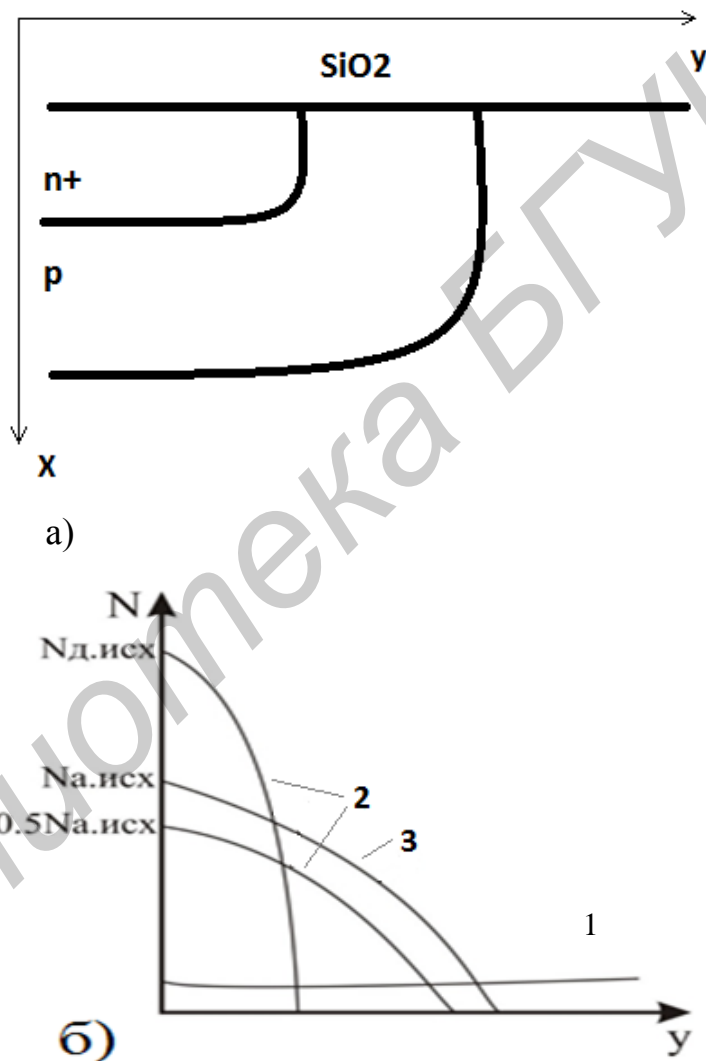
3.5 Пороговое напряжение, проводимость и крутизна МОПТ с двойной диффузией

В транзисторе с двойной диффузией область подложки имеет неоднородное распределение избыточной примеси, а концентрация примеси есть функция расстояния от поверхности в противоположность тому, что принималось в упрощенной теории. Поэтому пороговое напряжение определяется максимальной концентрацией в объеме. Эту концентрацию обозначаем $N_{a\max}$.

На рисунке 3.3 приведены примесные профили в направлении оси y . Можно предсказать, что разгонка бора приводит к его распределению в соот-

ветствии с дополнительной функцией ошибок, имеющему поверхностную концентрацию, равную $0,5N_{a\text{исх}}$ (рисунок 3.3, б).

На рисунке 3.4 приведена зависимость порогового напряжения $U_{\text{пор}}$ от концентрации $N_{a\text{max}}$ при различной толщине оксида в затворе: наблюдается разброс значений порогового напряжения для каждой толщины оксида при изменении глубины диффузии примеси на $\pm 10\%$ [2]. Основная причина разброса – плохая воспроизводимость процесса загонки бора. Влияние этого процесса на пороговое напряжение проявлялось примерно в три раза сильнее, чем всех остальных процессов, вместе взятых.



а – фронты примеси для истока и объема; б – профили в направлении оси y :
 1 – аномальный профиль; 2 – дополнительная функция ошибок;
 3 – гауссовское распределение

Рисунок 3.3 – Диффузионные профили в области канала

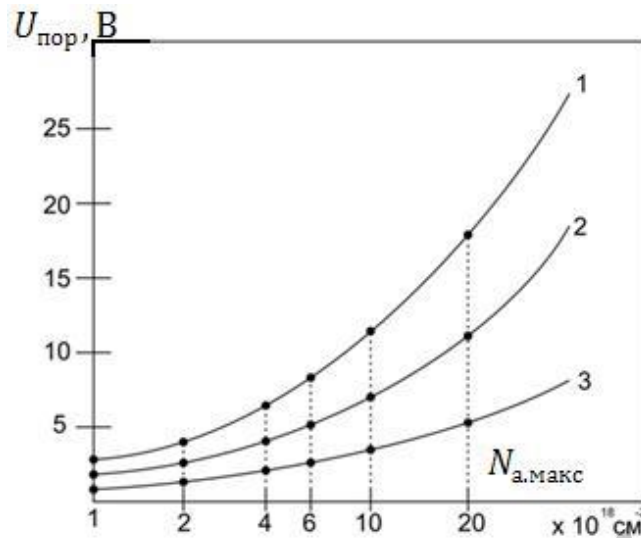


Рисунок 3.4 – Пороговое напряжение $U_{\text{пор}}$ как функция $N_{a \max}$ в области канала при толщине оксида в канале: 0,3 мкм (кривая 1), 0,2 мкм (кривая 2) и 0,1 мкм (кривая 3)

Проводимость МОПТ при малых напряжениях стока в начале вольт-амперной характеристики определяется активным сопротивлением канала. При больших токах проводимость сильно зависит от сопротивления дрейфовой области стока. Ее можно рассчитать из выражения

$$\sigma_c = \frac{1}{R_K + R_{И} + R_C}. \quad (3.6)$$

При очень малых значениях U_c проводимость σ_c является линейной функцией напряжения на затворе U_3 с угловым коэффициентом $k = \mu_{эф} C_0 Z / L$.

С другой стороны, начальный наклон зависимости крутизны от $U_3 - U_{\text{пор}}$ не равен k , как можно было бы получить из упрощенной теории. По-видимому, это объясняется объемными эффектами.

В области насыщения скорость носителей заряда в мощном МОП транзисторе с коротким каналом равна скорости их насыщения v_s . При этих условиях крутизна характеристики прибора

$$S_{\max} = z \cdot C_0 \cdot v_s. \quad (3.7)$$

Для электронов скорость насыщения v_s у поверхности равна примерно $6,5 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ для n -каналов в кремниевом кристалле с ориентацией (100). Вначале, прежде чем электрическое поле достигнет своего критического значения, наклон кривой $S = f(U_3 - U_{\text{пор}})$ пропорционален μ_n . Дальнейший рост напряжения и поля приводит к возрастанию скорости носителей, пока она не приблизится к максимальной v_p , при которой и крутизна характеристики достигнет максимального значения.

На рисунке 3.5 представлены результаты измерений $S = f(U_3 - U_{\text{пор}})$, проведенных на вертикальных МОП транзисторах с двойной диффузией, в которых эпитаксиальный n^- -слой имел сопротивления 0,5, 3 и 7 Ом·см. Здесь $U_{\text{пор}}$ – пороговое напряжение транзистора с обогащением. В этих приборах величина S_{max} была в интервале от 50 до 60 мСм, т. е. ниже, чем можно ожидать из выражения (3.7). Одной из причин такого результата является наличие сопротивления дрейфовой области стока. Его влияние нагляднее всего проявляется тогда, когда сопротивление эпитаксиального слоя равно 7 Ом·см. Поскольку это есть последовательное сопротивление, то для поддержания в приборе состояния насыщения увеличение тока требует увеличения напряжения стока. А это, в свою очередь, приводит к тому, что рассеиваемая мощность растет, увеличивая температуру прибора, следовательно, крутизна характеристики и подвижности носителей в области как низкого, так и высокого поля падают.

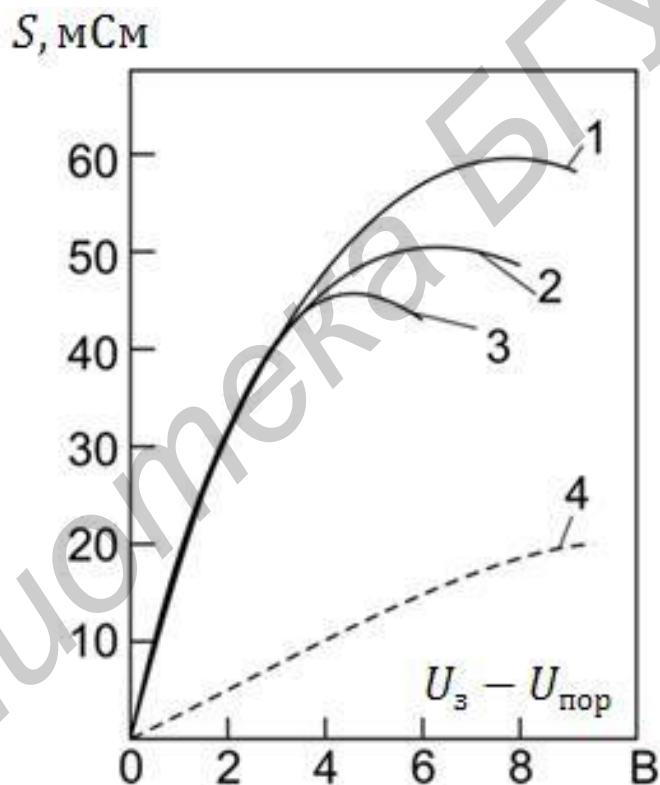


Рисунок 3.5 – Крутизна характеристики S как функция эффективного напряжения на затворе $U_3 - U_{\text{пор}}$ для транзистора с обогащением и сопротивлением эпитаксиального слоя: 0,5 Ом·см (кривая 1), 3 Ом·см (кривая 2) и 7 Ом·см (кривые 3 и 4; кривая 4 – для транзистора с V-образной канавкой)

Для сравнения на рисунке 3.5 также показана штриховая кривая 4 зависимости $S = f(U_3 - U_{\text{пор}})$ для МОП структуры с V-образной канавкой с каналом, эффективная длина которого в 1,5 раза больше, чем в МОП структурах с двойной диффузией. Поскольку эти приборы с V-образной канавкой изготовлены на кремнии с ориентацией поверхности (111), то подвижность электронов

ниже, чем в транзисторах с двойной диффузией, что приводит к существенно меньшим значениям крутизны характеристики, и для того чтобы электронам достичь максимальной скорости, требуются более высокие напряжения на затворе. Тепловые эффекты в вертикальном МОП транзисторе с V -образной канавкой не дают возможности получить максимальные значения крутизны характеристики. Для того чтобы хоть частично избежать влияния этих эффектов и в какой-то мере увеличить крутизну, необходимо работать на очень коротких импульсах. Как правило, крутизна характеристик приборов с двойной диффузией выше, чем вертикальных МОП транзисторов с V -образной канавкой при одинаковых по длине каналах, из-за того, что подвижность электронов в любых полях в кристаллах с ориентацией (100) выше.

Температурный коэффициент крутизны характеристики МОП транзисторов по сравнению с биполярными транзисторами отрицателен. Этот факт ставит МОП транзисторы, несомненно, выше биполярных в случаях, когда роль тепловых эффектов становится определяющей.

3.6 Сопротивление сток – исток открытого мощного МОПТ

3.6.1 Сопротивление ГДМОПТ в проводящем состоянии

Сопротивление в проводящем состоянии является крайне важным параметром для работы мощного МОПТ. Оно определяет величину рассеяния энергии в высококачественных приборах. Это сопротивление должно быть примерно таким же, как и в биполярных транзисторах. Сопротивление в проводящем состоянии включает в себя несколько составляющих, в том числе сопротивление канала и дрейфовой области.

Эффективное сопротивление канала МОП транзистора, работающего в режиме обогащения, определяется из соотношения

$$R_K = L / [\mu(U_3) Z C_0 (U_3 - U_{пор})], \quad (3.8)$$

где $\mu(U_3)$ – подвижность электронов при определенном напряжении на затворе; $U_{пор}$ – пороговое напряжение МОПТ, работающего в режиме обогащения.

Для высоковольтных приборов с высокоомной n^- -областью R_K , как правило, пренебрежимо мало.

На рисунке 3.6 показано поперечное сечение ГДМОП n^- (p^-)-транзистора, а на рисунке 3.7 приведена его эквивалентная схема.

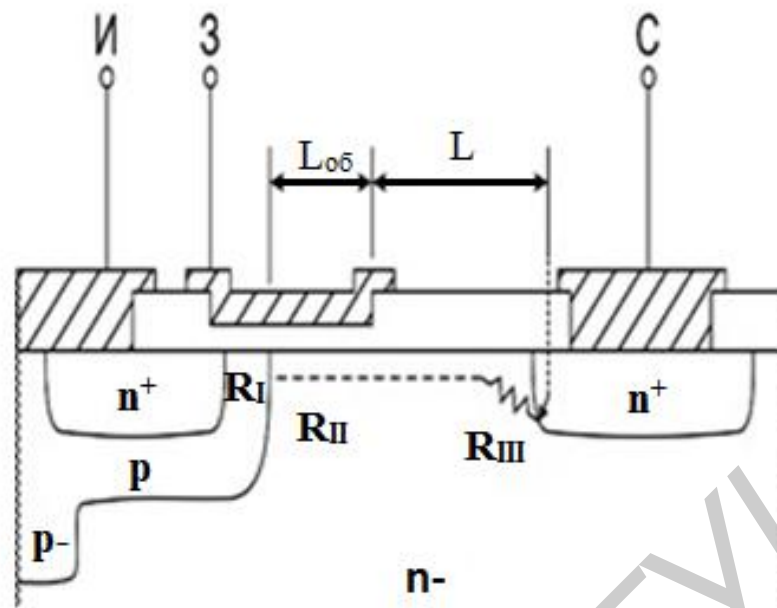


Рисунок 3.6 – Поперечное сечение ГДМОП $n^-(p^-)$ -транзистора с указанием составляющих суммарного сопротивления исток – сток

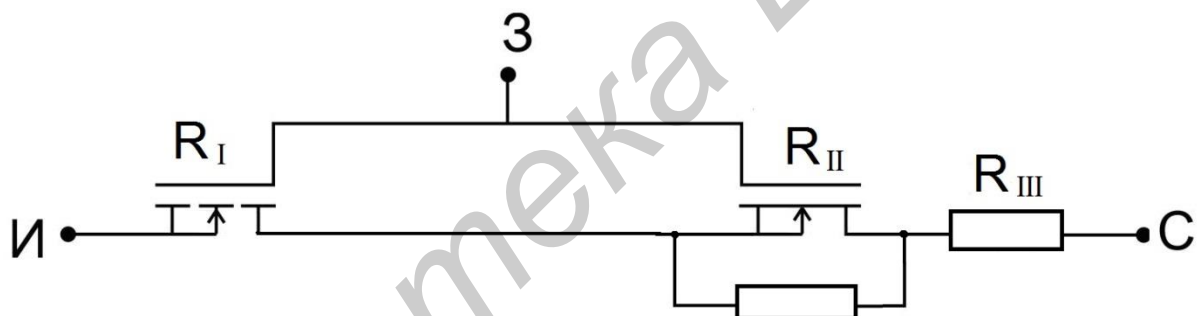


Рисунок 3.7 – Схема ГДМОПТ, модулирующая составляющие сопротивления $R_{СИ}$ открытого транзистора

Сопротивление горизонтального ГДМОПТ в проводящем состоянии можно выразить суммой трех резисторов:

$$R_{СИ} = R_I + R_{II} + R_{III}, \quad (3.9)$$

где R_I – эффективное сопротивление канала МОПТ, работающего в режиме обогащения;

R_{II} – сопротивление обогащенной области дрейфа n^- , которое можно представить сопротивлением канала МОПТ, работающего в режиме обеднения;

R_{III} – сопротивление необогащенной области n^- -стока.

Параллельно сопротивлениям обогащенной и необогащенной областей дрейфа включены сопротивления объемной n^- -стоковой области, и ток распределится для каждого случая по двум параллельным цепям, токи в которых зависят от напряжения на затворе (имеется в виду сопротивление обогащенного слоя дрейфовой области).

Эффективное сопротивление канала МОПТ, работающего в режиме обогащения $R_I(R_K)$, определяется соотношением (3.8).

Сопротивление обогащенной дрейфовой области (R_{II} на рисунке 3.6) рассчитывается по формуле

$$R_{II} = L_{об}/3ZC_0(\mu_n)_{100}(U_3 - U'_{пор}), \quad (3.10)$$

где $L_{об}$ – длина обогащенной дрейфовой области;

$U'_{пор}$ – пороговое напряжение МОП транзистора, работающего в режиме обеднения;

$(\mu_n)_{100}$ – подвижность электронов в кремнии с ориентацией (100).

Множитель $1/3$ появляется из-за наличия параллельно подключенному сопротивлению необедненной дрейфовой области.

Сопротивление n^- -области такого транзистора необходимо рассматривать как сопротивление растекания (рисунок 3.8). Ток из инвертированного канала транзистора протекает в приповерхностный обогащенный слой, образованный под затвором у поверхности n^- -области. Отсюда он растекается в дрейфовую n^- -область, достигая стока. Расчет сопротивления растекания был выполнен следующим образом: считалось, что исток и сток являются двумя границами линии тока в бесконечной однородной среде. Сопротивление растекания n^- -слоя определяется соотношением

$$R_{III} = \rho/\pi \cdot \left[\ln \left(\frac{L' - r_2}{r_1} \right) + \ln \left(\frac{L' - r_2}{r_2} \right) \right], \quad (3.11)$$

где r_1 и r_2 – константы, зависящие от геометрии структуры, мкм (эффективные радиусы границ истока и стока);

L' – эффективная длина необогащенного эпитаксиального n^- -слоя.

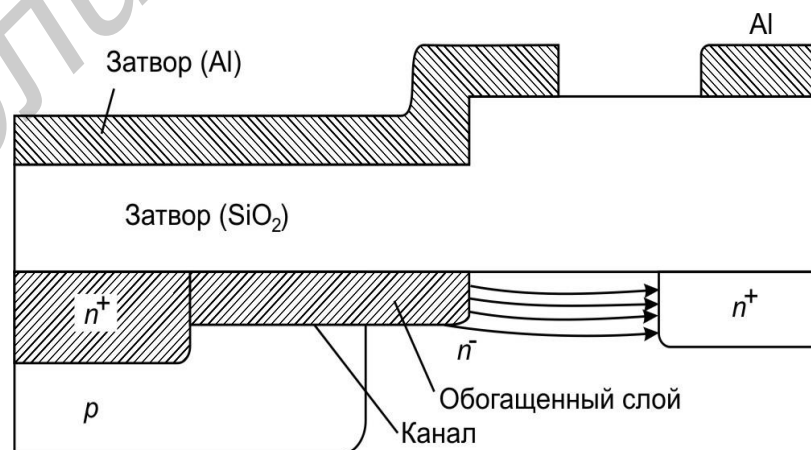


Рисунок 3.8 – Схема распределения тока в МОП транзисторе с двойной диффузией

3.6.2 Сопротивление ВДМОПТ в проводящем состоянии

Если к стоку прибора с зашунтированным истоком и подложкой приложить положительное по отношению к ним напряжение смещения, то $p-n^-$ -переход подложка – сток сместится в обратном направлении (рисунок 3.9).

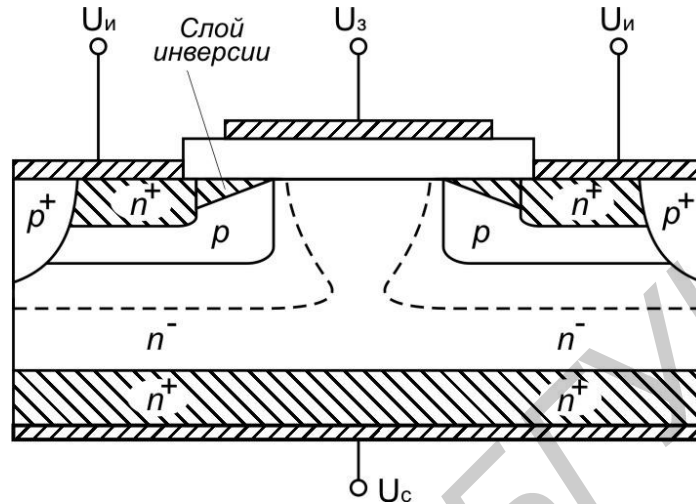


Рисунок 3.9 – Поперечное сечение ВДМОПТ, иллюстрирующее сжатие проводящего канала в n^- -области паразитным полевым транзистором с затвором в виде $p-n^-$ -перехода

В этом случае возникают две симметрично расположенные обедненные области, которые сужают n^- -область между ними. Этот процесс подобен появлению паразитного полевого транзистора с затвором в виде $p-n^-$ -перехода между двумя p -областями (рисунок 3.10).

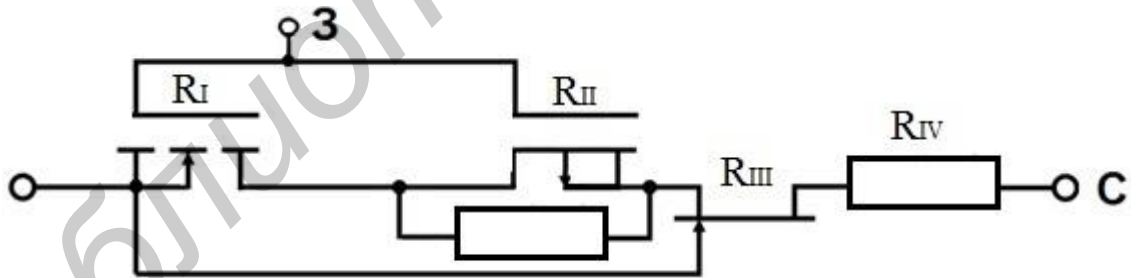


Рисунок 3.10 – Эквивалентная схема МОПТ с паразитным полевым транзистором и затвором в виде $p-n^-$ -перехода

Данный транзистор увеличивает сопротивление стока. Чтобы уменьшить этот эффект, необходимо расположить две симметричные области достаточно далеко друг от друга. При малых напряжениях стока, т. е. когда через прибор протекает большой ток, обедненные области $p-n^-$ -перехода имеют очень малую ширину и их можно не учитывать (рисунок 3.11).

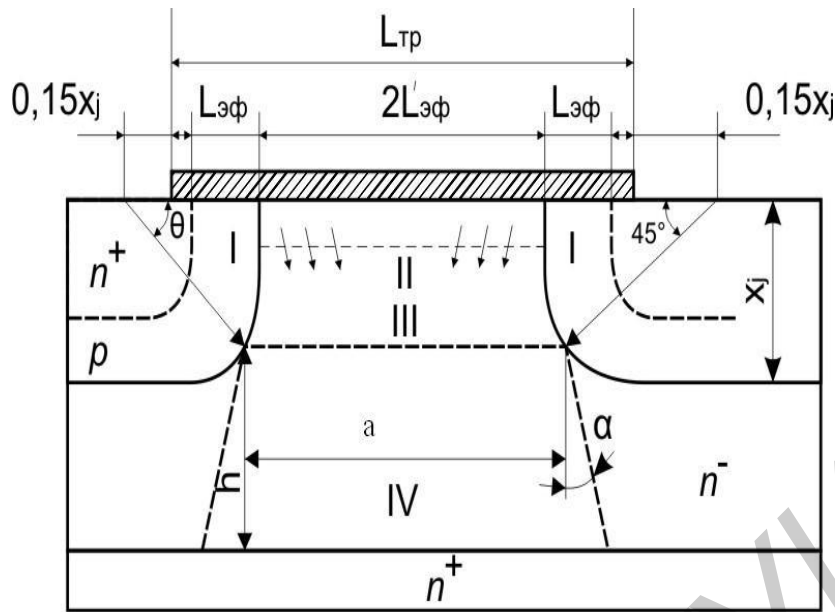


Рисунок 3.11 – Поперечное сечение ВДМОПТ с указанием областей, необходимых для расчета сопротивления проводящего состояния

Поскольку слой металлизации стока выходит за канал поверх дрейфовой n^- -области, то поверхность этой области становится обогащенной и при высоких положительных напряжениях стока становится n^+ -областью. Поток электронов течет от канала I по пути наименьшего сопротивления, т. е. через обогащенный слой II, в результате ток распределяется по всей n^- -области, затем течет вниз и вбок по направлению к стоку, сперва проходя через сжатую область III паразитного полевого транзистора с p - n -переходом. Сопротивление канала, как и в МОПТ с двойной диффузией, можно вычислить по формуле (3.8). Поверхностное сопротивление обогащенной поверхности R_c фактически является сопротивлением канала МОПТ, работающего в режиме объединения, содержащего p -исток, n^- -подложку и p -сток. Его можно вычислить из выражения

$$R_c = 1/3 \left[(Z/L'_{эф}) C_0 \mu_c (U_3) (U_3 - U'_{пор}) \right]^{-1}, \quad (3.12)$$

где $L'_{эф}$ – эффективная длина канала обедненного транзистора (см. рисунок 3.11);

μ_c – подвижность электронов в обогащенном слое;

$U'_{пор}$ – пороговое напряжение МОПТ, работающего в режиме объединения.

Подвижность электронов в обогащенном слое отличается от их подвижности в инверсном слое, но ее изменение в зависимости от величины смещения на затворе подчиняется тому же закону. Подвижность $\mu_c = 1050 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ для поверхности, ориентированной в направлении (100) при $U_c = 0$.

Область паразитного транзистора обозначена цифрой II. Здесь p - n -переход представляет собой часть окружности, сдвинутой относительно исходной маски на $0,15x_j$. Этот сдвиг получается из-за разницы в расстояниях диффузионного

проникновения примеси в боковом и вертикальном направлениях. Формулу для расчета сопротивления области паразитного транзистора при $\theta = 45^\circ$ можно записать как

$$R_{III} = 2\rho/Z \left\{ \left[1 - (2x_j/L)^2 \right]^{-1/2} \operatorname{tg}^{-1} \left[(0,414) \left(L + \frac{2x_j}{l} - 2x_j \right)^{1/2} \right] - \pi/8 \right\}, \quad (3.13)$$

где ρ – удельное сопротивление эпитаксиального n^- -слоя, показанного на рисунке 3.11 трапецевидной областью IV, верхнее основание которой касается p - n -переходов в точках, для которых угол $\theta = 45^\circ$.

Сопротивление области IV можно вычислить из выражения (3.14):

$$R_{IV} = (\rho/Z) \operatorname{tg}^{-1} \alpha \ln[1 + 2(h/a) \operatorname{tg} \alpha]. \quad (3.14)$$

Здесь a и h понятны из рисунка 3.11. При $h \geq a$ угол $\alpha = 28^\circ - (h/a)$, а при $h < a$ угол $\alpha = 28^\circ - (a/h)$.

Полное сопротивление в проводящем состоянии будет суммой всех перечисленных выше составляющих:

$$R_{\text{пров}} = R_I + R_{II} + R_{III} + R_{IV}. \quad (3.15)$$

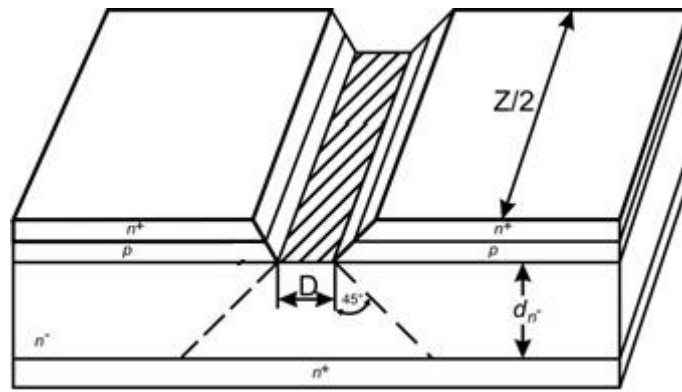
В низковольтных приборах (при $\rho < 1$ Ом·см) доминирующим является член R_{IV} или $R_{об}$, в то время как для высоковольтных приборов большее значение имеют другие члены выражения (3.15).

3.6.3 Сопротивление УМОПТ в проводящем состоянии

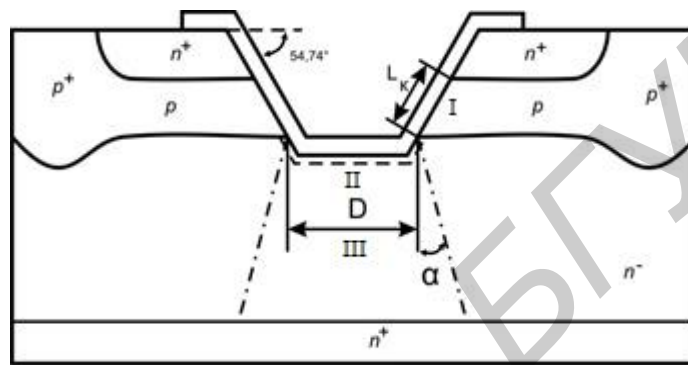
Для расчета рассмотрим модель структуры УМОПТ с плоским дном канавки, расположенным на уровне металлургической границы стокового p - n^- -перехода (см. рисунок 3.12).

Далее предположим, что сечение потока носителей заряда в высокоомном n^- -слое ограничено трапецевидальным контуром с углом наклона боковых граней трапеции по отношению к вертикали 45° и допустим, что носители заряда равномерно растекаются от цилиндрического дна канавки по всему сечению высокоомного n^- -слоя). В этом случае

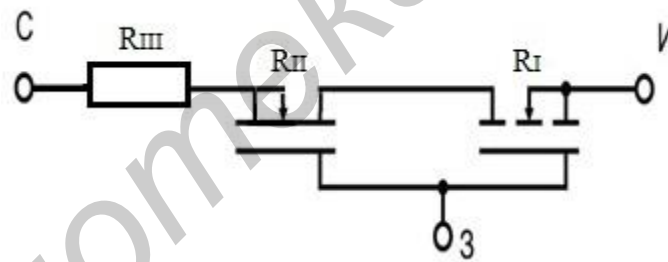
$$R_{об} = \rho_n - \left\{ \frac{1}{2} \left(D - \frac{Z}{2} \right) \left[\ln \left(\frac{2d_{n^-} + Z/2}{2d_{n^-} + D} \right) - \ln \frac{Z}{2D} \right] \right\}. \quad (3.16)$$



а)



б)



в)

Рисунок 3.12 – Модели структуры (а, б) и эквивалентная схема (в) для расчета $R_{\text{пров}}$ УМОП транзистора

При $D \ll Z/2$ и $2d_{n-} \ll Z/2$, что типично для мощных приборов, формулу (3.16) можно упростить:

$$R_{\text{об}} = (\rho_{n-}/Z) [\ln(Z/2D) - \ln(Z/(4d_{n-} + 2D))]. \quad (3.17)$$

Сопротивление сток – исток $R_{\text{СИ}}$ открытого УМОП транзистора

$$R_{\text{СИ отк}} = R_I + R_{II} + R_{III}. \quad (3.18)$$

Величины сопротивлений R_I и R_{II} рассчитываются так же, как и в предыдущих случаях, при расчете $R_{\text{СИ отк}}$ ГДМОПТ и ВДМОПТ.

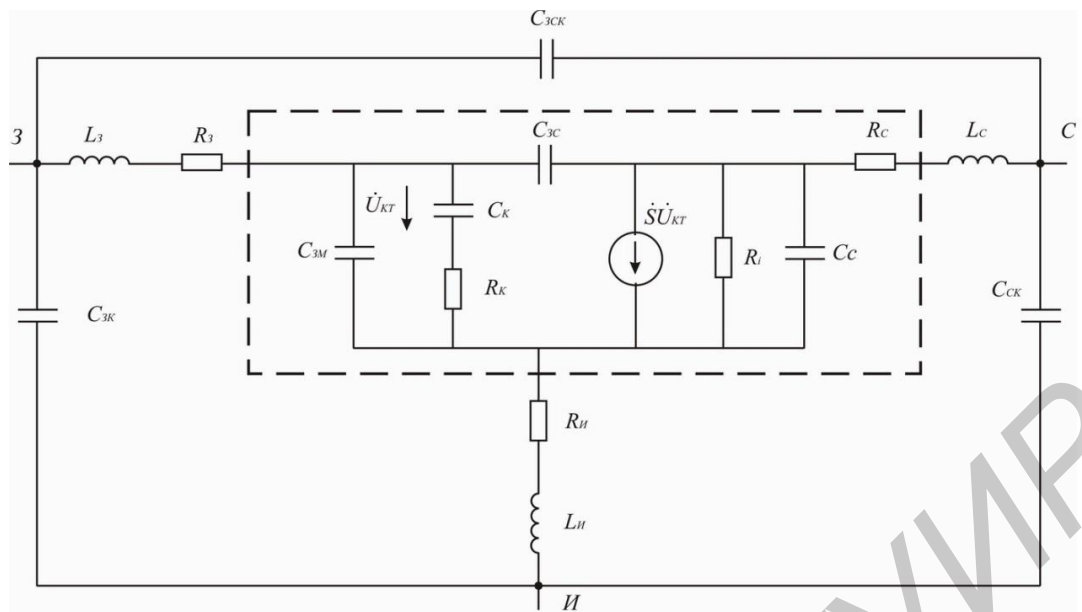
3.7 Мощные СВЧ МОПТ

В последние годы в различных радиоэлектронных СВЧ устройствах широко используются мощные полевые транзисторы с изолированным затвором (МОП транзисторы). Разработанные СВЧ МОП транзисторы отдают в нагрузку в непрерывном режиме мощность P более 300 Вт на частоте 400...500 МГц и более 150 Вт на частоте 1 ГГц. Также разрабатываются МОП транзисторы с рабочими частотами более 3 ГГц и выходной мощностью в несколько десятков ватт, в том числе широкополосные с полосой частот в несколько октав. Реальность повышения значений P_1 для СВЧ МОП транзисторов обусловлена прежде всего возможностью значительного увеличения площади структуры, т. к. отрицательный температурный коэффициент тока стока, присущий полевым транзисторам, препятствует возникновению тепловой неустойчивости и вторичного пробоя, в результате оказывается возможным параллельное соединение дискретных ячеек и кристаллов без использования стабилизирующих резисторов.

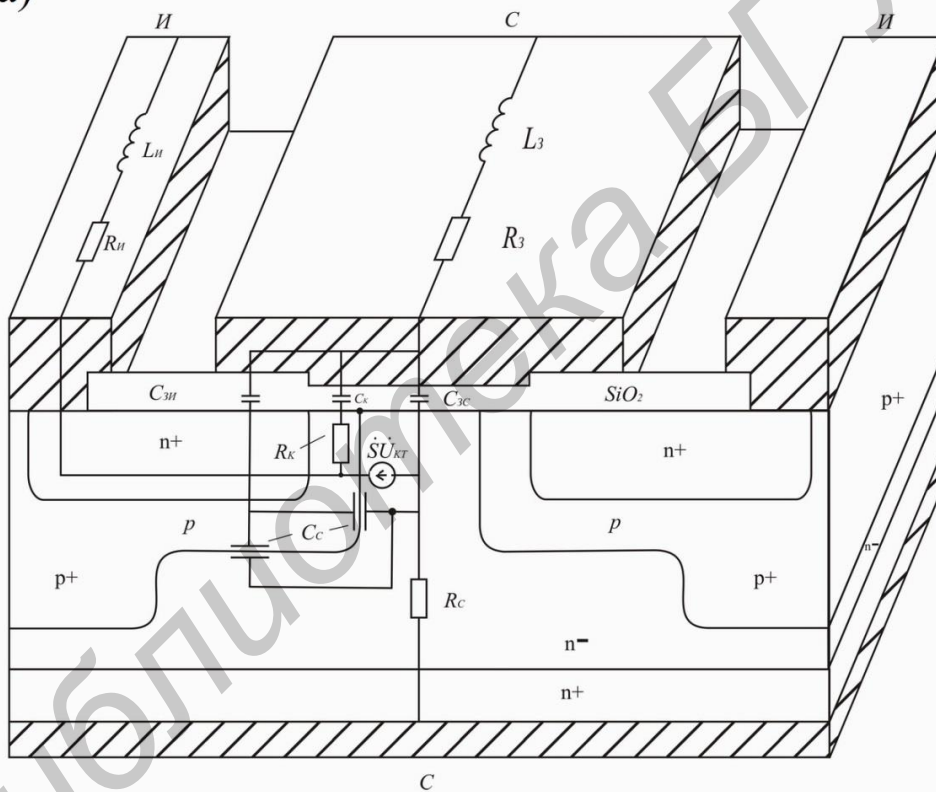
Мощным ВЧ и СВЧ МОП транзисторам присущи и другие достоинства: высокое входное сопротивление в широкой полосе частот, отсутствие накопления и рассасывания избыточных зарядов неосновных носителей, линейность передаточной характеристики в достаточно большом диапазоне рабочих токов, меньший, чем у биполярных транзисторов, уровень шумовых излучений.

Обобщенная эквивалентная схема, наиболее полно учитывающая специфические особенности современных конструкций мощных СВЧ ВДМОПТ при работе в режиме малого сигнала в пологой области выходных вольт-амперных характеристик, показана на рисунке 3.13, а. В ней мощный МОПТ представлен элементами с сосредоточенными параметрами. Происхождение элементов схемы замещения и их местоположение в структуре прибора показано на рисунке 3.13, б (на примере одной из конструкций мощных МОПТ).

Внутренние элементы структуры выделены штриховой линией на рисунке 3.13, а. Цепь $R'_K C_K$ моделирует распределенное сопротивление индуцированного канала и распределенную емкость затвор канал, а резистор R_C – объемное сопротивление высокоомной n^- -области стока. Емкости затвор – исток, затвор – сток и стокового $p-n^-$ -перехода на эквивалентной схеме представлены элементами $C_{ЗИ}$, $C_{ЗС}$, C_C . Источник тока $\dot{S}\dot{U}_{K1}$ характеризует управляющее действие затвора на ток стока (\dot{S} – комплексная крутизна; \dot{U}_{K1} – амплитуда управляющего напряжения на емкости затвор – канал $C_{ЗК}$). Резистор R_i отражает влияние стокового напряжения на ток стока. К внешним элементам структуры относятся распределенные сопротивления электродов затвора и истока, представленные на эквивалентной схеме резисторами R_3 и $R_{И}$, паразитные межэлементные емкости корпуса $C_{ЗК}$, $C_{ЗСК}$, $C_{СК}$ и паразитные индуктивности электродов затвора, истока и стока (включая индуктивности внутренних соединительных проволок и внешних выводов корпуса) L_3 , $L_{И}$, L_C .



а)



б)

а – малосигнальная эквивалентная схема; б – конструкция
Рисунок 3.13 – Мощные СВЧ МОПТ

Параметры эквивалентной схемы могут быть рассчитаны теоретически или определены экспериментально на основе измерений низкочастотных и высокочастотных параметров МОПТ: крутизны, входной C_{11} , проходной C_{12} и выходной C_{22} емкостей, емкости затвор – исток $C_{з\text{и}0}$, выходной проводимости g_{22} , сопротивления сток – исток в открытом состоянии ($R_{\text{си отк}}$), а также y - или z -параметров.

3.8 Основы проектирования активной области мощного СВЧ МОПТ

В зависимости от назначения мощные СВЧ МОПТ характеризуются диапазоном рабочих частот, выходной мощностью P_1 , коэффициентом усиления по мощности $K_{ур}$, коэффициентом полезного действия η , уровнем нелинейных искажений и собственных шумов и т. д. Для генераторных транзисторов основным качественным критерием является уровень выходной мощности, отдаваемой прибором в нагрузку на определенной частоте или в диапазоне частот при максимально возможных $K_{ур}$ и η . Поэтому выбор конструкции и расчет топологии структуры мощного генераторного МОПТ необходимо производить исходя прежде всего из требуемого значения P_1 . Выходная мощность P_1 ограничена значениями максимально допустимых напряжений исток – сток $U_{СИ\ max}$, сток – затвор $U_{ЗС\ max}$, максимально допустимой мощностью рассеяния P_{max} и максимально допустимым током стока I_{max} . Без учета потерь мощности на объемном сопротивлении стока R_C выходная мощность МОПТ в критическом режиме класса «В» связана с I_{max} и $U_{СИ\ max}$ следующим известным соотношением:

$$P_1 = \frac{I'_C(U_{СИ\ max} - U_{ост})}{8}, \quad (3.19)$$

где $U_{ост} = I'_C R_{СИ\ отк}$ – остаточное напряжение стока;

$I'_C \approx I_{max}$ – ток стока при $U_{ЗИ} = U_{ЗИ\ max}$ и $U_{СИ} = U_{ост}$.

Максимально допустимое напряжение $U_{ЗИ\ max} = 20...25$ В, как правило, не является ограничивающим фактором для выходной мощности СВЧ МОПТ. Оно может быть только превышено при работе транзистора с малыми углами отсечки ($0 < 70^\circ$).

Требуемое значение $U_{СИ\ max}$ определяется напряжением источника питания цепи стока E_C , которое для большинства СВЧ усилителей не превышает 28 В. В недонапряженном и критическом режимах работы амплитуда напряжения на нагрузке примерно равна $2E_C$, поэтому $U_{СИ\ max}$ и, соответственно, пробивное напряжение стока $U_{СИ\ проб}$ с учетом необходимых запасов должно быть $U_{СИ\ проб} \geq U_{СИ\ max} \approx (1,1...1,2)(2E_C + U_{ост}) = 65...75$ В.

Более высокие значения $U_{СВ\ проб}$ для мощных СВЧ МОПТ транзисторов обычно нецелесообразны, т. к. при этом возрастают $U_{ост}$ и $R_{СИ\ отк}$, что приводит к уменьшению $K_{ур}$ и η , особенно существенному на высоких частотах. Поэтому при разработке мощного СВЧ МОПТ большое значение имеет правильный выбор исходного материала подложки.

Для наиболее распространенных в настоящее время конструкций МОПТ с вертикальным n -каналом, изготовленных на кремниевых n^-n^+ -подложках с однородным профилем легирования n^- -слоя, оптимальный уровень легирования N_d , толщина Δx_B (расстояние между металлургической границей стокового p - n -перехода и нижним высоколегированным n^+ -слоем подложки) и удельное

сопротивление ρ_{n-} эпитаксиального n^- -слоя для заданной величины $U_{\text{СИ проб}}$ могут быть определены как

$$N_d = 60^{1,33} \left(\frac{\varepsilon_d}{1,1} \right) 10^{16} U_{\text{СИ проб}}^{-1,33} = 2,18 \cdot 10^{18} U_{\text{СИ проб}}^{-1,33}; \quad (3.20)$$

$$\Delta x_B = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{\text{Si}}\varepsilon_0 U_{\text{СИ проб}}}{qN_d}} = 2,47 \cdot 10^{-6} U_{\text{СИ проб}}^{1,17}; \quad (3.21)$$

$$\rho_{n-} = \frac{1}{q\mu_n N_d} = 2,40 \cdot 10^{-3} U_{\text{СИ проб}}^{1,33}. \quad (3.22)$$

Принимая во внимание вид краевой защиты стокового p - n -перехода (наличие полевой обкладки, охранного кольца), конфигурацию и радиус кривизны его периферийных областей, а также реальный разброс толщины и удельного сопротивления эпитаксиальных слоев, при выбросе подложки необходимо иметь запас 15...20 % по отношению к значениям параметров, рассчитанных по (3.20)...(3.22).

При проектировании топологии структуры СВЧ МОПТ необходимо знать значение I_{max} и суммарную ширину канала Z , требуемые для реализации заданного уровня P_1 , а также минимальные значения длины канала l_K , толщины изолятора затвора d_{SiO_2} и концентрации акцепторов N_a в p -канальной области, обеспечивающие надежную работу прибора при требуемых значениях $U_{\text{СИ max}}$ и $U_{\text{ЗИ max}}$.

Ток стока при известных значениях P_1 и $U_{\text{СИ max}}$ в соответствии с (3.19) и учетом того, что $U_{\text{ост}} = (0,1...0,2)U_{\text{СИ max}}$, равен

$$I_{\text{max}} = 8P_1 / (0,90...0,80)U_{\text{СИ max}} = (8,9...10)P_1 / U_{\text{СИ max}}. \quad (3.23)$$

Толщина изолятора затвора d_{SiO_2} обычно выбирается из тех соображений, чтобы при $U_{\text{ЗИ max}}$ не была превышена максимально допустимая для термической двуокиси кремния напряженность поля $E_{\text{проб}} = (2...6) \cdot 10^6$ В/см:

$$d_{\text{SiO}_2} = \frac{(U_{\text{ЗИ max}} - U_{\text{пор}})}{E_{\text{пор}}} = (1,66...5) \cdot 10^{-7} (U_{\text{ЗИ max}} - U_{\text{пор}}), \quad (3.24)$$

где $U_{\text{пор}}$ – пороговое напряжение (напряжение открывания транзистора).

Используя типичные значения для $U_{\text{пор}} = 1...2$ В, $U_{\text{ЗИ max}} = 20...30$ В, $E_{\text{проб}} = 2 \cdot 10^6$ В/см, из (3.24) получаем $d_{\text{SiO}_2} = 0,08...0,15$ мкм.

Указанное значение $U_{\text{пор}}$ является оптимальным для СВЧ МОПТ, работающих в режиме обогащения, т. к. при $U_{\text{пор}} > 2$ В заметно уменьшается эффективное управляющее напряжение затвора ($U_{\text{з эф}} = U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{пор}}$), а минимальное

значение $U_{\text{пор}} \geq 1$ В гарантирует неизменность закрытого состояния транзистора при $U_{\text{ЗИ}} = 0$ и воздействии повышенных температур вплоть до $+125$ °С, при которых напряжение $U_{\text{пор}}$ заметно убывает. Это условие накладывает ограничения на концентрацию акцепторов в p -канальной области МОПТ.

Пороговое напряжение $U_{\text{пор}}$ связано с толщиной окисла d_{SiO_2} и концентрацией акцепторов N_a следующим соотношением:

$$U_{\text{пор}} = -\frac{Q_{\text{SiO}_2} d_{\text{SiO}_2}}{\varepsilon_{\text{SiO}_2} \varepsilon_0} + \frac{2kT}{q} \ln \frac{N_a}{n_i} + \frac{2d_{\text{SiO}_2}}{\varepsilon_{\text{SiO}_2} \varepsilon_0} \sqrt{qN_a \varepsilon_{\text{SiO}_2} \varepsilon_0 \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a}{n_i}} + \varphi_{\text{МП}}, \quad (3.25)$$

где Q_{SiO_2} – плотность положительного ионного заряда в затворном слое SiO_2 ;

$\varepsilon_{\text{SiO}_2} = 12$ – относительная диэлектрическая постоянная термического окисла SiO_2 ;

$n_i = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (при $T = 300$ К) – концентрация носителей в собственном кремнии;

$\varphi_{\text{МП}}$ – разность работ выхода металла затвора и полупроводника p -типа.

Подставляя в (3.25) значения $U_{\text{пор}} = 1 \dots 2$ В, $Q_{\text{SiO}_2} = (2 \dots 5) \cdot 10^{-8}$ Кл/см², $d_{\text{SiO}_2} = (1 \dots 1,5) \cdot 10^{-5}$ см, $\varphi_{\text{МП}} = 0,9$ В (для затвора из алюминия), получаем $N_a = (2 \dots 6) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Минимальная длина канала l_K должна быть выбрана такой, чтобы при $U_{\text{СИ max}} = U_{\text{СИ проб}}$ исключить вероятность сквозного обеднения канала пространственным зарядом стокового перехода. Расчет $l_K(U_{\text{СИ проб}})$ можно проводить по формуле для ширины резко асимметричного n^+ - p -перехода:

$$l_K = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{\text{SiO}_2} \varepsilon_0 U_{\text{СИ проб}}}{qN_a}}. \quad (3.26)$$

Из (3.26) следует, что при $U_{\text{СИ max}} = 60$ В и $N_a = 6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $l_K = 1,1 \times 10^{-4}$ см. При таких значениях l_K электроны движутся в канале с дрейфовой скоростью насыщения $V_s = (4,5 \dots 6) \cdot 10^6$ см/с, которая достигается при напряженностях продольного поля $E = (2 \dots 3) \cdot 10^4$ В/см, т.е. при относительно небольших напряжениях $U_{\text{СИ}} = El_K = (1 \dots 1,5) \cdot 10^{-4} \cdot (2 \dots 3) \cdot 10^4 = 2 \dots 4,5$ В.

Влияние поперечного и продольного полей на подвижность носителей в канале обуславливает линейный характер зависимости $I_C(U_{\text{ЗИ}})$ мощных СВЧ МОПТ в широком диапазоне напряжений $U_{\text{ЗИ}}$, которую на крутом участке выходных характеристик можно приближенно описать соотношением

$$I_C = \frac{\mu_{n0} Z \varepsilon_{\text{SiO}_2} \varepsilon_0}{l_K d_{\text{SiO}_2} [1 + \delta(U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{пор}})]} \frac{[(U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{пор}})U_{\text{СИ}} - 0,5(1 + \sigma_0)U_{\text{СИ}}^2]}{[1 + \mu_{n0} U_{\text{СИ}} / l_K U_{\text{СИ}}]}, \quad (3.27)$$

где μ_{n0} – подвижность электронов в канале в слабом поле ($U_{СИ} \approx 0$);

$\delta = 0,0534 \text{ В}^{-1}$ – эмпирический коэффициент, характеризующий уменьшение подвижности μ_n под действием поперечного поля затвора $(U_{ЗИ} - U_{пор})/d_{SiO_2}$;

член $[1 + \mu_{n0} U_{СИ}/l_K U_{СИ}]$ отражает зависимость μ_n от продольного поля, созданного напряжением $U_{СИ}$;

σ_0 – коэффициент, характеризующий влияние подложки p -типа на ток стока:

$$\sigma_0 = \frac{d_{SiO_2} \sqrt{q \epsilon_{Si} \epsilon_0 N_a}}{2 \epsilon_{SiO_2} \epsilon_0} \sqrt{\frac{kT}{q} - \frac{N_a}{n_i}}. \quad (3.28)$$

При заданном напряжении $U_{ЗИ}$ ток стока достигает своего максимального значения при напряжении насыщения

$$U_{СИ \text{ нас}} = U_{ЗИ} - 2 \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a}{n_i} + \varphi_{МП} + 2 \sigma_0 \sqrt{\frac{kT}{q} \ln \frac{N_a}{n_i}} \times \\ \times \left[1 - \sqrt{1 + \frac{U_{ЗИ}}{2 \sigma_0^2 (kT/q) \ln(N_a/n_i)}} \right]. \quad (3.29)$$

Приравнивая выражения (3.23) и (3.27) (при $U_{СИ} = U_{СИ \text{ нас}}$), получаем формулу для расчета минимальной ширины канала W при заданных значениях P_1 , $U_{СИ \text{ max}}$, $U_{ЗИ \text{ max}} - U_{пор} = 20 \text{ В}$, $\mu_{n0} = 600 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$:

$$Z = \frac{9,4 P_1 [1 + \delta (U_{ЗИ \text{ max}} - U_{пор})] [1 + \mu_{n0} U_{СИ \text{ нас}}/l_K V_s] l_K d_{SiO_2}}{U_{СИ \text{ max}} [(U_{ЗИ \text{ max}} - U_{пор}) U_{СИ \text{ нас}} - 0,5 (1 + \sigma_0) U_{СИ \text{ нас}}^2] \mu_{n0} \epsilon_{SiO_2} \epsilon_0}. \quad (3.30)$$

3.9 СВЧ гетеропереходные полевые транзисторы

3.9.1 Гетеропереходы на основе $GaAs$

Подвижность электронов в $GaAs$ может быть весьма высокой, особенно при низких температурах. В ПТШ эта особенность $GaAs$ реализуется не полностью, т. к. 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, т. к. рассеяние на примесных ионах возрастает.

Резкого увеличения подвижности электронов в канале можно было бы ожидать в случае нелегированного канала. Такой канал возможно создавать в структуре МДП. К сожалению, до сих пор не удалось создать на основе $GaAs$

высококачественные МОПТ, т. к. значительная поверхностная плотность дефектов и отсутствие стабильного собственного окисла ведут к нестабильности порогового напряжения и ВАХ, а также к 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).

Возможность создания гетероперехода определяется существованием двух полупроводников с близкими значениями периода кристаллической решетки и технологической возможностью их совместного изготовления. Для $GaAs$ прекрасной парой является $AlAs$. Различие периодов решетки для этих двух полупроводниковых соединений группы $A^{III}B^V$ 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 $\Delta E_g = 0,736$ эВ больше, чем в $GaAs$, причем в соединении $Al_xGa_{1-x}As$ величина ΔE_g примерно пропорциональна доле Al : $\Delta E_g = x\Delta E_{g0}$. При $x = 0,4$ величина ΔE_g составляет около 0,3 эВ.

Зонные диаграммы $p-GaAs$ (индекс «1») и $n-Al_xGa_{1-x}As$ (индекс «2») представлены на рисунке 3.14, а, энергетическая диаграмма гетероперехода – на рисунке 3.14, б. Штриховая линия соответствует энергии покоящегося электрона в вакууме E_0 .

Разрывы зоны проводимости и валентной зоны связаны очевидным соотношением

$$\Delta E_C + \Delta E_V = \Delta E_g.$$

Контактная разность потенциалов (см. рисунок 3.14, а) составляет

$$\varphi_k = \frac{(E_g + E_C)}{q} - (\varphi_1 - \varphi_2), \quad (3.31)$$

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

$$N_1 = N_{a1} - N_{d1}; N_2 = N_{d2} - N_{a2}. \quad (3.32)$$

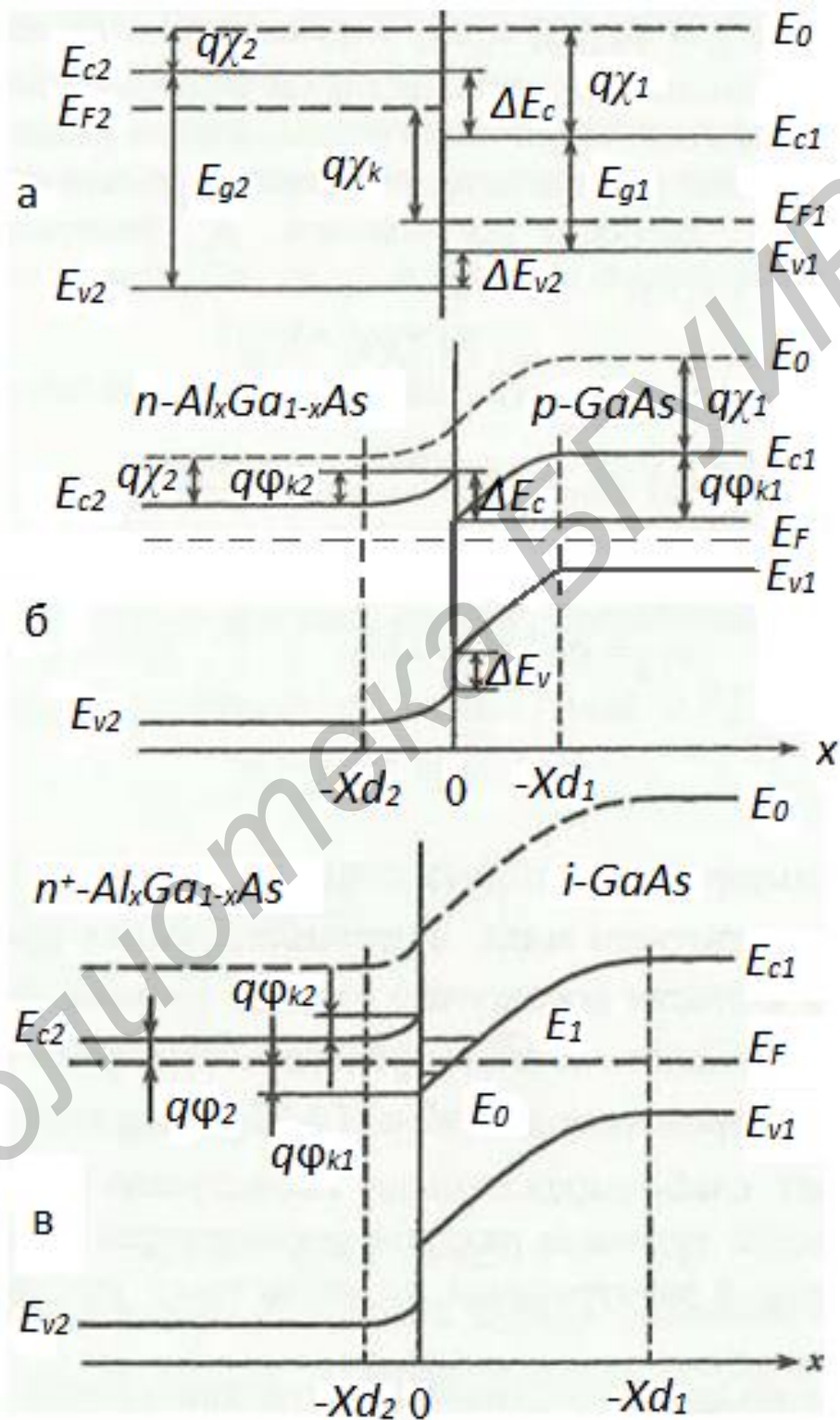


Рисунок 3.14 – Зонные диаграммы $p\text{-GaAs}$ и $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (а), энергетические диаграммы гетероперехода (б) и гетероперехода с ДЭГ (в)

В случае когда диэлектрические проницаемости полупроводников 1 и 2 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, т. к. 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 (рисунок 3.14, б):

$$\varphi_k = \varphi_{k1} + \varphi_{k2}.$$

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

$$\varphi_{k1} = \frac{qN_1X_{d1}^2}{2\varepsilon\varepsilon_0}; \quad (3.33)$$

$$\varphi_{k2} = \frac{qN_2X_{d2}^2}{2\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (3.34)$$

3.9.2 Двухмерный 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 (рисунок 3.14, в). 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 металл – диэлектрик – полупроводник (МДП).

Благодаря малой эффективной массе электронов (m_n) в $GaAs$ движение электронов в канале квантовано в направлении, перпендикулярном плоскости перехода, т. к. 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 в принципе и в кремниевых структурах МДП, однако при рабочих температурах им обычно можно пренебречь.

Квантованные значения энергии электронов в канале составляют

$$E_j \cong E_c(0) + \frac{[3\pi q\hbar E(0)(j + \frac{3}{4})]^{2/3}}{2m_n^{1/3}}, \quad (3.35)$$

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

Приближенное равенство в (3.35) соответствует допущениям о бесконечной высоте барьера ΔE_c и треугольной форме потенциальной ямы. Первые два энергетических уровня $E_{0,1}$ показаны на рисунке 3.14, в.

Таким образом, n -канал содержит двухмерный электронный газ (ДЭГ), в котором электроны могут свободно перемещаться только в плоскости гетеро-перехода.

Поверхностная плотность ДЭГ для j -й подзоны составляет

$$n_{sj} = \int_{E_j}^{\infty} D f_n(E) dE, \quad (3.36)$$

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

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

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

$$n_s = n_{s0} + n_{s1}.$$

Произведя интегрирование, получим

$$n_s = kT \cdot D \cdot \ln \left[\left(1 + \exp \frac{E_F - E_0}{kT} \right) \left(1 + \exp \frac{E_F - E_1}{kT} \right) \right]. \quad (3.37)$$

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

$$\varepsilon \varepsilon_0 E(0) = q n_s + Q_{si}, \quad (3.38)$$

где $Q_{si} = -q N_1 X_{d1}$ – поверхностная плотность заряда примесей в обедненном слое $GaAs$ (см. рисунок 3.14, 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

$$E(0) = \frac{q n_s}{\varepsilon \varepsilon_0}.$$

Подстановка этого соотношения в (3.38) для $j = 0$ и $j = 1$ дает

$$E_0 = E_0(0) + q \gamma_0 n_s^{2/3}; \quad (3.39)$$

$$E_1 = E_0(0) + q \gamma_1 n_s^{2/3}, \quad (3.40)$$

где

$$\gamma_0 = \frac{\left(\frac{9xq^{1/2}h}{4\epsilon\epsilon_0}\right)^{2/3}}{2m_n^{1/3}}; \quad \gamma_1 = \frac{7^{2/3}}{4} \gamma_0.$$

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 $D = 3,24 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2} \cdot \text{В}^{-1}$.

Подставляя (3.38) в (3.37), получаем

$$n_s = kTDL_n \left[\left(1 + \exp \frac{\varphi_{F1} - \gamma_0 n_s^{2/3}}{\varphi_T} \right) \left(1 + \exp \frac{\varphi_{F1} - \gamma_0 n_s^{2/3}}{\varphi_T} \right) \right]. \quad (3.41)$$

Уравнение (3.41) 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

$$\gamma_{F1} = \frac{qn_s \Delta d}{\epsilon\epsilon_0}; \quad \varphi_{F1} \cong -\frac{Q_{sn} \Delta d}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (3.42)$$

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

При $\Delta d = 8$ нм погрешность аппроксимации (3.42) 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 $n^+ \text{-Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ могут быть найдены из условия электронейтральности перехода:

$$Q_{s2} + Q_{sn} + Q_{s1} = 0,$$

где поверхностная плотность заряда в слое $n^+ \text{-Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$, Q_{sn} определяется соотношением (3.42), а величина $Q_{s1} = -qN_1 X_{d1}$ мала. Исключая параметры φ_{k2} и φ_{F1} из соотношений (3.34), (3.42) и соотношения $\Delta E_c = q(\varphi_2 + \varphi_{k2} + \varphi_{F1})$ (см. рисунок 3.14), получаем

$$n_s = N_2 \Delta d \left[\left(1 + \frac{2\epsilon\epsilon_0 \left(\frac{\Delta E_c - \varphi_2}{q} \right)^{1/2}}{qN_2 \Delta d^2} \right)^2 - 1 \right], \quad (3.43)$$

$$X_d = \frac{n_s}{N_2},$$

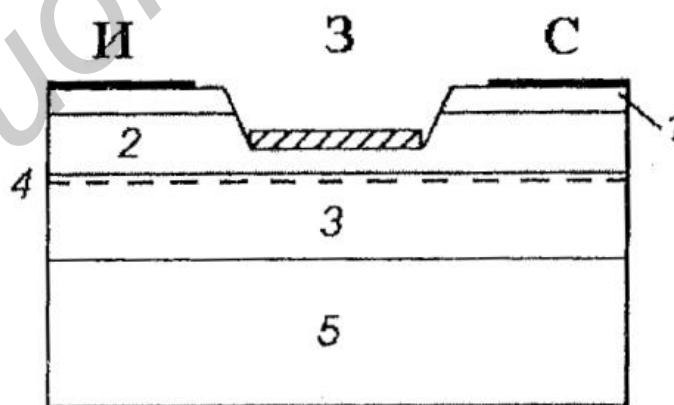
где обычно $\varphi_2 \ll \Delta E_c / q$.

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: $n_s = 2,5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2}$, $X_{d2} = 12 \text{ нм}$.

3.9.3 Устройство и принцип действия

Инверсионный слой, содержащий ДЭГ с высокой подвижностью электронов в гетеропереходе $n^+ \text{-Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As-i-GaAs}$, 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 полевом транзисторе (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 $n^+ \text{-Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As-i-GaAs}$ можно, если сделать этот слой достаточно тонким и нанести на его поверхность металлический контакт типа Шоттки. В этом случае обедненная электронами область пространственного заряда (ОПЗ) распространяется на всю толщину n^+ -слоя.

Указанный принцип лежит в основе ГПТ, простейшая структура которого показана на рисунке 3.15, а энергетическая диаграмма – на рисунке 3.16. Как видно из рисунка 3.16, электроны проводимости в слое $n^+ \text{-Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As-i-GaAs}$ практически отсутствуют при $E_{c2} - E_{F_n} \gg kT$ (E_{F_n} – 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 .



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

Рисунок 3.15 – Простейшая структура ГПТ

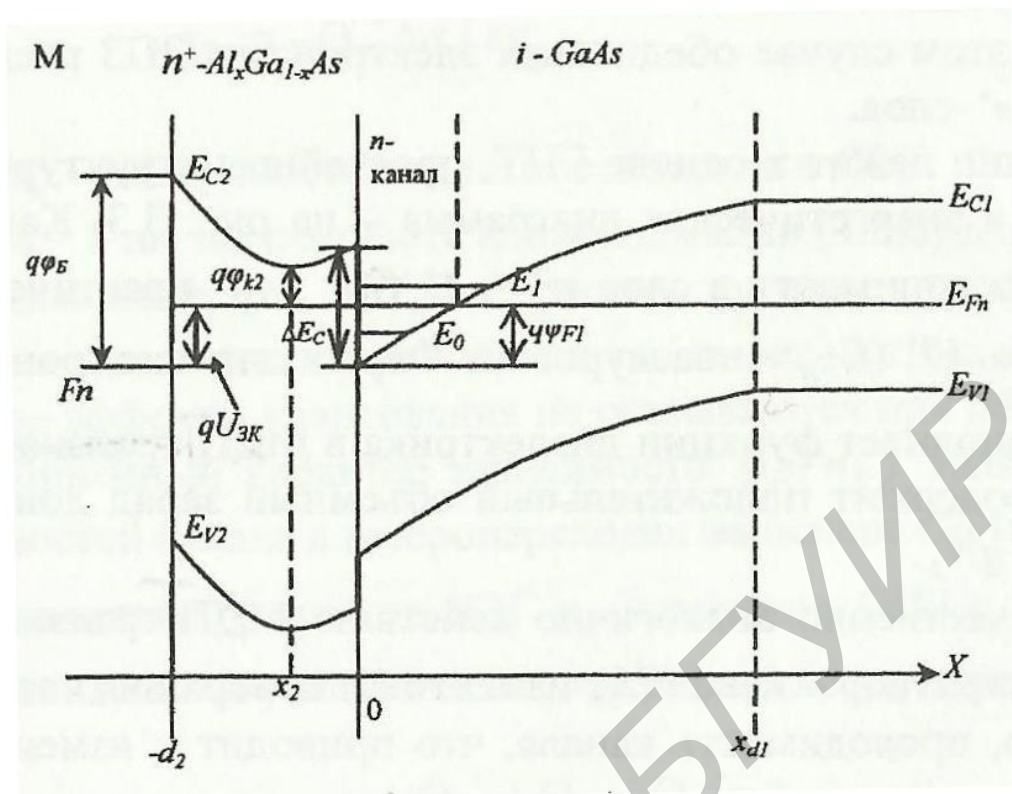


Рисунок 3.16 – Энергетическая диаграмма простейшей структуры ГПТ ($U_{3и} > 0$)

Действие ГПТ качественно аналогично действию МОПТ. При изменении напряжения затвор – канал $U_{3к}$ 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. рисунок 3.15). 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. рисунок 3.14, в) осуществляется за счет туннелирования, т. к. в соответствии с (3.43) толщина обедненного слоя X_{d2} в n^+ -слое мала.

3.9.4 Пороговое напряжение

Пороговое напряжение ГПТ может быть определено так же, как в МОПТ. 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. рисунок 3.16).

Согласно энергетической диаграмме, изображенной на рисунке 3.16, напряжение $U_{3К}$ может быть представлено в виде

$$U_{3К} = \varphi_{\text{Б}} + \int_{-d_2}^0 E(x)dx - \frac{\Delta E_c}{q} + \varphi_{F1}, \quad (3.44)$$

где $\varphi_{\text{Б}}$ – барьерный потенциал контакта Шоттки затвор – $n^+ \text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$;

$E(x) = E(-d_2) + \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_{-d_2}^x qN_2 dx = E(-d_2) + qN_2 \frac{(x+d_2)}{\varepsilon\varepsilon_0}$ – поле в ди-электрике.

Граничное значение поля $E(-d_2)$ находится из уравнения Гаусса:

$$E(-d_2) = \frac{Q_{sm}}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (3.45)$$

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

$$Q_{sm} + Q_{s2} + Q_{sn} + Q_{s1} = Q_1, \quad (3.46)$$

где $Q_{s2} = qN_2 d_2$ – поверхностная плотность заряда в слое $n^+ \text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-i-GaAs}$.

Как отмечалось в разделе 3.3, величина Q_{s1} мала. При этом из (3.45) и (3.46) получаем

$$E(-d_2) = -\frac{Q_{sn} + qN_2 d_2}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (3.47)$$

Подстановка этого соотношения в (3.45) и затем в (3.44) дает

$$Q_{sn} = -C_s(U_{3К} - U_{\text{пор}}). \quad (3.48)$$

Используя зависимость (3.42), связывающую величину φ_{F1} с поверхностной плотностью заряда электронов в канале, получаем из уравнения (3.48):

$$U_{3К} = \varphi_{\text{Б}} - \frac{qN_2 d_2^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} - \frac{\Delta E_c}{q} + \varphi_{F1} - \frac{Q_{sn} d_2}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (3.49)$$

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

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

$$U_{n2} = \frac{qN_2d_2^2}{2\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (3.50)$$

При $U_{зи} < U_{пор}$ 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.

Интересно отметить, что эффективная толщина подзатворного диэлектрика составляет

$$d_{эф} = d_2 + \Delta d,$$

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 разделе 3.3, эта толщина (~ 8 нм) в несколько раз меньше длины волны де Бройля, что подтверждает необходимость учета квантования энергии.

3.9.5 Вольт-амперные характеристики

Соотношение (3.48), определяющее зависимость поверхностной плотности заряда электронов в канале, в точности совпадает с аналогичным соотношением для идеализированного МОПТ. Поэтому вольт-амперная характеристика (ВАХ) идеализированного ГПТ (нулевые сопротивления стока и истока, постоянная подвижность электронов в канале) совпадает 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:

$$I_C = U'_{СИ} \cdot \kappa \left(U'_{зи} - U_{пор} - \frac{U'_{СИ}}{2} \right). \quad (3.51)$$

Здесь $\kappa = \frac{\mu_n Z C_0}{L}$.

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

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, т. к. значение порогового поля E_s мало. Количественно эффект насыщения дрейфовой скорости описывается так же, как в МОПТ. В частности, ток стока и крутизна ВАХ «внутреннего» транзистора в пологой области составляет

$$I_{CH} = \kappa (E_s L)^2 \left[\left(1 + (U'_{3И} - U_{пор})^2 \cdot (E_s L)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right];$$

$$S' = \kappa (U'_{3И} - U_{пор}) \left[1 + \frac{(U'_{3И} - U_{пор})^2}{(E_s L)^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.52)$$

Как видно из (3.52), насыщение дрейфовой скорости электронов существенно снижает крутизну S' при $U'_{3И} - U_{пор} > E_s L = \frac{U_s L}{\mu_n} \cong 0,2 \text{ В}$ (при $L = 1 \text{ мкм}$, $T = 300 \text{ К}$).

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

$$S' = \frac{S}{1 + S'R_u}.$$

Поэтому при $S' \gg R_u^{-1} S \rightarrow R_u^{-1}$ проходные ВАХ ГПТ ближе к линейным, чем к квадратичным (как в МОПТ).

Барьерный переход затвор – канал имеет диодную характеристику, как в полевом транзисторе Шоттки (ПТШ). Поэтому при протекании затворного тока ВАХ ГПТ имеет те же особенности, что и ВАХ ПТШ.

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 $U_{3И}$, при которых ток затвора остается малым. С ростом напряжения $U_{3И}$ уменьшается зазор между энергетическими уровнями E_{c2} и E_{Fn} (см. рисунок 3.16). При некотором $U'_{3И} = U'_{3Иэ}$ его минимальная величина φ_{F2} достигает значения $\varphi_{F20} \cong 0$, 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 канал с ДЭГ от моля затвора. Поскольку подвижность электронов в слое $n^+ - Al_x Ga_{1-x} As$ значительно меньше, чем в ДЭГ, крутизна ВАХ при $U'_{3И} \geq U'_{3Иэ}$ резко снижается и ток стока практически насыщается.

Из энергетической диаграммы на рисунке 3.16 следует, что

$$E_{C2}(x) - E_{Fn} = q(\varphi_B - U_{3И}) + q \int_{-d_2}^x E(x) dx. \quad (3.53)$$

Используя (3.45) и (3.48), получаем

$$E(x) = \frac{qN_2 X - Q_{sn}}{\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{q(N_2 X + n_s)}{\varepsilon \varepsilon_0}. \quad (3.54)$$

Если $n_s \leq N_2 d_2$, 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. рисунок 3.16). Полагая $\varphi_{F2} = \varphi_{F20}$ и используя соотношения (3.25), (3.49)...(3.52), можно показать, что условие $n_s \leq N_2 d_2$ выполнено при

$$U_{\text{пор}} \leq U_{\text{пор}0} = \varphi_B - \frac{\Delta E_c}{q} \left\{ 1 + \left[\left(1 + \frac{N_2}{N_0} \right)^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{N_2}{N_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2 \right\}, \quad (3.55)$$

а напряжение $U_{3кэ} = U'_{3иэ}$, при котором начинается экранирование ДЭГ электронами в n -слое, составляет

$$U'_{3иэ} = U_{\text{пор}} + \frac{2\Delta E_c N_2}{q N_0} \left[\left(1 + \frac{N_0}{N_2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \cdot \left[\left(\frac{e U_p N_0}{\Delta E_c N_2} \right)^{\frac{1}{2}} + 1 \right]. \quad (3.56)$$

В (3.55) и (3.56)

$$N_0 = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0\Delta E_c}{(q\Delta d)^2} \cong 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}. \quad (3.57)$$

Напряжению $U'_{3иэ}$ соответствует максимально достижимая поверхностная плотность электронов ДЭГ:

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

При $U_{\text{пор}} > U_{\text{пор}0}$ экранирование ДЭГ не происходит, т. к. напряжение $U'_{3иэ} = \varphi_B$ и практически недостижимо.

3.9.6 Частотные свойства

Частота отсечки идеализированного ГПТ, как и МОПТ, определяется соотношением

$$\omega_T = \frac{S'}{C'_{3иэ}}. \quad (3.58)$$

Максимальное значение крутизны S' достигается при напряжении $U_{3кэ} = U'_{3иэ}$, соответствующем началу экранирования ДЭГ. Емкость затвор –

исток $C'_{3ИН}$ зависит от напряжений $U'_{3И}$, $U'_{3С}$, так же как в МДП транзисторе, и на границе с пологой областью ВАХ составляет

$$C'_{3ИН} = \frac{2}{3} C_0 LZ.$$

Поэтому максимальное значение частоты отсечки может быть найдено, используя (3.51) и (3.52):

$$\omega_{Tmax} = \frac{3v_{3И}}{2L} \left[1 + \left(\frac{v_{sn}L}{\mu_n(U'_{3Иэ} - U_{пор})} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}; \quad (3.59)$$

$$\bar{\omega}_{Tmax} \cong \frac{3v_s}{2L}. \quad (3.59a)$$

Последнее приближение основано на том, что второе слагаемое в квадратных скобках (3.59) обычно меньше 1. Это означает, что предельная частота ГПТ в основном определяется не подвижностью электронов, а предельной дрейфовой скоростью электронов v_{sn} .

При $N_2 = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\varphi_B = 1,1 \text{ В}$ и $\Delta E_c = 0,25 \text{ В}$ из (3.25) получим $U_{пор0} = +0,75 \text{ В}$. Из (3.25) следует, что для ГПТ с $U_{пор} = +1 \text{ В}$: $U_{3Иэ} - U_{пор} \cong 1 \text{ В}$. Полагая, что $L = 1 \text{ мкм}$, $\mu_n = 8000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при 300 К , $v_s = 1,5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, из (3.59a) получаем: $\omega_{Tmax} = 2,2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$; ($f_{Tmax} = 35 \text{ ГГц}$).

3.10 Полевой транзистор на $AlGaN/GaN$ -гетероструктуре

3.10.1 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, низкошумящих усилителей и высокомошных 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 ($E_g = 3,45 \text{ эВ}$), большая скорость насыщения носителей заряда ($2,2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$) в сочетании с высоким пробивным полем ($2 \cdot 10^6 \text{ В/см}$) в GaN дают возможность изготавливать электронные приборы субмикронных размеров, обладающие значительными преимуществами по сравнению с приборами на основе обычных материалов соединений $A^{III}B^V$.

Поиск и разработку усовершенствованных конструкций *GaN* можно условно разделить на два направления: модернизацию структуры под 2D-каналом и оптимизацию надбарьерных элементов транзистора, включая барьерный слой, затвор, контакты истока и стока, поверхность и топологию прибора. В каждом из этих направлений пытаются решить 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 плотности тока.

В настоящее время большинство разработок транзисторов на основе *GaN* с высокой подвижностью электронов (HEMT) реализуется на дорогостоящих подложках сапфира и *SiC* небольшого диаметра (до 50 мм). Эта технология с успехом 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 очень привлекателен не только потому, что имеет высокое совершенство, доступность и низкую цену, но также потому, что возможна интеграция *Si*-электроники с широкозонными полупроводниковыми приборами. Однако для выращивания качественных слоев *GaN* на *Si* препятствует большое рассогласование решеток и большое различие в термических коэффициентах расширения (таблица 3.1).

Таблица 3.1 – Характеристики материала подложки

Материал подложки	Рассогласование параметров решетки с <i>GaN</i> , %	Различие в коэффициенте термического расширения с <i>GaN</i> , %
<i>SiC</i>	3,4	+25
<i>Al₂O₃</i>	14,0	-34
<i>Si</i>	17,0	+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 $q\varphi_B$ для идеального контакта металл – полупроводник определяется работой выхода металла $q\varphi_M$ и электронным сродством полупроводника $q\chi$: $q\varphi_B = q\varphi_M - q\chi$ для полупроводника *n*-типа. Для *GaN* при 300 К $q\varphi_B = 4,2$ 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, следует ожидать выполнения 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 $n\text{-GaN}(\text{AlGaIn})$ 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 , Si_3N_4 , SiN , Cd_2O_3 , Ge_2O_3 , SiO_2 , используют различные методики окисления поверхности.

3.10.2 Вольт-амперная характеристика транзистора

На рисунке 3.17 представлена выходная вольт-амперная характеристика $AlGaIn/GaN$ транзисторов с высокой подвижностью электронов с пробивным напряжением выше 100 В и максимальной частотой f_{max} до 100 ГГц.

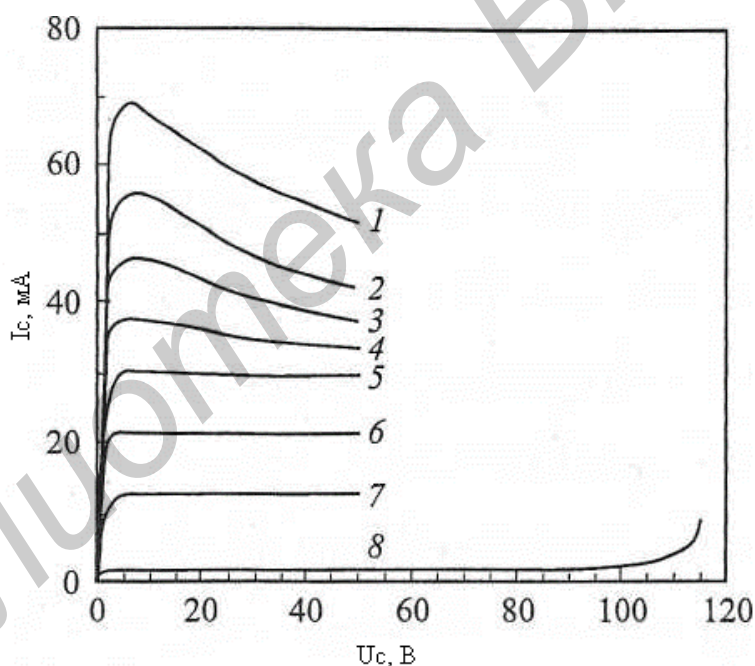
Проявление эффекта саморазогрева и связанной с ним деградации тока I_C в канале обычно не позволяет провести в статическом режиме корректные измерения выходной характеристики в достаточно широком диапазоне токов I_C (до 600 мА/мм) и напряжений U_C (до 50 В). Кроме того, наложение эффекта саморазогрева 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 значениями токов $I_d < 300$ мА/мм и напряжениями $U_C < 20$ В.

Для уменьшения саморазогрева транзисторов при больших токах I_C и напряжениях U_C обычно используется методика импульсных измерений, в которой длительность импульсов $\tau_{и}$ варьируется в широких пределах. Максимальная мощность в импульсе $P_{и}$ 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 $\tau_{и} > 10 \dots 30$ 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 рисунке 3.17 приведены результаты измерений импульсных выходных характеристик с длительностью импульсов $\tau_{и} = 200$ нс для транзистора с длиной затвора $L_3 = 0,22$ мкм и шириной $Z_3 = 2 \cdot 50$ мкм (кривые 1...7). Здесь же приведена статическая вольтамперная характеристика (кривая 8), полученная в режиме малого тока I_c при U_c до 115 В. Из рисунка 3.17 следует, что максимальная плотность тока $I_{c\max}$ достигает 600 мА/мм, напряжение насыщения на стоке $U_{c\text{нн}} = 3$ В, максимальная крутизна $S_{\max} = \frac{1}{Z_3} \frac{dI_c}{dU_3}$ составляет 240 мС/мм, максимальное напряжение на стоке U_c достигает 115 В.

Из рисунка 3.17 также 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 ВАХ с увеличением напряжения на стоке U_c наблюдался линейный спад тока насыщения $I_{cн}$, обусловленный саморазогревом транзистора, т. е. повышением температуры канала.



1...7 – импульсные характеристики с длительностью импульса $\tau_{и} = 200$ нс и U_3 в вольтах: 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

Рисунок 3.17 – 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 $Z_3 = 2 \cdot 50$ мкм

ГЛАВА 4 БИПОЛЯРНЫЙ ТРАНЗИСТОР С ИЗОЛИРОВАННЫМ ЗАТВОРОМ

4.1 Целесообразность создания биполярного транзистора с изолированным затвором

Движение тока в биполярных транзисторах основано на явлениях инжекции, переноса и собирания носителей. При этом в качестве основных носителей могут использоваться как электроны, так и дырки. Отсюда и происходит название приборов – биполярные, т. е. использующие носители разных полярностей. Тиристоры тоже относятся к биполярным ключам. В противоположность этому и униполярные транзисторы, и с управляющим $p-n$ -переходом, и со структурой МОП используют только основные носители заряда, движение которых управляется напряжением на затворе, т. е. электрическим полем. Это дало второе общеупотребительное название униполярным приборам – полевые. Отсутствие явления инжекции и необходимости рассасывания заряда неосновных носителей при выключении определило целый ряд преимуществ полевых транзисторов перед биполярными:

1. Коэффициент усиления биполярных транзисторов из-за снижения коэффициента инжекции резко уменьшается в области больших токов. С ростом предельно допустимого запираемого напряжения эта проблема еще более усугубляется. Крутизна полевых транзисторов с коротким каналом из-за ограничения скорости движения носителей практически неизменна в области рабочих токов. Это обеспечивает большую устойчивость полевых транзисторов к токовым перегрузкам по сравнению с биполярными.

2. Значительные токи утечки у мощных биполярных транзисторов уменьшают область безопасной работы ключа. Принцип протекания больших токов управления с учетом снижения коэффициента усиления резко повышает мощность потерь в цепях управления биполярными приборами. Наоборот, высокое входное сопротивление полевых транзисторов и малый динамический заряд управления позволяют эту мощность значительно снизить, особенно в статических режимах.

3. Отсутствие накопленного заряда неосновных носителей обеспечивает высокую скорость переключения полевых транзисторов и лучшие динамические характеристики по сравнению с биполярными аналогами.

Еще одно преимущество полевых транзисторов связано с однородностью их полупроводниковой структуры. Однородный полупроводник обладает положительным температурным коэффициентом сопротивления. Таким образом, полевой транзистор обладает теплоустойчивостью и способностью к самовыравниванию плотностей протекающего тока. В биполярных структурах в противоположность этому присутствует эффект локального перегрева. Таким образом, полевые транзисторы менее подвержены резким изменениям токовой нагрузки, что особенно ценно в многоканальных структурах.

Эти очевидные преимущества первых промышленных образцов мощных полевых транзисторов вызвали к середине 70-х годов настоящую эйфорию, позволившую говорить о вытеснении и полной замене широко распространенных биполярных транзисторов во многих областях применения. Однако на практике все оказалось не так просто. Напряжение насыщения высоковольтных биполярных транзисторов оставалось много меньше, чем у аналогичных по параметрам полевых приборов, что являлось следствием высокого сопротивления канала протекания тока, увеличивающегося с ростом пробивных напряжений. Низкое напряжение насыщения и высокая стоимость технологических операций ограничили область использования полевых транзисторов устройствами высокочастотного применения и низковольтными (менее 100 В) схемами. Другим ограничивающим фактором оказался вроде бы положительный температурный коэффициент увеличения сопротивления кремниевого полупроводника. Оказалось, что из-за высокого температурного коэффициента сопротивление открытого канала практически удваивается при температуре кристалла, близкой к 150 °С. Эта температура и оказалась критической для применения полевых транзисторов, тогда как биполярные приборы имели аналогичную температуру, равную 200 °С. Разность в 50 °С и снижение порогового напряжения с повышением температуры ограничили применение мощных полевых транзисторов во многих областях применения с температурой окружающей среды, близкой к 100 °С.

Проведенный анализ и полученные результаты сравнения не могли не подвигнуть разработчиков электронных схем к попыткам скомбинировать полезные свойства полевых и биполярных структур. Отсутствие некоторых технологий изготовления комбинированных приборов в начале 70-х годов не остановило исследователей в попытках получения универсального транзистора на основе дискретных составляющих.

4.2 Структура биполярного транзистора с изолированным затвором

Нишу высоковольтных силовых приборов с большими уровнями токов и напряжениями до единиц киловольт заняли биполярные транзисторы с изолированным затвором БТИЗ (англ. – *Insulated Gate Bipolar Transistor, IGBT*).

МОПТ имеют характеристики, близкие к характеристикам идеального ключа, и поэтому являлись наиболее популярными ключевыми элементами. Однако оказалось, что главным параметром, ограничивающим область их применения, является допустимое напряжение на стоке. Высоковольтные МОПТ с достаточно хорошими характеристиками создать пока не удастся, т. к. сопротивление канала открытого транзистора растет пропорционально квадрату напряжения пробоя. Это затрудняет их применение в устройствах с высоким КПД.

БТИЗ являются продуктом развития технологии силовых транзисторов с МОП структурой, управляемых электрическим полем и сочетают в себе два

транзистора в одной полупроводниковой структуре: биполярный (образующий силовой канал) и полевой (образующий канал управления).

БТИЗ сочетает достоинства двух основных видов транзисторов:

- высокое входное сопротивление, низкий уровень управляющей мощности;

- низкое значение остаточного напряжения во включенном состоянии.

Анализ характеристик мощных МОПТ, БПТ и БТИЗ позволяет сделать следующие сравнения и выводы:

БТИЗ и МОПТ:

1. Для БТИЗ с номинальным напряжением в диапазоне 600...1200 В в полностью включенном состоянии прямое падение напряжения, так же как и для биполярных транзисторов, находится в диапазоне 1,5...3,5 В. Это значительно меньше, чем характерное падение напряжения на силовых МОПТ в проводящем состоянии с такими же номинальными напряжениями.

2. Во включенном состоянии МОПТ с номинальными напряжениями ≤ 200 В имеют более низкое значение напряжения, чем БТИЗ, и остаются непревзойденными в области низких рабочих напряжений и коммутируемых токов до 50 А.

3. По быстродействию и частотным характеристикам БТИЗ уступают МОПТ. Типичные значения времени рассасывания накопленного заряда и спада тока при выключении БТИЗ находятся в диапазонах 0,2...0,4 и 0,2...1,5 мкс соответственно. Рабочая частота наименее инерционных БТИЗ гораздо меньше частот МОПТ (причем с ростом частоты уменьшается максимально допустимая амплитуда тока коллектора). Так, у фирмы «*International Rectifier*» БТИЗ группы W (*warp speed*) работают в диапазоне 75...150 кГц.

БТИЗ и БПТ:

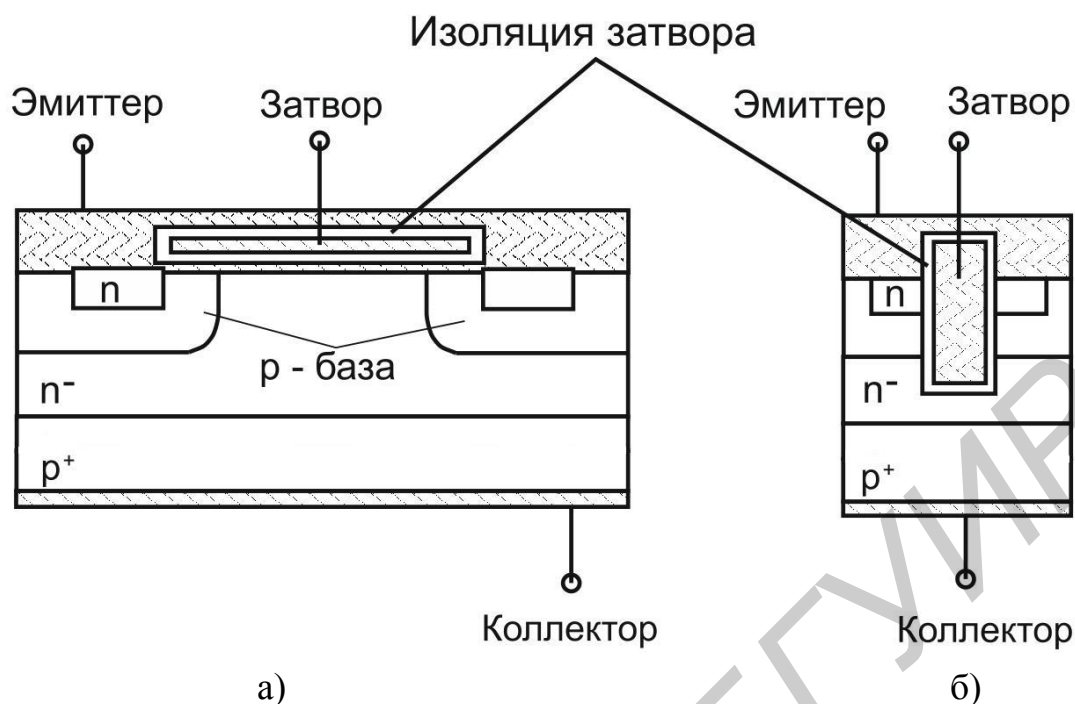
1. Область безопасной работы БТИЗ позволяет успешно обеспечить его надежную работу без применения дополнительных цепей формирования траектории переключения при частотах от 10 до 20 кГц для модулей с номинальными токами в несколько сотен ампер. Такими качествами не обладают биполярные транзисторы, соединенные по схеме Дарлингтона.

2. По максимальным рабочим частотам БТИЗ превосходят БПТ.

3. В области малых рабочих токов параметры БПТ лучше.

В настоящее время БТИЗ обеспечивают коммутацию токов до 3600 А и напряжений до 6,5 кВ. При этом время переключения биполярных транзисторов с изолированным затвором лежит в диапазоне 200...400 нс.

Структура БТИЗ подобна структуре ВДМОПТ с диффузионными p - и n -областями (рисунок 4.1). Инверсионный слой формируется под затвором, к которому, как и в МОПТ, прикладывается управляющее напряжение. Основное отличие БТИЗ от ВДМОП – использование для стока p^+ -слоя подложки, что делает его биполярным прибором, поскольку из p -области инжектируются дырки в область дрейфа с проводимостью n -типа.



а – обычный (планарный) БТИЗ; б – БТИЗ, выполненный по технологии с вертикальным затвором (*trench-gate technology*)

Рисунок 4.1 – Схематичный разрез структуры БТИЗ

В настоящее время для уменьшения падения напряжения на БТИЗ транзисторах в открытом состоянии, расширения диапазонов допустимых токов, напряжений и области безопасной работы они изготавливаются по технологии с вертикальным затвором – *trench-gate technology* – технология «утопленного» канала (рисунок 4.1, б). При этом размер элементарной ячейки уменьшается в 2...5 раз.

На рисунке 4.2 приведены встречающиеся условные обозначения БТИЗ. Прибор введен в силовую цепь выводами биполярного транзистора Э (эмиттер) и К (коллектор), а в цепь управления – выводом З (затвор). Таким образом, БТИЗ имеет три внешних вывода: эмиттер, коллектор, затвор. Соединения эмиттера и истока (И), базы и стока (С) являются внутренними.

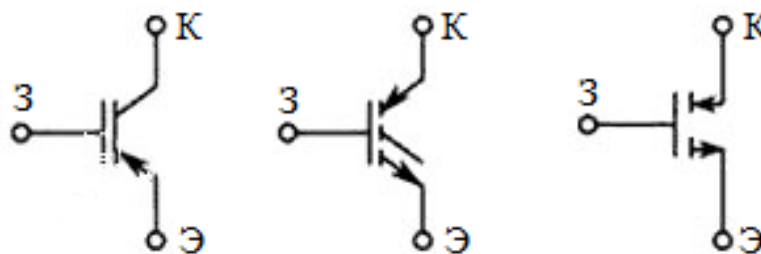
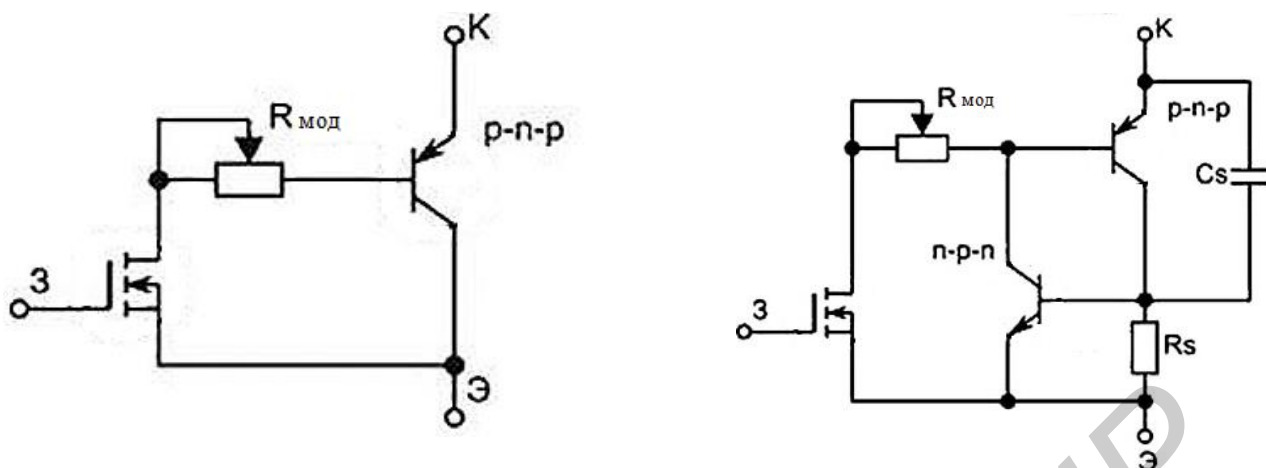


Рисунок 4.2 – Условные графические обозначения БТИЗ

Эквивалентные схемы включения двух и трех транзисторов приведены на рисунке 4.3.



а)

б)

а – упрощенная схема; б – схема с паразитным *n-p-n*-транзистором

Рисунок 4.3 – Эквивалентные схемы БТИЗ

Сочетание двух приборов в одной структуре позволило объединить достоинства полевых и биполярных транзисторов: высокое входное сопротивление с высокой токовой нагрузкой и малым сопротивлением во включенном состоянии.

4.3 Принцип работы БТИЗ

При подаче на изолированный затвор положительного смещения возникает проводящий канал в *p*-области (обозначен пунктирной линией на рисунке 4.4) и включается соответствующий МОПТ, обеспечивая открытие биполярного *p-n-p*-транзистора. Между внешними выводами ячейки – коллектором и эмиттером начинает протекать ток. При этом ток стока МОПТ оказывается усиленным в $(\beta+1)$ раз, где β – коэффициент передачи тока базы. При включенном биполярном транзисторе в *n*-область идут встречные потоки носителей (электронов и дырок), что ведет к падению сопротивления этой области и дополнительному уменьшению остаточного напряжения на приборе.

Процесс включения БТИЗ можно разделить на два этапа: после подачи положительного напряжения между затвором и истоком происходит открытие полевого транзистора (формируется *n*-канал между истоком и стоком). Движение зарядов из области *n* в область *p* приводит к открытию биполярного транзистора и возникновению тока от эмиттера к коллектору. Таким образом, полевой транзистор управляет работой биполярного.

В отличие от ВДМОПТ у БТИЗ *n*-область устройства соединена с *p*⁺-областью, которая служит коллектором вертикального *p*⁺-*n*⁻-*p*⁺ биполярного транзистора. Проходя *n*-дрейфовую область, электроны попадают в *p*⁺-область. Для сохранения квазинейтральности дырки из *p*⁺-коллектора инжектируются в базу (*n*⁻-дрейфовую область БТИЗ).

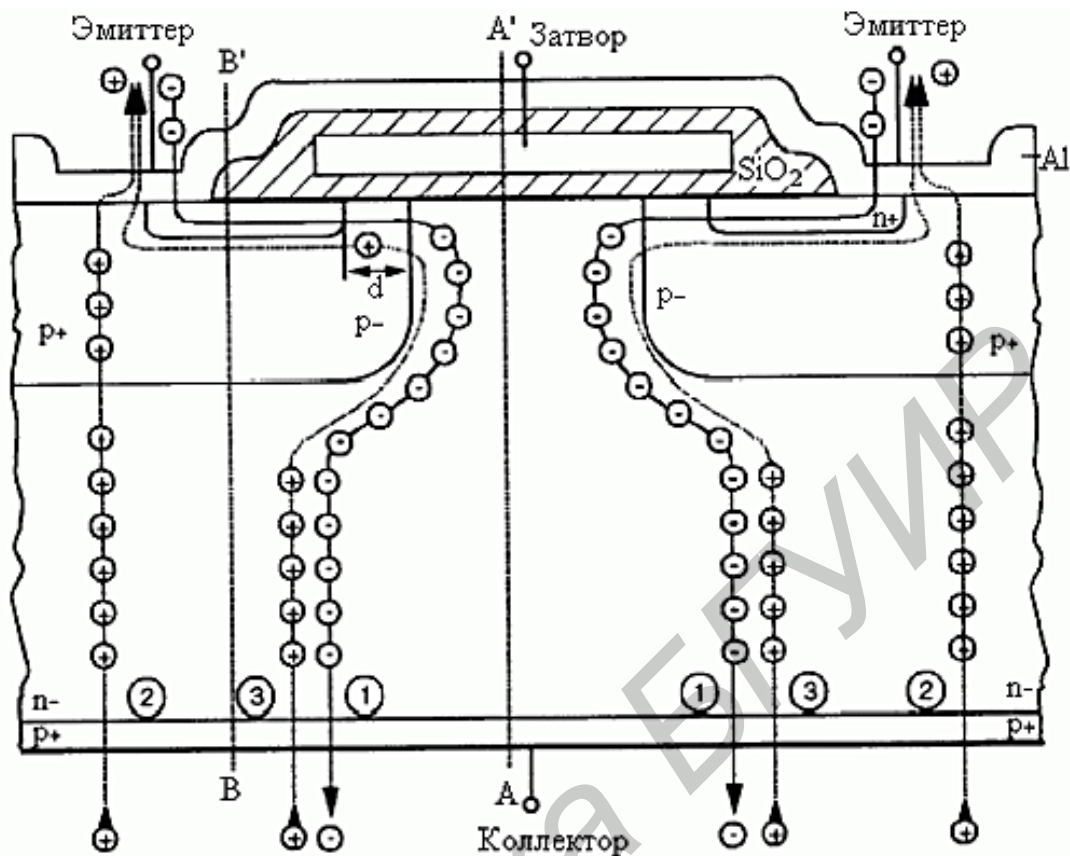


Рисунок 4.4 – Распределение потока носителей БТИЗ в открытом состоянии

Следовательно n^- -дрейфовая область обогащается свободными носителями заряда, что приводит к снижению пространственного заряда и, следовательно, к снижению напряжения коллектор – эмиттер.

Как уже отмечалось при сравнении БТИЗ и МОПТ, для БТИЗ в полностью включенном состоянии прямое падение напряжения значительно меньше, чем характерное падение напряжения на силовых МОПТ в проводящем состоянии при тех же номинальных напряжениях. С другой стороны, МОПТ имеют более низкое значение напряжения во включенном состоянии, чем БТИЗ. Область безопасной работы БТИЗ позволяет успешно обеспечить его надежную работу без применения дополнительных цепей формирования траектории переключения, в то время как такими качествами не обладают биполярные транзисторы, соединенные по схеме Дарлингтона.

Как дискретные МОП транзисторы вытеснили биполярные в ключевых источниках питания с напряжением до 500 В, так и дискретные БТИЗ делают то же самое в источниках с более высокими напряжениями (до 3500 В).

Напряжение на открытом приборе складывается из напряжения на прямосмещенном эмиттерном переходе p - n - p -транзистора (диодная составляющая) и падения напряжения на сопротивлении модулируемой n^- -области (омическая составляющая):

$$U_{КЭ(откр)} \approx U_{БЭ(p-n-p)} + I_B R_{МОПТ} = U_{БЭ(p-n-p)} + \frac{R_{МОПТ}}{\beta + 1} I_K, \quad (4.1)$$

где $R_{МОПТ}$ – сопротивление МОП транзистора в структуре БТИЗ (сопротивление эпитаксиального n^- -слоя);

β – коэффициент передачи базового тока биполярного $p-n-p$ -транзистора;

I_B – ток базы;

I_K – ток коллектора.

4.4 Основные параметры

К наиболее важным параметрам БТИЗ относят:

- длительность включения и выключения транзистора, мкс;
- емкости затвор – эмиттер, коллектор – эмиттер и затвор – коллектор при заданном напряжении коллектор – эмиттер, нФ;
- заряд затвора транзистора, нКл;
- максимально допустимую температуру нагрева кристалла транзистора, °С;
- максимальную мощность рассеяния, Вт;
- напряжение насыщения, т. е. напряжение между выводами коллектор – эмиттер открытого транзистора, В;
- предельно допустимый импульсный ток коллектора при температуре 25 °С, А;
- предельно допустимый постоянный ток коллектора при температуре 25 °С, А;
- предельную скорость нарастания напряжения, не приводящую к самопроизвольному открыванию транзистора, dU / dt ;
- тепловое сопротивление переход – корпус, °С /Вт;
- энергии включения, выключения и переключения, мДж.

4.5 Статические вольт-амперные характеристики

При положительном напряжении коллектор – эмиттер $U_{КЭ}$ и при напряжении затвор – эмиттер $U_{ЗЭ}$ ниже порогового обратный ток коллектора $I_{КЭ0}$ мал. При увеличении напряжения $U_{КЭ}$ и достижении им такого значения, при котором начинается лавинное умножение в коллекторном проходе $U_{КЭ\text{ лу}}$, ток резко возрастает, т. к. происходит лавинный пробой $p-n$ -перехода (рисунок 4.5). Величина $U_{КЭ\text{ лу}}$ близка по значению к величине напряжения пробоя коллектор – эмиттер при отключенной базе $U_{КЭ0}$.

Включенное состояние. Для БТИЗ прямое открытое состояние при положительном напряжении коллектор – эмиттер $U_{КЭ}$ и прямом токе коллектора $I_{К}$ также можно разделить на две характерные области (см. рисунок 4.5).

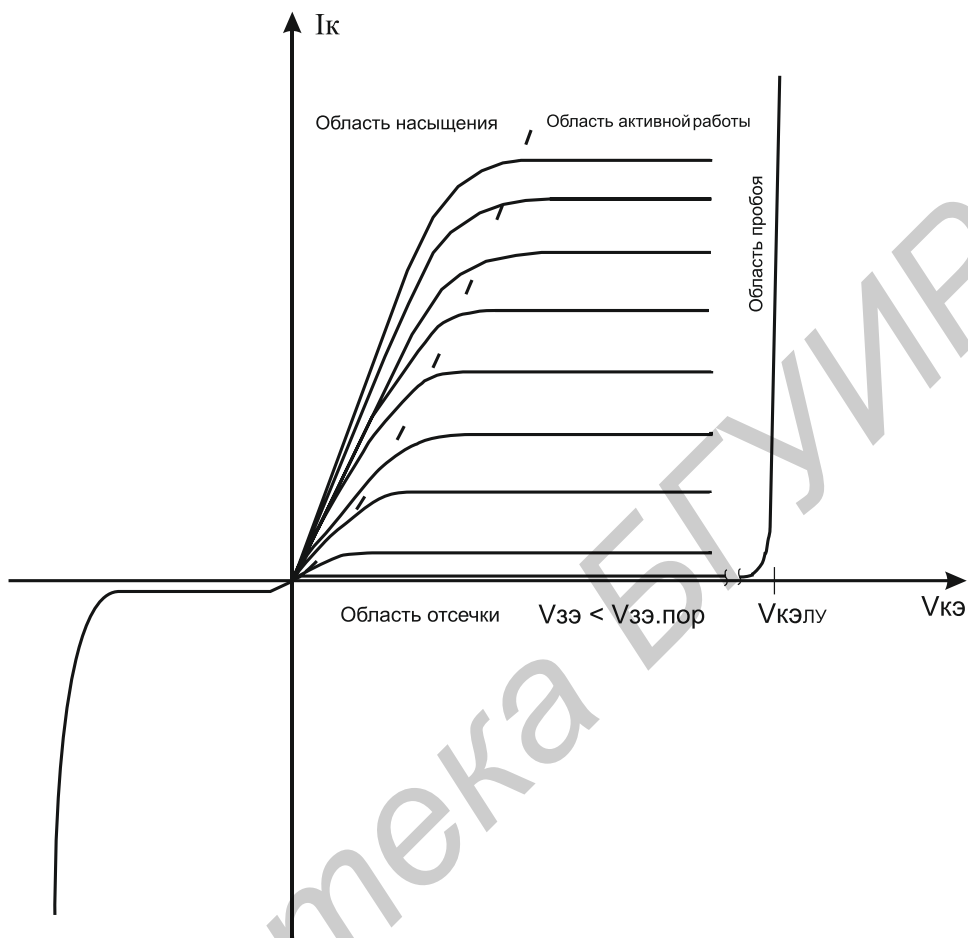


Рисунок 4.5 – Выходная характеристика БТИЗ

Активный режим. При незначительном превышении напряжением затвор – эмиттер $U_{зэ}$ порогового $U_{зэ.пор}$ токовое насыщение станет причиной значительного падения напряжения на канале (горизонтальная область на выходной характеристике). Ток коллектора $I_{К}$ контролируется при помощи $U_{зэ}$.

Крутизна характеристики прямой передачи в области среза растет пропорционально току коллектора $I_{К}$ и напряжению коллектор – эмиттер $U_{КЭ}$ и падает с увеличением температуры кристалла.

Область насыщения. Область насыщения (крутой подъем кривой выходной характеристики), которая является открытым состоянием при переключении, можно регулировать с помощью внешней цепи. Характер изменения кривой во включенном состоянии можно характеризовать напряжением $U_{КЭ}$ (напряжение насыщения коллектор – эмиттер), как показано на рисунке 4.6. По крайней мере для хорошо запираемых БТИЗ напряжение насыщения намного меньше, чем напряжение, требуемое для включения такого же МОПТ, благодаря тому, что n^- -дрейфовая зона заполняется неосновными носителями.

Так как модули БТИЗ в основном предназначены для работы в ключевом режиме, то их рабочий диапазон ограничен напряжением $U_{КЭ}$ в области насыщения.

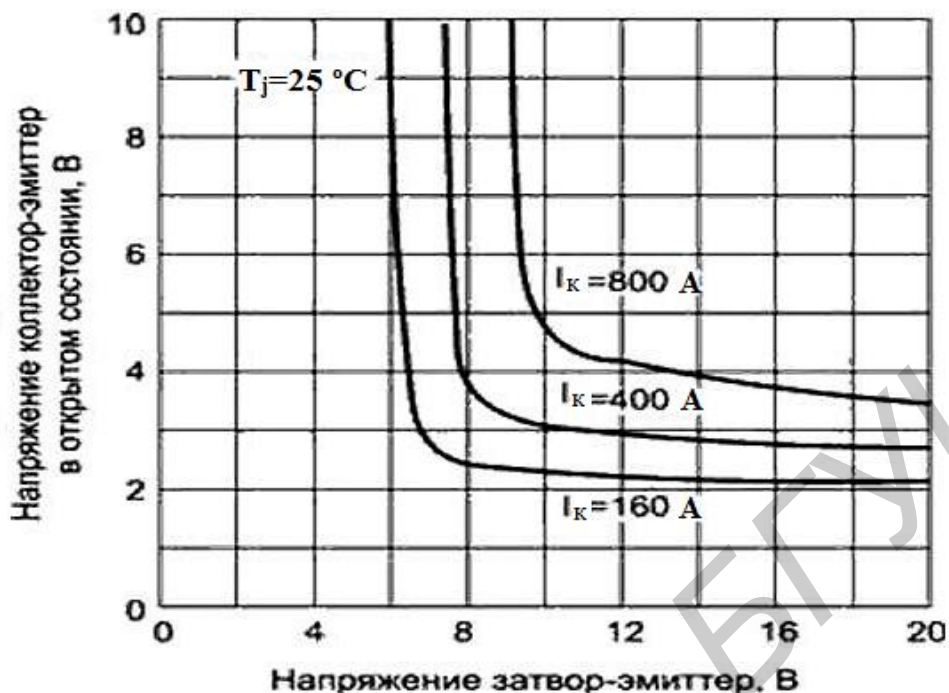


Рисунок 4.6 – Зависимость напряжения насыщения коллектор – эмиттер от напряжения затвор – эмиттер

Работа при обратном напряжении. При обратном напряжении коллекторный p - n -переход БТИЗ смещен в обратном направлении и закрыт, в противоположность МОПТ. Обратное напряжение для современных БТИЗ всего около 10 В.

4.6 Частотные характеристики транзистора

Задержки на включение и выключение вызваны наличием паразитных параметров (в основном емкостей).

На рисунке 4.7 приведены паразитные элементы внутри структуры БТИЗ, а на рисунке 4.8 – эквивалентная схема с паразитными элементами.

Эквивалентную схему БТИЗ (см. рисунок 4.8) можно представить параметрами идеального МОПТ и паразитного n - p - n -транзистора: n^+ -эмиттерная зона (эмиттер), p^+ -ячейка (база), n -дрейфовая зона (коллектор) с боковым сопротивлением p^+ -ячейки под эмиттером, как сопротивление база – эмиттер R_B . Кроме того, может сформироваться p - n - p -транзистор последовательностью p^+ -коллектор (эмиттер), n^- -дрейф (база), p^+ -ячейка (коллектор), которые представляют вместе с n - p - n -транзистором тиристорную цепь.

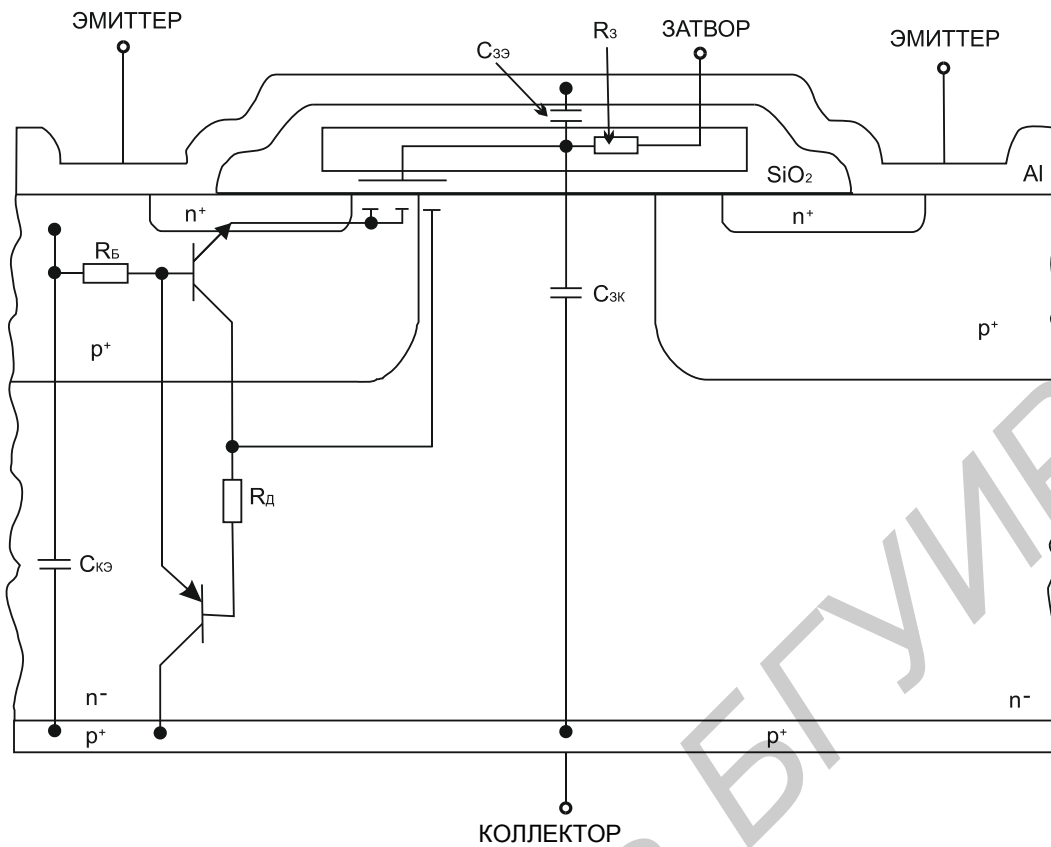


Рисунок 4.7 – Паразитные элементы внутри структуры ячейки БТИЗ

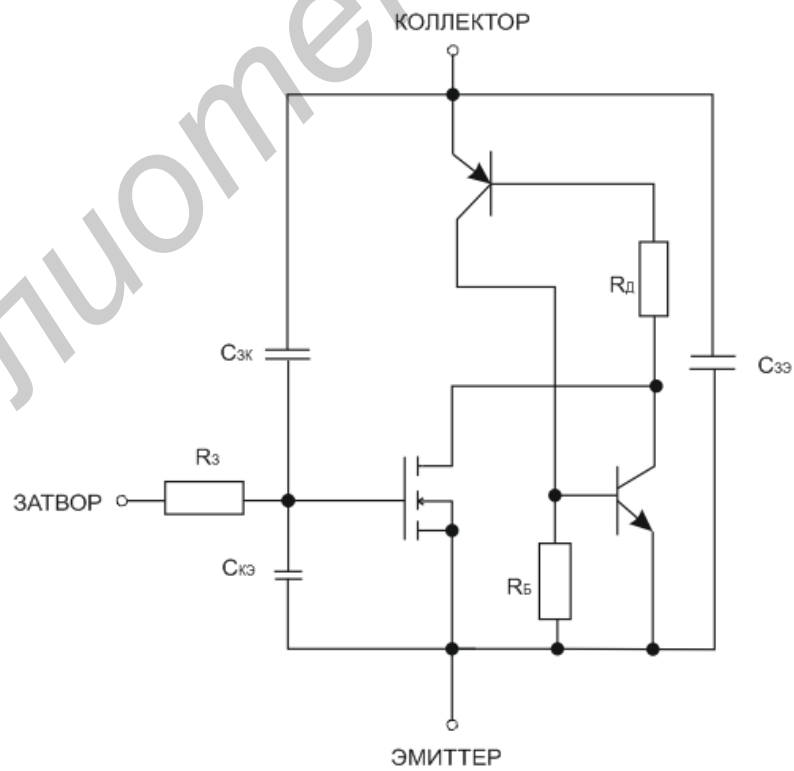


Рисунок 4.8 – Эквивалентная схема с паразитными элементами в БТИЗ

Обозначения и описания паразитных емкостей и сопротивлений, представленных на рисунке 4.8, приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Паразитные емкости и сопротивления в БТИЗ

Обозначение	Описание
Емкость затвор – эмиттер ($C_{3Э}$)	Металлизация, перекрывающая затвор и исток (зависит от напряжения исток – сток)
Емкость коллектор – эмиттер ($C_{КЭ}$)	Емкость, образованная n^- -дрейфовой областью и эмиттером (зависит от напряжения пробоя сток – исток и напряжения сток – исток)
Емкость затвор – коллектор ($C_{3К}$)	Емкость Миллера, которая возникает при перекрытии затвором n^- -дрейфовой зоны
Сопротивление затвора (внутреннее) (R_3)	Сопротивление поликремниевого затвора (в модулях с несколькими транзисторами часто требуется дополнительное последовательное сопротивление для минимизации генерации между кристаллами)
Дрейфовое сопротивление (R_d)	Сопротивление n^- -зоны (наиболее значимое сопротивление $p-n-p$ -транзистора)
Боковое сопротивление p -ячейки (R_6)	Сопротивление база – эмиттер паразитного биполярного $n-p-n$ -транзистора

Остановимся подробнее на включении транзистора. При подаче на затвор БТИЗ импульса прямоугольной формы начинается зарядка входной емкости с постоянной времени:

$$\tau_{вк} = R_{\Gamma} C_{вх}, \quad (4.2)$$

где R_{Γ} – выходное сопротивление генератора импульса прямоугольной формы;
 $C_{вх} = (C_{3Э} + C_{3К})$ – входная емкость.

Зарядка продолжается до порогового значения напряжения, после чего начинает изменяться напряжение между коллектором и эмиттером (транзистор начинает открываться). Далее ввиду наличия обратной связи начинает изменяться входная емкость. Произведем расчет динамической входной емкости.

Приращение тока коллектора

$$\Delta I_{К} = S \cdot \Delta U_{3Э}, \quad (4.3)$$

где $\Delta U_{3Э}$ – входное напряжение;

S – крутизна ВАХ.

Напряжение на выходе (напряжение коллектор – эмиттер)

$$\Delta U_{КЭ} = -R_{К} \cdot \Delta I_{К}. \quad (4.4)$$

Отсюда

$$\Delta U_{кэ} = -R_{кS} \cdot \Delta U_{зэ} = -K_{и} \cdot \Delta U_{зэ}, \quad (4.5)$$

где $K_{и} = R_{кS}$ – коэффициент усиления.

При этом выходной ток генератора импульсов прямоугольной формы будет заряжать емкости $C_{зэ}$ и $C_{зк}$.

$$\Delta I = \frac{\Delta U_{зэ}}{X_{сзэ}} + \frac{\Delta U_{зэ} - \Delta U_{кэ}}{X_{сзк}}, \quad (4.6)$$

где $X_{сзэ} = \frac{1}{j\omega C_{зэ}}$ и $X_{сзк} = \frac{1}{j\omega C_{зк}}$.

Изменение коллекторного тока БТИЗ можно представить в виде

$$\Delta I = \frac{\Delta U_{кэ}}{X_{с_{дин}}} = j\omega C_{дин} \Delta U_{кэ}, \quad (4.7)$$

где $C_{дин}$ – динамическая входная емкость.

Приравняв значения тока (4.6) и (4.7) с учетом (4.5), получим

$$\frac{1}{X_{с_{дин}}} = \frac{1}{X_{сзэ}} + \frac{1}{X_{сзк}} + \frac{K_{и}}{X_{сзк}},$$

откуда имеем выражение для динамической входной емкости:

$$C_{дин} = C_{зэ} + (1 + K_{и}) \cdot C_{зк}. \quad (4.8)$$

Увеличение входной емкости приводит к увеличению времени открывания БТИЗ. Постоянная времени этого процесса

$$\tau_{вк} = R_{г} \cdot C_{дин}, \quad (4.9)$$

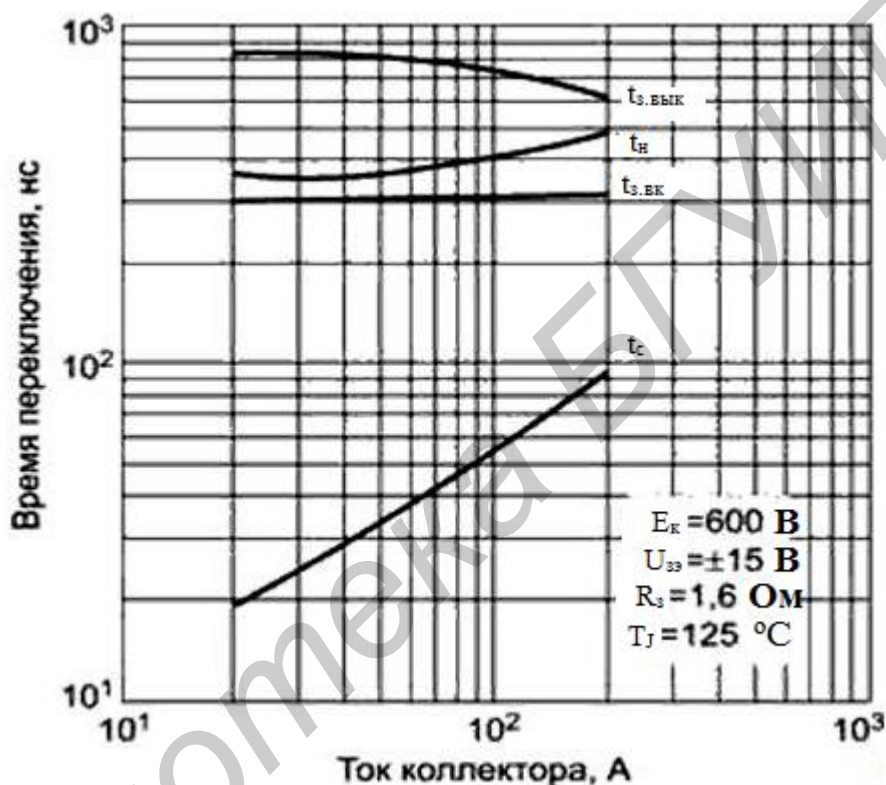
где $R_{г}$ – выходное сопротивление генератора импульсов.

В практике имеют место случаи, когда динамическая входная емкость БТИЗ на порядок больше статической емкости; при этом существенно возрастает время открывания транзистора. В процессе зарядки динамической емкости появляется коллекторный ток, максимальное значение которого достигается при окончании зарядки. Далее процесс зарядки продолжается снова с постоянной времени $\tau_{вк}$. Процесс выключения БТИЗ аналогичен процессу включения: вначале разряжается входная емкость БТИЗ до некоторого порогового потенциала, при котором начинает запирается транзистор (начинает меняться напряже-

ние между коллектором и эмиттером); далее происходит перезарядка емкости Миллера ($C_{зк}$), после чего снова разряжается входная емкость.

По быстродействию БТИЗ уступают МОПТ, но значительно превосходят биполярные. Типичные значения времени рассасывания накопленного заряда и спада тока при выключении БТИЗ находятся соответственно в диапазонах $0,2 \dots 0,4$ и $0,2 \dots 1,5$ мкс.

На рисунке 4.9 приведена типичная динамическая характеристика транзистора.



$t_{з.вк}$ и $t_{з.вык}$ – времена задержки переключения; $t_{н}$ – время нарастания коллекторного тока; t_c – время спада коллекторного тока

Рисунок 4.9 – Динамические характеристики БТИЗ (для полумостовой схемы с индуктивной нагрузкой)

4.7 Нежелательные эффекты и методы борьбы с ними

В общем случае выход из строя БТИЗ связан с нарушением границ области безопасной работы. Основная часть аварийных ситуаций связана с превышением максимально допустимого напряжения коллектор – эмиттер. Индуктивная нагрузка и переходные режимы напряжения питания коллекторной цепи также могут вызвать разрушение приборов БТИЗ.

Неприятной особенностью БТИЗ некоторых производителей является эффект «защелки», который связан с наличием триггерной схемы, образованной биполярной частью БТИЗ структуры и паразитным $n-p-n$ -транзистором (см.

рисунок 4.3, б). При определенных условиях работы, когда напряжение на паразитном сопротивлении R_s превышает некоторое пороговое значение, *n-p-n*-транзистор открывается, триггер опрокидывается и происходит защелкивание. Следствием этого, как правило, является лавинообразный выход прибора из строя.

При разработке электронных схем с использованием БТИЗ, в которых такая ситуация возможна, следует особое внимание уделять ограничению максимальных токов и ограничению предельной скорости нарастания напряжения dU/dt , не приводящей к самопроизвольному открыванию транзистора. Для ограничения тока короткого замыкания при аварийном режиме рекомендуется включение между затвором и эмиттером защитной цепи, предотвращающей увеличение напряжения затвор – эмиттер при резком нарастании тока коллектора. Наилучшим вариантом является подключение параллельно цепи затвор – эмиттер последовательно соединенных диода Шоттки и конденсатора, заряженного до напряжения +15...+16 В. Допускается применение в качестве защитного элемента стабилитрона напряжением 15...16 В.

Затвор БТИЗ электрически изолирован от канала очень тонким слоем диэлектрика и легко может быть поврежден при неправильной эксплуатации. Для нормального включения и перевода БТИЗ в состояние насыщения при обеспечении минимальных потерь в этом состоянии необходим заряд входной емкости прибора (1000...5000 пФ) до +15 В $\pm 10\%$. Перевод прибора в закрытое состояние может осуществляться как подачей нулевого напряжения, так и отрицательного – не более –20 В (обычно в пределах –5...–6 В). Максимально допустимое напряжение затвор – эмиттер не должно превышать +20 В. Превышение этого напряжения может пробить изоляцию затвора и вывести прибор из строя. Не рекомендуется работа БТИЗ и при «подвешенном» затворе, т. к. в противном случае возможно ложное включение прибора.

С целью снижения динамических потерь и увеличения частоты коммутации необходимо обеспечить малое время переключения прибора. Время переключения для большинства ключей на БТИЗ лежит в пределах 100...1000 нс, что требует обеспечивать перезаряд входной емкости в течение короткого времени с помощью токовых пиков до 5 А и более. Необходимо также уменьшать отрицательную обратную связь, которая может возникнуть из-за индуктивности слишком длинного соединительного проводника к эмиттеру прибора.

Длина соединительных проводников между управляющей схемой и мощным полевым транзистором должна быть минимальной для исключения помех в цепи управления. Для соединения целесообразно использовать витую пару минимальной длины или прямой монтаж платы управляющей схемы на выводы управления транзистора. Если не удастся избежать длинных проводников в цепи затвора, то в качестве меры предосторожности необходимо включить последовательно с затвором резистор с небольшим сопротивлением. Обычно достаточно, чтобы сопротивление этого резистора лежало в диапазоне 100...200 Ом.

Следует отметить, что БТИЗ не так чувствительны к электростатическому пробую, как, например, КМОП приборы, из-за того, что входная емкость мощ-

ных БТИЗ значительно больше и может вместить в себя большую энергию, прежде чем разряд вызовет необратимый пробой затвора. Однако при транспортировке и хранении этих приборов затвор и эмиттерный вывод должны быть закорочены токопроводящими перемычками, которые не должны сниматься до момента подключения транзистора в схему. Производить монтажные работы с БТИЗ необходимо только при наличии антистатического браслета. Все инструменты и оснастка, с которыми может контактировать модуль, должны быть заземлены. Для защиты затвора от статического пробоя непосредственно в схеме необходимо подключение параллельно цепи затвор – эмиттер резистора сопротивлением 10...20 кОм.

Библиотека БГУИР

ГЛАВА 5 ТИРИСТОРЫ

Тиристор – это полупроводниковый прибор с двумя устойчивыми состояниями, имеющий три (или более) выпрямляющих перехода, которые используются для преобразования электрического тока и напряжения.

5.1 Физика работы тиристоров

5.1.1 Диодные тиристоры

Диодный тиристор (динистор) – это тиристор, имеющий два вывода, через которые проходит как основной ток, так и ток управления.

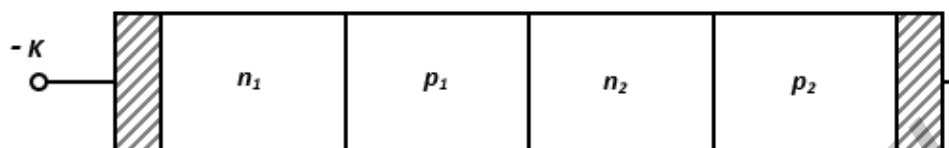
5.1.2 Структура и принцип действия

Структура диодного тиристора состоит из четырех областей полупроводника с чередующимся типом электропроводности (рисунок 5.1, а). Кроме трех выпрямляющих переходов диодный тиристор имеет два омических перехода. Один из омических переходов расположен между крайней n -областью и металлическим электродом, который называют *катодом*. Другой омический переход расположен между крайней p -областью и металлическим электродом, который называют *анодом*.

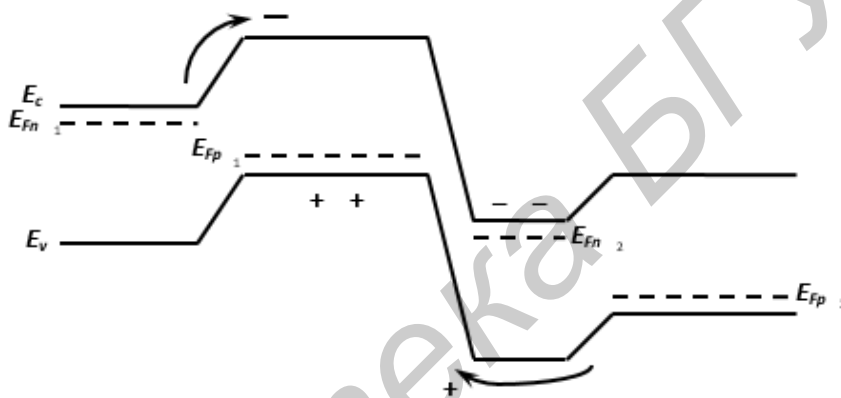
Вначале рассмотрим процессы, происходящие в тиристоре при подаче на него прямого напряжения, т. е. при положительном потенциале на аноде. В этом случае крайние p - n -переходы смещены в прямом направлении, поэтому их называют *эмиттерными*; средний p - n -переход смещен в обратном направлении, поэтому его называют *коллекторным*. Соответственно в таком приборе существуют две *эмиттерные области* (n_1 - и p_2 -эмиттеры) и две базовые области (p_1 - и n_2 -базы).

Большая часть внешнего прямого напряжения падает на коллекторном переходе, т. к. он смещен в обратном направлении. Поэтому первый участок прямой ветви ВАХ тиристора похож на обратную ветвь ВАХ выпрямительного диода. С увеличением анодного напряжения, приложенного между анодом и катодом, увеличивается прямое напряжение и на эмиттерных переходах. Электроны, инжектированные из n_1 -эмиттера в p_1 -базу, диффундируют к коллекторному переходу, втягиваются полем коллекторного перехода и попадают в n_2 -базу. Дальнейшему продвижению электронов по структуре тиристора препятствует небольшой потенциальный барьер правого эмиттерного перехода (рисунок 5.1, б). Поэтому часть электронов, оказавшись в потенциальной яме n -базы, образует избыточный отрицательный заряд, который, понижая высоту потенциального барьера правого эмиттерного перехода, вызывает увеличение инжекции дырок из p -эмиттера в n -базу. Инжектированные дырки диффундируют к коллекторному переходу, втягиваются полем коллекторного перехода и

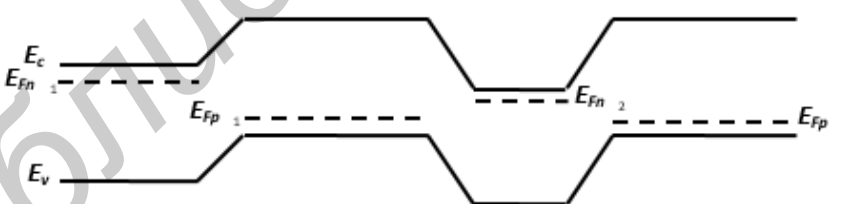
попадают в p -базу. Дальнейшему их продвижению по структуре тиристора препятствует небольшой потенциальный барьер левого эмиттерного перехода. Следовательно, в p -базе происходит накопление избыточного положительного заряда, что обуславливает увеличение инжекции электронов из n -эмиттера. Таким образом, в структуре тиристора существует положительная обратная связь по току – увеличение тока через один эмиттерный переход приводит к увеличению тока через другой эмиттерный переход.



а)



б)



в)

а – структура; б – тиристор в закрытом состоянии; в – тиристор в открытом состоянии
Рисунок 5.1 – Структура и энергетические зонные диаграммы диодного тиристора

Накопление неравновесных носителей в базовых областях равносильно дополнительной разности потенциалов на коллекторном переходе, которая в отличие от внешней разности потенциалов стремится сместить коллекторный переход в прямом направлении. Поэтому с увеличением тока через тиристор и, следовательно, с увеличением избыточных зарядов основных носителей заряда в базовых областях абсолютное значение суммарного напряжения на коллек-

торном переходе начнет уменьшаться. Ток через тиристор при этом будет ограничен только сопротивлением нагрузки и ЭДС источника питания. Высота потенциального барьера коллекторного перехода уменьшается до значения, соответствующего включению этого перехода в прямом направлении.

Таким образом, тиристор при подаче на него прямого напряжения может находиться в двух устойчивых состояниях: закрытом и открытом.

Закрытое состояние тиристора соответствует участку прямой ветви ВАХ между нулевой точкой и точкой переключения. Под точкой переключения понимают точку на ВАХ, в которой дифференциальное сопротивление равно нулю, а напряжение на тиристоре достигает максимального значения. В закрытом состоянии (участок 1 ВАХ на рисунке 5.2) к тиристору может быть приложено большое напряжение, а ток при этом будет мал.

Открытое состояние тиристора соответствует низковольтному и низкоомному участку прямой ветви ВАХ. На рисунке 5.2 открытому состоянию тиристора соответствует участок 2 ВАХ. Между первым и вторым участками ВАХ находится переходной участок, соответствующий неустойчивому состоянию тиристора. Особенно проявляется неустойчивость при относительно малом сопротивлении во внешней цепи тиристора.

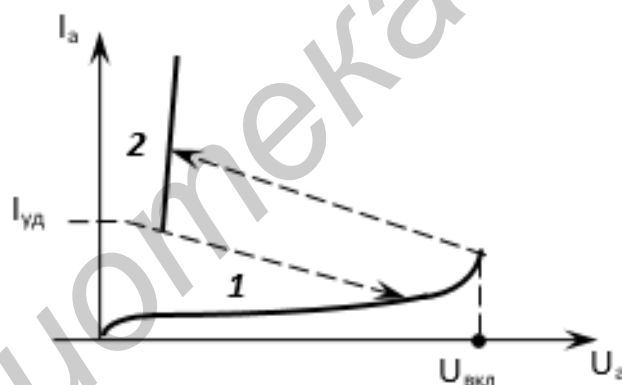


Рисунок 5.2 – ВАХ тиристора

В открытом состоянии тиристор будет находиться до тех пор, пока за счет проходящего тока будет поддерживаться избыточный заряд в базах, необходимый для смещения коллекторного перехода в прямом направлении. Если же ток через тиристор уменьшить до некоторого значения, меньше удерживающего тока $I_{уд}$, то в результате рекомбинации и рассасывания уменьшится количество неравновесных носителей заряда в базовых областях тиристора, коллекторный переход окажется смещенным в обратном направлении, произойдет перераспределение падений напряжения на выпрямляющих переходах тиристорной структуры, уменьшится инжекция из эмиттерных областей и тиристор перейдет в закрытое состояние (см. рисунок 5.2). Таким образом, *удерживающий ток* тиристора – это минимальный ток, который необходим для поддержания тиристора в открытом состоянии.

5.1.3 Закрытое состояние

Структуру тиристора можно представить в виде двух транзисторов VT_1 и VT_2 , соединенных между собой, как показано на рисунке 5.3. Постоянный ток коллектора этих транзисторов можно выразить через эмиттерные токи, пользуясь параметрами одномерной теоретической модели транзистора:

$$I_{j2} = \alpha_{N1}I_{j1} + \alpha_{N2}I_{j3} + I_{КБО}, \quad (5.1)$$

где I_{j1}, I_{j2} и I_{j3} – токи через первый, второй и третий p - n -переходы;

α_{N1} и α_{N2} – статические коэффициенты передачи токов эмиттера одномерных теоретических моделей первого и второго транзисторов;

$I_{КБО}$ – обратный ток коллектора, который является общим для обоих транзисторов, составляющих структуру тиристора.

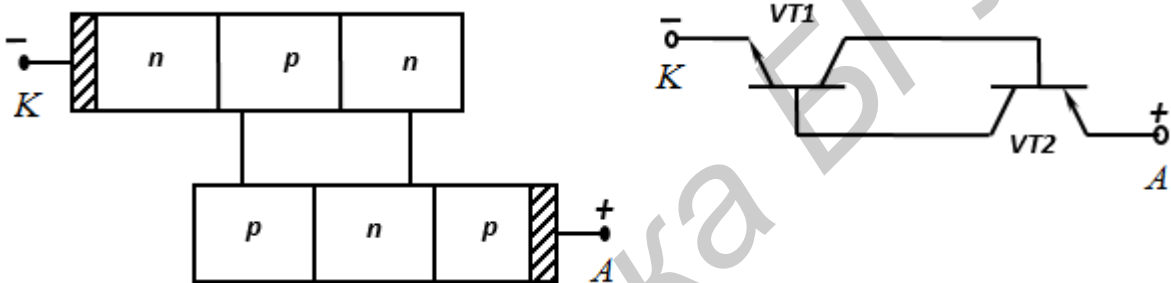


Рисунок 5.3 – Представление тиристора в виде двух транзисторов

В закрытом состоянии тиристора из всего потока инжектированных в каждую базу неосновных носителей заряда только меньшая часть доходит до коллекторного перехода. Основной механизм образования обратного тока коллектора – генерация носителей заряда в коллекторном переходе.

Для двухэлектродной структуры диодного тиристора из-за необходимости выполнения баланса токов полные токи через все переходы должны быть равны между собой:

$$I_{j1} = I_{j2} = I_{j3} = I_a. \quad (5.2)$$

Тогда анодный ток тиристора

$$I_a = I_{КБО}/(1 - \alpha_n), \quad (5.3)$$

где $\alpha_N = \alpha_{N1} + \alpha_{N2}$ – суммарный статический коэффициент передачи тока тиристорной структуры.

Выражение (5.3) представляет собой уравнение ВАХ диодного тиристора в закрытом состоянии. Напомним, что статический коэффициент передачи тока эмиттера транзистора растет с увеличением тока эмиттера в результате умень-

шения влияния рекомбинации в эмиттерном переходе и появления электрического поля в базе из-за увеличения градиента концентрации носителей заряда. Коэффициент передачи тока эмиттера растет также с увеличением напряжения на коллекторном переходе в результате уменьшения толщины базы и увеличения коэффициента лавинного размножения в коллекторном переходе. Эти четыре физических фактора вызывают рост суммарного статического коэффициента передачи тока тиристорной структуры при увеличении напряжения и соответственно тока в закрытом состоянии тиристора.

При достижении суммарным статическим коэффициентом передачи значения, равного единице, в соответствии с (5.3) анодный ток через тиристор устремляется в бесконечность, т. е. происходит переключение диодного тиристора из закрытого состояния в открытое. Во время переключения ток через тиристор, конечно, должен быть ограничен сопротивлением нагрузки, иначе тиристор может выйти из строя.

5.1.4 Условие переключения тиристора

В точке переключения тиристора дифференциальное сопротивление равно нулю. Выясним условие, при котором дифференциальное сопротивление тиристора может стать равным нулю. До переключения тиристора в открытое состояние практически все напряжение, приложенное к тиристорному коллекторному переходу. Дифференцируя (5.1) по напряжению с учетом (5.2) и считая, что

$$\frac{d\alpha_N(I, U)}{dU} = \frac{\partial\alpha_N}{\partial I} \frac{\partial I}{\partial U} + \frac{\partial\alpha_N}{\partial U},$$

получим

$$r = \frac{dU_a}{dI_a} = \frac{1 - \left(\alpha_{N1} + I_a \frac{\partial\alpha_{N1}}{\partial I_a} \right) - \left(\alpha_{N2} + I_a \frac{\partial\alpha_{N2}}{\partial I_a} \right)}{\frac{\partial I_{КБО}}{\partial U_a} + I_a \left(\frac{\partial\alpha_{N1}}{\partial U_a} + \frac{\partial\alpha_{N2}}{\partial U_a} \right)}. \quad (5.4)$$

В скобках числителя (5.4) стоят выражения для дифференциального коэффициента передачи тока эмиттера одномерных теоретических моделей транзисторов. Действительно, $I_k = \alpha_N I_3 + I_{КБО}$. Отсюда дифференциальный коэффициент передачи тока эмиттера одномерной теоретической модели транзистора $\alpha_0 = \partial I_k / \partial I_3 = \alpha_N + I_3 (\alpha_N / \partial I_3)$. Таким образом, из (5.4) следует, что переключение тиристора из закрытого состояния в открытое должно произойти при условии равенства единице суммарного дифференциального коэффициента передачи тока тиристорной структуры, т. е.

$$\alpha_0 = \alpha_{01} + \alpha_{02} = 1. \quad (5.5)$$

Обычно это условие удовлетворяется раньше, чем условие равенства единице статических коэффициентов передачи тока первого и второго транзисторов, составляющих тиристорную структуру, т. к. дифференциальные коэффициенты передачи больше статических.

Ничтожное превышение дифференциального коэффициента передачи тока над единицей означает, что приращение тока коллектора больше, чем приращение тока эмиттера. Именно при таком условии p -база заряжается положительно, а n -база – отрицательно (об этом шла речь в начале главы). Избыточные заряды в базовых областях уменьшают напряжение на коллекторном переходе, а следовательно, и на всей тиристорной структуре, что соответствует переходному участку ВАХ тиристора – участку отрицательного дифференциального сопротивления.

При переключении диодного тиристора из закрытого состояния в открытое из-за роста проходящего тока суммарный дифференциальный коэффициент передачи тока увеличивается. Одновременно уменьшение напряжения на коллекторном переходе вызывает уменьшение того же коэффициента. Поэтому соотношение (5.5) можно считать не только условием переключения тиристора из закрытого состояния в открытое, но и уравнением ВАХ на переходном ее участке. В действительности сумма дифференциальных коэффициентов передачи тока транзисторных структур, составляющих тиристорную структуру, во время переключения несколько превышает единицу.

5.1.5 Открытое состояние

В открытом состоянии значение суммарного коэффициента передачи тока тиристорной структуры превышает единицу, т. е. большая часть носителей заряда, инжектированных из эмиттерных областей, доходит до коллекторного перехода. Для открытого состояния при установившемся токе через диодный тиристор также должен сохраниться баланс токов. Поэтому необходимо предположить инжекцию дырок через коллекторный переход из p -базы в n -базу и инжекцию электронов в другом направлении, что позволяет понять существование равенства полных потоков носителей заряда разных знаков во всех сечениях тиристорной структуры при установившемся режиме в открытом состоянии.

Коллекторный переход смещен в прямом направлении из-за избыточных зарядов основных носителей в базовых областях, накопленных там в процессе переключения тиристора.

Падение напряжения на диодном тиристоре в открытом состоянии представляет собой сумму напряжений на всех p - n -переходах (с учетом инверсии полярности напряжения на коллекторном переходе), на объемном сопротивлении различных областей (в основном слаболегированной базы) и на омических переходах.

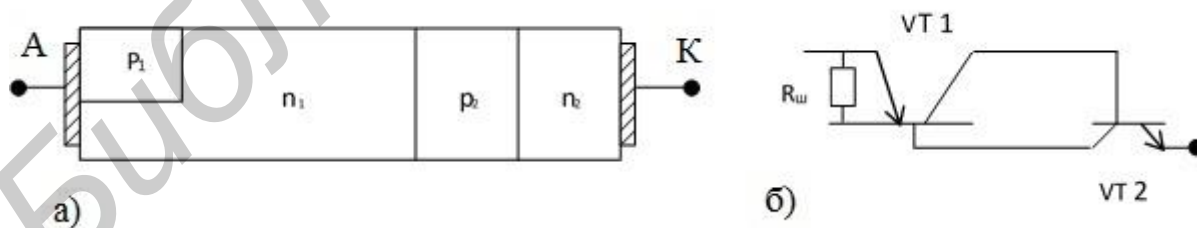
При обратном напряжении на тиристоре, т. е. при отрицательном потенциале на аноде, эмиттерные переходы смещены в обратном направлении, а кол-

литорный переход – в прямом. В этом случае нет условий для переключения тиристора, а обратное напряжение может быть ограничено либо лавинным пробоем эмиттерных переходов, либо эффектом смыкания переходов в результате расширения одного из эмиттерных переходов, смещенных в обратном направлении, на всю толщину слаболегированной базы.

5.1.6 Диодный тиристор с зашунтированным эмиттерным переходом

Переключение тиристора из закрытого состояния в открытое в соответствии с (5.5) происходит при возрастании суммарного дифференциального коэффициента передачи тока до единицы. В то же время в каждой из транзисторных структур, составляющих тиристор, коэффициенты передачи тока эмиттера могут быть близки к единице уже при малых напряжениях и токах. Для уменьшения начального значения коэффициента передачи одну из базовых областей всех тиристоров делают относительно толстой (до 200 мкм).

Для уменьшения коэффициента передачи тока эмиттера другого транзистора его эмиттерный переход шунтируют объемным сопротивлением прилегающей базовой области (рисунок 5.4). Такое шунтирование осуществляют путем нанесения одного из основных электродов (например катода) не только на эмиттерную область, но и частично на поверхность прилегающей базовой области. Шунтирование обеспечивает малые значения коэффициента передачи тока при малых напряжениях на тиристоре, т. к. почти весь ток при этом проходит по шунтирующему сопротивлению базы, минуя левый эмиттерный переход в связи с его относительно большим сопротивлением при малых напряжениях (см. рисунок 5.4). При больших напряжениях на тиристоре сопротивление левого эмиттерного перехода становится меньше шунтирующего сопротивления базы. Это значит, что теперь почти весь ток будет проходить через эмиттерный переход и будет вызван инжекцией неосновных носителей заряда в прилегающую базовую область.



а – структура тиристора; б – схемное обозначение в виде двух транзисторов
Рисунок 5.4 – Диодный тиристор с зашунтированным эмиттерным переходом

Шунтирование, во-первых, дает возможность создавать тиристоры с большими значениями напряжения включения. Во-вторых, при шунтировании эмиттерного перехода получается более резкая зависимость коэффициента передачи тока от напряжения и от тока. Поэтому тиристор с зашунтированным эмиттерным переходом будет иметь так называемую жесткую характеристику

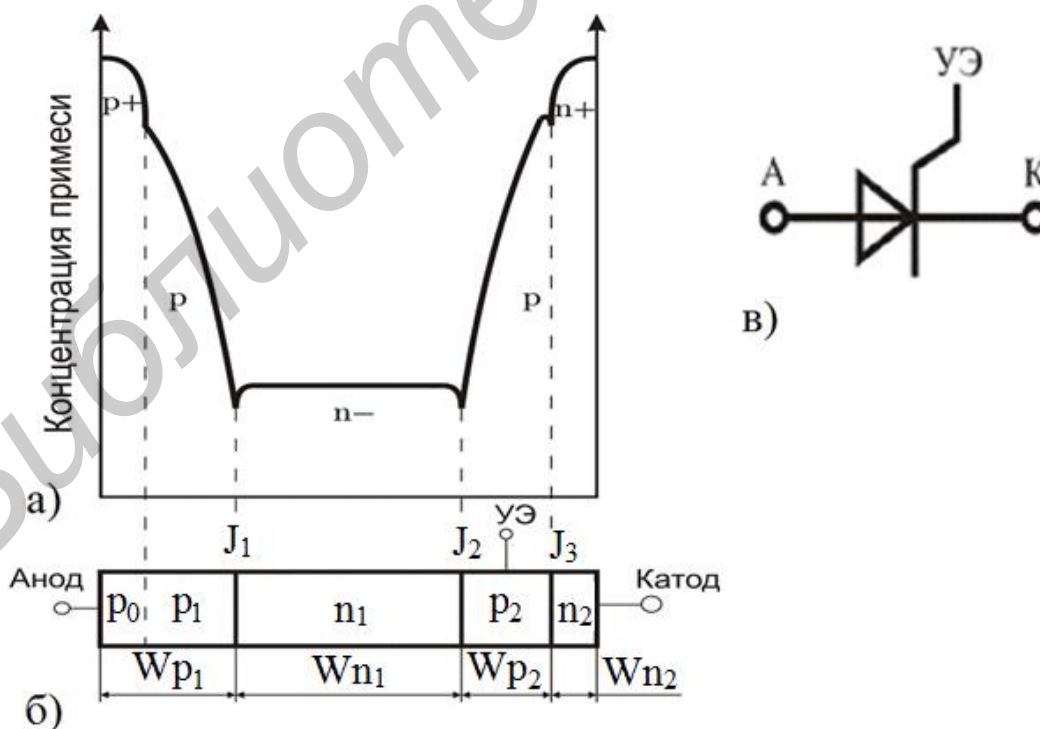
переключения, т. е. будет переходить из закрытого в открытое состояние каждый раз при одном и том же напряжении включения. Наоборот, при слабой зависимости коэффициента передачи тока от напряжения и от тока переключение тиристора из закрытого состояния в открытое может происходить при различных значениях напряжения включения, т. е. тиристор в этом случае будет иметь так называемую мягкую характеристику переключения.

5.2 Разновидности тиристорov

5.2.1 Триодные тиристоры

Триодный тиристор (тринистор) – это тиристор, имеющий два основных и один управляющий электрод. В отсутствие сигнала управления прибор может блокировать высокое напряжение при малом токе утечки. В настоящее время разработаны тиристоры, блокирующие напряжение свыше 6000 В и проводящие ток более 3000 А (пределы тока и напряжения продолжают увеличиваться). Мощный *p-n-p-n*-тиристор представлен на рисунке 5.5.

Если к аноду приложен положительный потенциал, то прибор также имеет высокое сопротивление до тех пор, пока на его управляющий электрод не подается сигнал управления. После этого происходит включение тиристора. Переход из закрытого состояния в открытое происходит очень быстро, и тиристор остается в открытом состоянии, даже если закончится сигнал управления.



а – распределение примеси в эмиттерной и базовой областях тиристора;

б – структура тиристора; в – схемное обозначение

Рисунок 5.5 – Мощный *p-n-p-n*-тиристор

Для переключения триодного тиристора из закрытого состояния в открытое также необходимо накопление неравновесных носителей заряда в базовых областях. В диодном тиристоре при увеличении напряжения на нем до напряжения включения это накопление неравновесных носителей заряда происходит обычно либо из-за увеличения уровня инжекции через эмиттерные переходы, либо из-за ударной ионизации в коллекторном переходе. В триодном тиристоре, имеющем управляющий вывод одной из базовых областей с омическим переходом между управляющим электродом и базой (рисунок 5.6, а), уровень инжекции через прилегающий к этой базе эмиттерный переход можно увеличить путем подачи положительного по отношению к катоду напряжения на управляющий электрод. Поэтому триодный тиристор можно переключить из закрытого состояния в открытое на необходимый момент времени, даже при небольшом анодном напряжении (рисунок 5.6, в).

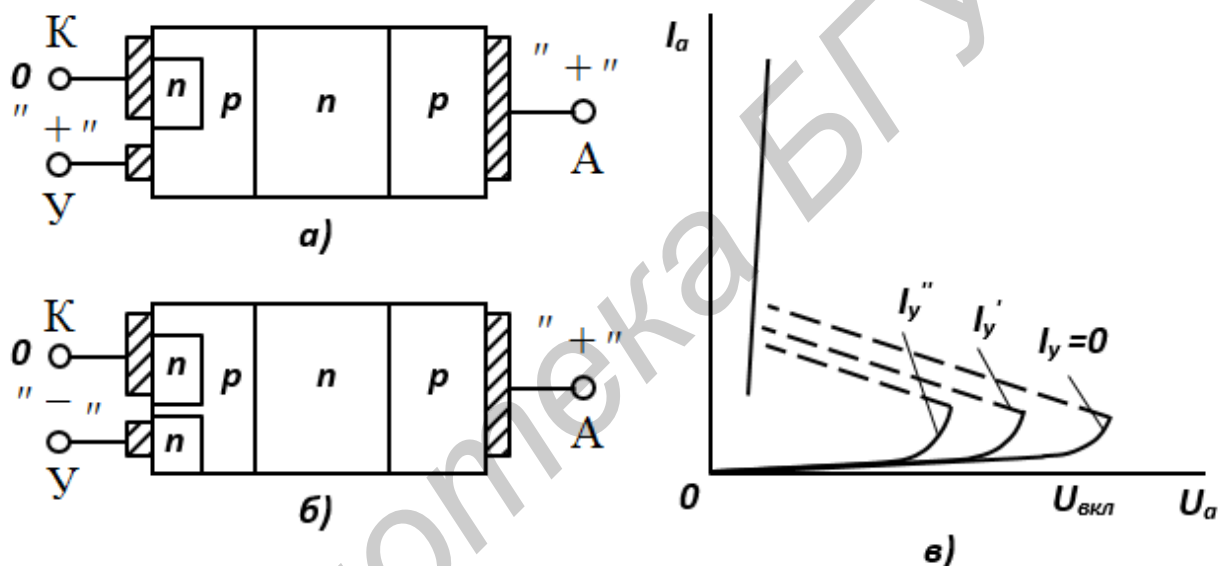


Рисунок 5.6 – Схематическое изображение структур триодных тиристорov с омическим переходом между управляющим электродом и базой (а), с дополнительным p - n -переходом под управляющим электродом (б) и ВАХ триодного тиристора при различных токах ($I_y'' > I_y' > I_y$) через управляющий электрод (в)

Переключение триодного тиристора с помощью подачи прямого напряжения на управляющий электрод или тока через этот электрод можно представить с другой точки зрения как перевод транзисторной n - p - n -структуры в режим насыщения при большом токе базы. При этом коллекторный переход транзисторной структуры (он же и коллекторный переход тиристора) смещается в прямом направлении.

Баланс токов в триодном тиристоре можно записать по аналогии с (5.1), но с учетом того, что через левый эмиттерный переход проходит сумма токов основного и управляющего:

$$I_a = \bar{\alpha}_1(I_a + I_y) + \bar{\alpha}_2 I_a + I_{\text{КБО}}, \quad (5.6)$$

или

$$I_a = (1 - \bar{\alpha}_1 - \bar{\alpha}_2) I_{\text{КБО}} + \bar{\alpha}_1 I_y. \quad (5.7)$$

Таким образом, уравнение ВАХ триодного тиристора в закрытом состоянии

$$I_a = \frac{I_{\text{КБО}}}{1 - \alpha_1 - \alpha_2} + \frac{\alpha_1}{1 - \alpha_1 - \alpha_2} I_y, \quad (5.8)$$

где $\bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2 < 1$, а анодный ток I_a зависит от управляющего тока I_y (рисунок 5.6, в).

Условие переключения триодного тиристора из закрытого состояния в открытое можно получить аналогично условию переключения диодного тиристора. То есть после дифференцирования и преобразования получим

$$\alpha_1 + \alpha_2 + I_y \frac{\partial \alpha_1}{\partial I_a} = 1. \quad (5.9)$$

В условии переключения триодного тиристора (5.9) дифференциальный коэффициент передачи тока эмиттера одномерной теоретической модели первой транзисторной структуры α_1 зависит от напряжения на коллекторном переходе, а также от основного и управляющего токов. Аналогичный коэффициент второй транзисторной структуры α_2 зависит только от напряжения на коллекторе и от основного тока.

Из формулы (5.9) видно, что напряжение включения триодного тиристора зависит от управляющего тока. Формула может быть справедлива при меньших напряжениях на аноде тиристора, если через управляющий электрод будут проходить большие значения управляющего тока в прямом направлении. Кроме того, из условия (5.9) можно сделать вывод о целесообразности осуществления управляющего вывода от тонкой базы триодного тиристора, т. к. управлять коэффициентом передачи тока эмиттера транзисторной структуры с тонкой базой значительно легче, чем с толстой базой.

В открытом состоянии через тиристор проходит большой анодный ток, поэтому управляющий ток практически не оказывает влияния на участок ВАХ, соответствующий открытому состоянию триодного тиристора.

Управляющий электрод может быть сделан не только с омическим переходом между электродом и базовой областью, но и с дополнительным *p-n*-переходом (рисунок 5.6, б). При определенной полярности напряжения на управляющем электроде относительно катода дополнительный переход окажется смещенным в прямом направлении, через него будет проходить инжек-

ция неосновных носителей заряда (для прилегающей базы) с последующим накоплением в другой базовой области. Такой процесс может привести к переключению триодного тиристора в открытое состояние.

Тиристор, у которого управляющий электрод соединен с n -областью, ближайшей к катоду, и который переводится в открытое состояние при подаче на управляющий электрод отрицательного по отношению к катоду сигнала, называют тиристором с инжектирующим управляющим электродом n -типа.

Существуют три типа полупроводниковых материалов, которые используются для производства мощных тиристорov: германий, кремний и арсенид галлия. Полупроводник должен удовлетворять следующим основным требованиям:

1. Время жизни неосновных носителей должно быть большим для обеспечения незначительного напряжения тиристора в открытом состоянии.

2. Необходимо обеспечить достаточную глубину залегания диффузионных переходов, чтобы они могли выдерживать высокое обратное напряжение.

3. Поскольку мощный тиристор имеет большие размеры, полупроводниковый материал должен обладать равномерным распределением донорной примеси и совершенной кристаллической структурой.

4. Для достижения высоких значений обратного напряжения необходимо обеспечить низкую концентрацию примеси.

5. Для уменьшения напряжения в открытом состоянии прибора требуется высокая подвижность носителей заряда.

6. Материал должен выдерживать высокую температуру и иметь большую теплопроводность.

Известно, что арсенид галлия обладает рядом явных преимуществ по сравнению с другими материалами. Речь идет о его высокой подвижности и температуре плавления, а также большей ширине запрещенной зоны, позволяющей работать при высокой температуре. Высокая подвижность электронов обуславливает низкое сопротивление тиристора во включенном состоянии.

Главными недостатками $GaAs$ являются, во-первых, малое время жизни неосновных носителей, которое хотя и обеспечивает быстрое переключение, но повышает напряжение в открытом состоянии, и, во-вторых, высокая стоимость приборов, выполненных на его основе. Тиристоры на основе кремния, например, значительно дешевле, а технология их изготовления гораздо проще. Использование $GaAs$, вероятно, все-таки имеет определенную перспективу, если преодолеть некоторые технологические трудности. Однако в настоящее время имеется лишь несколько сообщений о тиристорах, изготовленных на основе этого материала.

Другим полупроводником с большой подвижностью носителей является германий, но его применение ограничено из-за высокой собственной концентрации носителей и малой ширины запрещенной зоны. Малая ширина запрещенной зоны приводит к большой утечке тока при повышении температуры, а собственная концентрация носителей ограничивает напряжение лавинного пробоя. Низкая температура плавления не позволяет получить переходы с большой

глубиной диффузионного слоя. В германии легко формируется сплавной p - n -переход, что используется для диодов, но неприемлемо для тиристоров.

Кремний – это полупроводник с высокой температурой плавления, низкой собственной концентрацией носителей, умеренно широкой запрещенной зоной и высоким временем жизни носителей заряда. Подвижность носителей в кремнии уступает по абсолютному значению как германию, так и арсениду галлия, что приводит к большему падению напряжения во включенном состоянии. Как бы то ни было, это адекватно компенсируется большим временем жизни неосновных носителей и хорошими термическими свойствами материала.

5.2.2 Тиристоры, проводящие в обратном направлении

Тиристор, проводящий в обратном направлении, – это тиристор, который при отрицательном анодном напряжении оказывается открытым в обратном направлении.

В предыдущих разделах этой главы были рассмотрены диодные и триодные тиристоры, не проводящие в обратном направлении. Обратные токи таких тиристоров были малы вплоть до пробивного напряжения.

Тиристоры, проводящие в обратном направлении, могут быть диодными и триодными. Общей особенностью их структуры является шунтирование всех эмиттерных переходов объемными сопротивлениями прилегающих базовых областей (рисунок 5.7, а, б). Для уменьшения шунтирующего сопротивления высокоомной базы (n -базы на рисунке 5.7) ее поверхностный слой, прилегающий к эмиттерному переходу, дополнительно легируют соответствующей примесью.

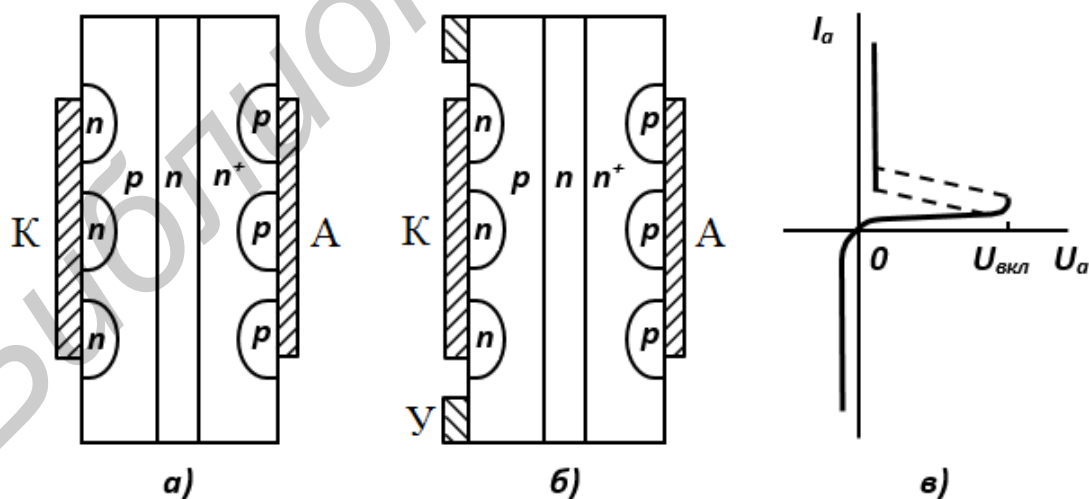


Рисунок 5.7 – Структуры диодного (а) и триодного (б) тиристоров, проводящих в обратном направлении, с распределенным шунтированием эмиттерных переходов и ВАХ тиристоров, проводящих в обратном направлении (в)

В результате такого шунтирования при обратном напряжении на тиристоре (отрицательный потенциал на аноде) все эмиттерные переходы оказываются закороченными относительно малыми сопротивлениями, а коллекторный переход – смещенным в прямом направлении. Поэтому обратные токи через тиристоры, проводящие в обратном направлении, велики при малых обратных напряжениях (рисунок 5.7, в).

Следствием активного шунтирования всех эмиттерных переходов является также то, что оба коэффициента передачи тока эмиттера транзисторных структур, составляющих тиристор, оказываются малыми. Поэтому при прямом напряжении на тиристоре основным физическим процессом, приводящим к накоплению неравновесных носителей заряда в базовых областях и к переключению тиристора из закрытого состояния в открытое, будет ударная ионизация в коллекторном переходе. При расчете и анализе характеристик и параметров таких тиристоров (да и многих других тиристоров, не проводящих в обратном направлении) надо учитывать в основном изменение коэффициента лавинного размножения M с напряжением на коллекторном переходе. Например, условие переключения диодного тиристора из закрытого состояния в открытое (5.5) можно раскрыть следующим образом:

$$M = \frac{1}{1 - (U_{\text{вкл}}/U_{\text{проб}})^b}, \quad (5.10)$$

или

$$1 = \frac{\alpha_N}{1 - (U_{\text{вкл}}/U_{\text{проб}})^b}, \quad \alpha_N M = 1,$$

где α_N – суммарный коэффициент передачи тока тиристорной структуры при малых напряжениях, т. е. без учета лавинного размножения в коллекторном переходе.

Отсюда напряжение включения диодного тиристора

$$U_{\text{вкл}} = U_{\text{проб}} \sqrt[b]{1 - \alpha_N}. \quad (5.11)$$

Преобладание лавинного размножения носителей заряда в коллекторном переходе над другими физическими процессами, которые могут приводить к переключению тиристора из закрытого состояния в открытое, обуславливает ряд особенностей в свойствах, отмеченных в последних разделах этой главы.

5.2.3 Симметричные тиристоры

Симметричный диодный тиристор (диак) – это диодный тиристор, способный переключаться как в прямом, так и в обратном направлениях.

Симметричный триодный тиристор (триак) – это триодный тиристор, который при подаче сигнала на его управляющий электрод включается как в прямом, так и в обратном направлениях.

Структура симметричного диодного тиристора состоит из пяти областей с чередующимся типом электропроводности, которые образуют четыре p - n -перехода (рисунок 5.8, а). Крайние переходы зашунтированы объемными сопротивлениями прилегающих областей с электропроводностью p -типа.

Если на такой тиристор подать напряжение положительным потенциалом на область n_1 и отрицательным потенциалом на область n_3 , то p - n -переход 1 окажется смещенным в обратном направлении и ток, проходящий через него, будет пренебрежимо мал. Весь ток через тиристор при такой полярности приложенного напряжения будет проходить по шунтирующему сопротивлению области p_1 . Четвертый p - n -переход будет смещен в прямом направлении, и через него будет происходить инжекция электронов. При выбранной полярности внешнего напряжения рабочая часть тиристора представляет собой структуру p - n - p - n , в которой могут происходить те же процессы, что и в обычном диодном тиристоре, приводящие к переключению его из закрытого состояния в открытое и обратно.

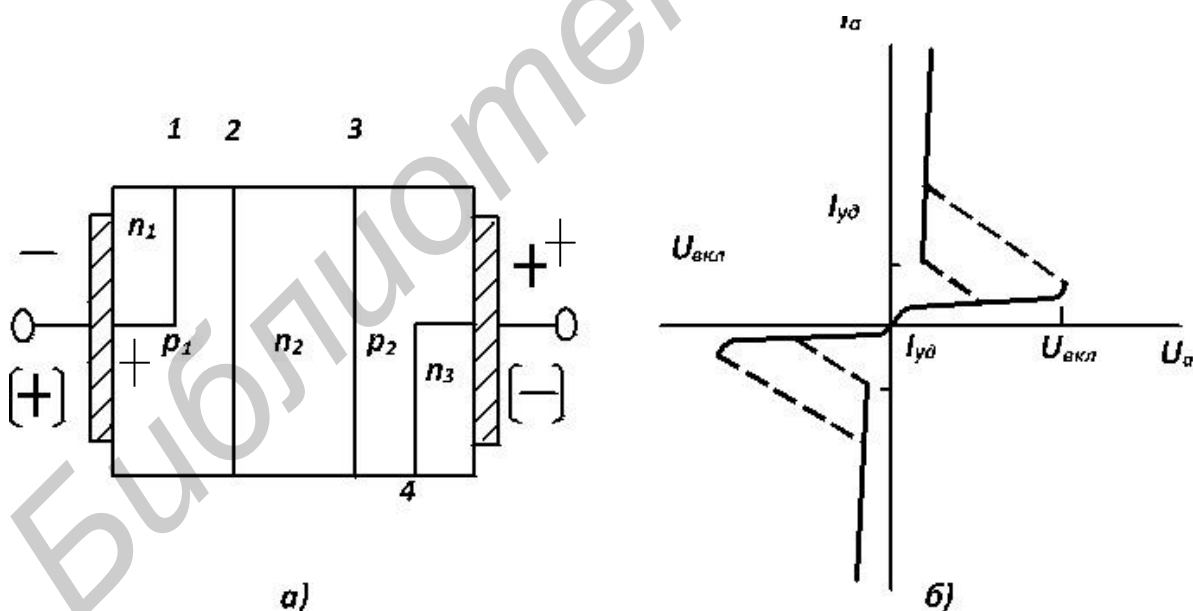


Рисунок 5.8 – Структура симметричного тиристора (а) и его ВАХ (б)

При перемене полярности внешнего напряжения четвертый p - n -переход окажется смещенным в обратном направлении и, обладая поэтому большим сопротивлением, будет зашунтирован относительно малым сопротивлением области p_2 . Следовательно, при такой полярности внешнего напряжения рабочая

часть тиристора представляет собой структуру $n-p-n-p$, способную переключаться из закрытого состояния в открытое и обратно.

Таким образом, симметричный диодный тиристор можно представить в виде двух диодных тиристорov, включенных встречно и шунтирующих друг друга при разных полярностях приложенного напряжения. Вольт-амперная характеристика такого тиристора получается одинаковой при разных полярностях приложенного напряжения (рисунок 5.8, б).

Симметричные триодные тиристоры могут иметь структуру, способную переключаться из закрытого в открытое состояние при токе управляющего электрода либо определенного, либо любого направления (рисунок 5.9). В последнем случае не только основные электроды должны обеспечить шунтирование прилегающих к ним крайних $p-n$ -переходов, но и управляющий электрод должен иметь омический переход как с p -областью, так и с дополнительной n -областью. При этих условиях подача различных по знаку потенциалов на управляющий электрод по отношению к расположенному вблизи основному электроду будет либо изменять потенциал p -области, либо обеспечивать инжекцию электронов из дополнительной n -области.

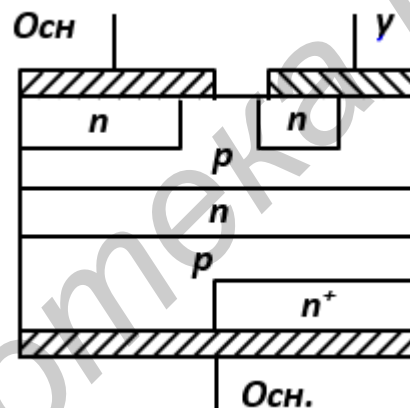


Рисунок 5.9 – Структура симметричного тиристора, переключаемого из закрытого состояния в открытое током управляющего электрода любого направления

5.3 Способы управления тиристорами

5.3.1 Включение тиристорov

Включение тиристора путем медленного увеличения напряжения между основными электродами до напряжения включения $U_{вкл}$. Включение тиристора – это его переключение из закрытого состояния в открытое. Медленное увеличение напряжения между основными электродами тиристора до напряжения включения предполагалось при рассмотрении физических причин и условий включения различных диодных тиристорov в предыдущих разделах. Таким способом можно, конечно, включить и триодный тиристор.

Включение тиристора с помощью тока управления. Как было показано ранее, увеличение тока через один из эмиттерных переходов из-за подачи соответствующего напряжения на управляющий электрод приводит к накоплению неравновесных носителей заряда в базовых областях тиристора и включению тиристора при напряжении между основными электродами значительно меньшим, чем напряжение включения при разомкнутой цепи управляющего электрода. Процесс накопления неравновесных носителей заряда в базовых областях происходит не мгновенно, поэтому для включения тиристора необходимо, чтобы импульс управляющего тока имел определенную длительность и амплитуду.

Время включения по управляющему электроду тиристора $t_{y, \text{вкл}}$ — это интервал времени между моментом в начале отпирающего импульса управляющего электрода, соответствующим 0,1 его амплитуды, и моментом, когда основное напряжение падает до 0,1 значения разности напряжений в закрытом и открытом состояниях тиристора или когда основной ток увеличится до 0,9 значений тока в открытом состоянии (рисунок 5.10).

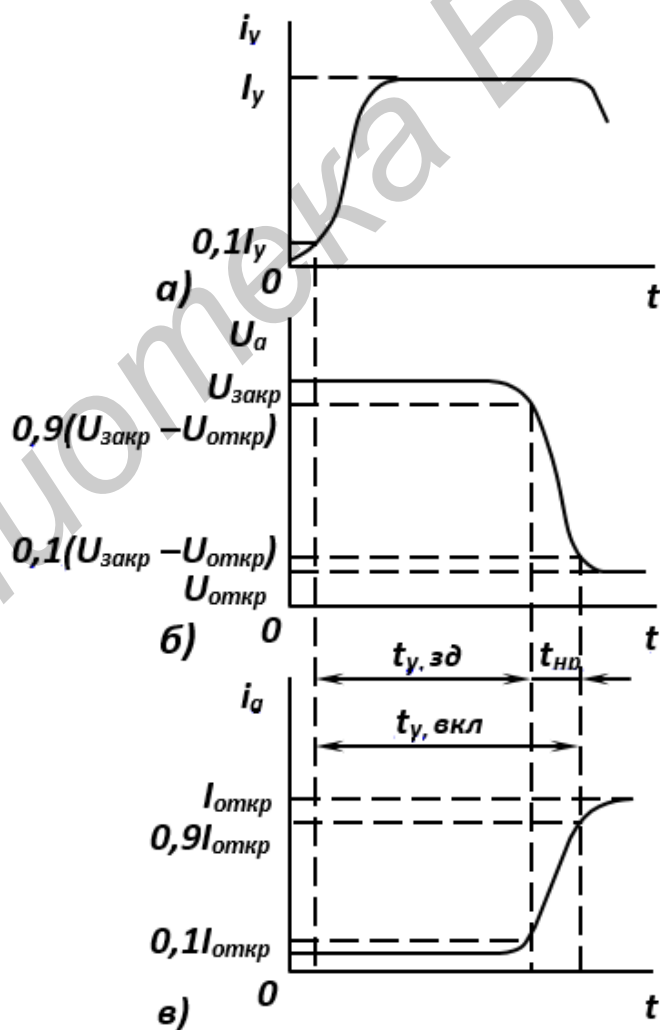


Рисунок 5.10 – Временные зависимости тока управляющего электрода (а), основного напряжения на тиристоре (б) и основного тока через тиристор (в), характеризующие процесс его включения

Время включения по управляющему электроду тиристора можно представить в виде суммы времени задержки по управляющему электроду и времени нарастания для тиристора.

Время задержки по управляющему электроду тиристора $t_{узд}$ – это интервал времени между моментом в начале отпирающего импульса управляющего электрода, соответствующим 0,1 его амплитуды, и моментом, когда основное напряжение падает до 0,9 значения разности напряжений в закрытом и открытом состояниях тиристора или когда основной ток увеличивается до 0,1 его значения в открытом состоянии. *Время нарастания* для тиристора t_n – это интервал времени, в течение которого основной ток увеличивается от 0,1 до 0,9 значения тока в открытом состоянии или основное напряжение падает от 0,9 до 0,1 значения разности напряжений в закрытом и открытом состояниях тиристора (см. рисунок 5.10).

Несмотря на условность определения всех перечисленных параметров переходного процесса включения тиристора, можно считать, что время задержки по управляющему электроду тиристора определяется временем перезаряда барьерной емкости эмиттерного перехода, а также временем прохождения инжектированных носителей заряда через базовую область и коллекторный переход. Время нарастания для тиристора определяется инерционностью процесса накопления неравновесных носителей заряда в базовых областях и инерционностью перезаряда барьерной емкости коллекторного перехода.

Интервал времени, определяемый временем нарастания для тиристора, изменением основного тока, проходящего через тиристор, и напряжения между основными электродами, соответствует переходному участку ВАХ. Для него сумма дифференциальных коэффициентов передачи тока эмиттера транзисторных структур, составляющих тиристор, должна быть равна единице.

Обычно тиристор включен в цепь, имеющую сопротивление, меньшее абсолютного значения отрицательного дифференциального сопротивления тиристора на переходном участке его ВАХ. Поэтому в период времени нарастания при тех же напряжениях токи, проходящие через тиристор в реальной схеме, превышают значения токов переходного участка ВАХ тиристора. При этом суммарный дифференциальный коэффициент передачи тока тиристорной структуры превышает единицу, что соответствует активному этапу включения тиристора. Если в это время отключить управляющий электрод, то тиристор «самостоятельно» перейдет в открытое состояние. Значит, длительность импульса тока управляющего электрода, необходимая для включения тиристора, должна быть больше времени задержки.

Завершением процесса включения тиристора считают момент изменения полярности напряжения на коллекторном переходе.

Необходимо отметить, что во время переходных процессов через тиристор проходят большие токи при больших напряжениях на нем, что приводит к большим значениям выделяющейся в тиристоре так называемой мощности коммутационных потерь. Средняя мощность коммутационных потерь может

привести к недопустимому перегреву тиристора при большой частоте переключения.

При быстром нарастании основного напряжения на тиристоре через него будет проходить емкостный ток, обусловленный наличием барьерных емкостей коллекторного и эмиттерного переходов.

Рассмотрим сначала влияние барьерной емкости коллекторного перехода. Емкостный ток через коллекторный переход $i_c = C_K(du/dt)$. Чем больше скорость изменения основного напряжения на тиристоре, тем больше значение емкостного тока через коллекторный переход. Этот ток, проходя через эмиттерные переходы, вызывает увеличение коэффициентов передачи токов эмиттера транзисторных структур, что приводит к включению тиристора при основном напряжении, меньшем напряжения включения на постоянном токе $U_{вкл0}$ (рисунок 5.11).

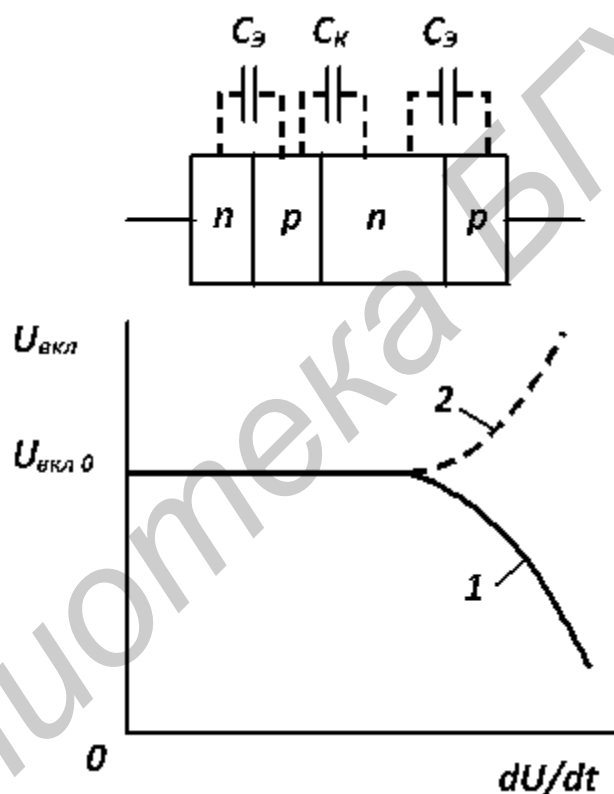


Рисунок 5.11 – Зависимости напряжения включения тиристора от увеличения скорости подаваемого на него напряжения с учетом только барьерной емкости коллекторного перехода (кривая 1) и только барьерных емкостей эмиттерных переходов (кривая 2)

Барьерные емкости эмиттерных переходов являются причиной появления емкостных токов через эти переходы при быстром изменении основного напряжения на тиристоре. Емкостные токи не связаны с инжекцией носителей заряда, поэтому с увеличением скорости изменения основного напряжения включение тиристора должно происходить при напряжениях, больших $U_{вкл0}$ (см. рисунок 5.11), если учитывать только барьерные емкости эмиттерных переходов.

Практически барьерная емкость коллекторного перехода сказывается сильнее, т. к. она шунтирует большое активное сопротивление коллекторного перехода, смещенного в обратном направлении при закрытом состоянии тиристора. Барьерные емкости эмиттерных переходов сами оказываются зашунтированными малыми активными сопротивлениями эмиттерных переходов, смещенных при закрытом состоянии тиристора в прямом направлении. Поэтому напряжение включения тиристора с увеличением скорости нарастания основного напряжения уменьшается.

Однако эффект включения тиристорov при большой скорости нарастания основного напряжения часто оказывается не положительным, а отрицательным свойством, т. к. может приводить к самопроизвольному включению тиристора, например, при подключении источника питания. Эффективным способом ослабления этого эффекта является шунтирование эмиттерного перехода.

5.3.2 Выключение тиристорov

Выключение тиристорov путем уменьшения тока в цепи основных электродов до значения, меньшего удерживающего тока, или путем разрыва цепи основных электродов. Тиристор будет выключен, т. е. переведен из открытого состояния в закрытое, только после рассасывания неравновесных носителей заряда в базовых областях. Если до окончания процесса выключения вновь подать напряжение между основными электродами тиристора, то он окажется во включенном состоянии. Таким образом, для выключения тиристора необходимо некоторое время.

При выключении тиристора путем разрыва цепи основных электродов рассасывание неравновесных носителей заряда происходит только в результате рекомбинации. Такой способ выключения применяется, когда время выключения тиристора не влияет на работу той или иной схемы.

Для ускорения процесса рассасывания неравновесных носителей заряда, накопленных в базовых областях при прохождении прямого тока через открытый тиристор, необходимо понизить потенциальный барьер коллекторного перехода. Однако коллекторный переход при открытом состоянии тиристора уже был смещен в прямом направлении из-за накопленных неравновесных носителей заряда в базовых областях и, следовательно, имел малое сопротивление. Поэтому на долю коллекторного перехода при переключении тиристора на обратное напряжение приходится очень малая часть всего внешнего напряжения. Из-за малого сопротивления тиристора, находящегося еще в открытом состоянии, обратный ток на первом этапе процесса выключения ограничен сопротивлением внешней цепи.

Существенное уменьшение времени выключения даже при небольших обратных напряжениях удается получить для тиристорov, проводящих в обратном направлении. У этих тиристорov оба эмиттерных перехода зашунтированы объемными сопротивлениями прилегающих базовых областей. Поэтому даже

небольшое обратное напряжение способствует быстрому рассасыванию накопленных в базовых областях неравновесных носителей заряда.

Для выключения тиристора необходимо отвести неравновесные основные носители заряда из базы, у которой имеется управляющий электрод. В то же время основной ток, проходящий через открытый еще тиристор, непрерывно восполняет количество неравновесных носителей заряда в базовых областях. Таким образом, значение тока управления, необходимого для выключения тиристора, зависит от основного тока через тиристор (рисунок 5.12, а).

Некоторые тиристоры с большой площадью p - n -переходов невозможно выключить с помощью тока управляющего электрода при больших токах между основными электродами. Объясняется это тем, что при движении носителей заряда (дырок в тиристоре) к управляющему электроду база тиристора под эмиттерным переходом становится неэквипотенциальной и дальние от управляющего электрода части эмиттерного перехода остаются смещенными в прямом направлении. Инжекция электронов из этих частей эмиттерного перехода поддерживает соответствующую часть тиристорной структуры в открытом состоянии. Стремление же еще больше увеличить ток управляющего электрода путем увеличения напряжения на этом электроде может привести к лавинному пробоему эмиттерного перехода, т. к. этот переход имеет обычно малое пробивное напряжение из-за большой концентрации примесей с обеих сторон перехода.

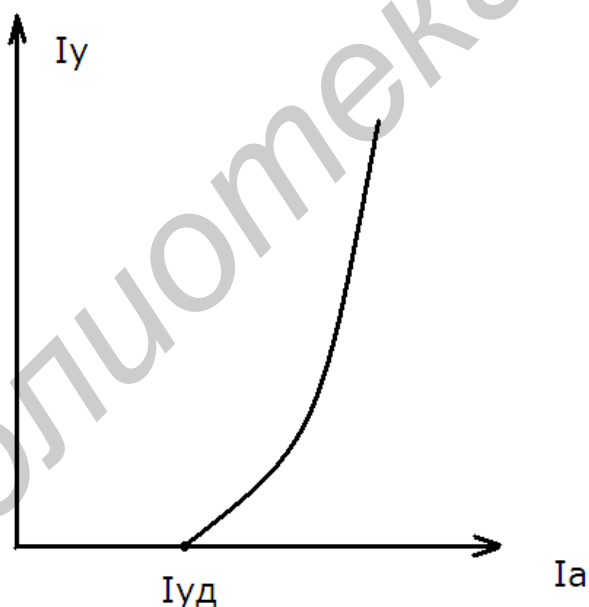


Рисунок 5.12 – Зависимость тока управления, необходимого для выключения (запирания) тиристора, от основного тока

Таким образом, существуют тиристоры, запираемые и незапираемые по управляющему электроду. *Запираемый тиристор* – это тиристор, который может переключаться из закрытого состояния в открытое и наоборот при подаче

на управляющий электрод сигналов соответствующей полярности. Но и для запираемого тиристора существует *максимально допустимый постоянный запираемый ток* $I_{з\ max}$ – наибольшее значение основного тока, до которого допускается запирание тиристора по управляющему электроду. При использовании в мощных устройствах запираемые тиристоры обладают преимуществами перед транзисторами, поскольку тиристоры способны выдерживать значительно большие напряжения в закрытом состоянии.

Библиотека БГУИР

ГЛАВА 6 ДИОДЫ СВЧ ДИАПАЗОНА

6.1 Туннельный и обращенный диоды

6.1.1 Принцип действия и ВАХ туннельного диода

Туннельный диод – это полупроводниковый прибор на основе вырожденного полупроводника, в котором туннельный эффект приводит к появлению на вольт-амперной характеристике при прямом напряжении участка отрицательной дифференциальной проводимости.

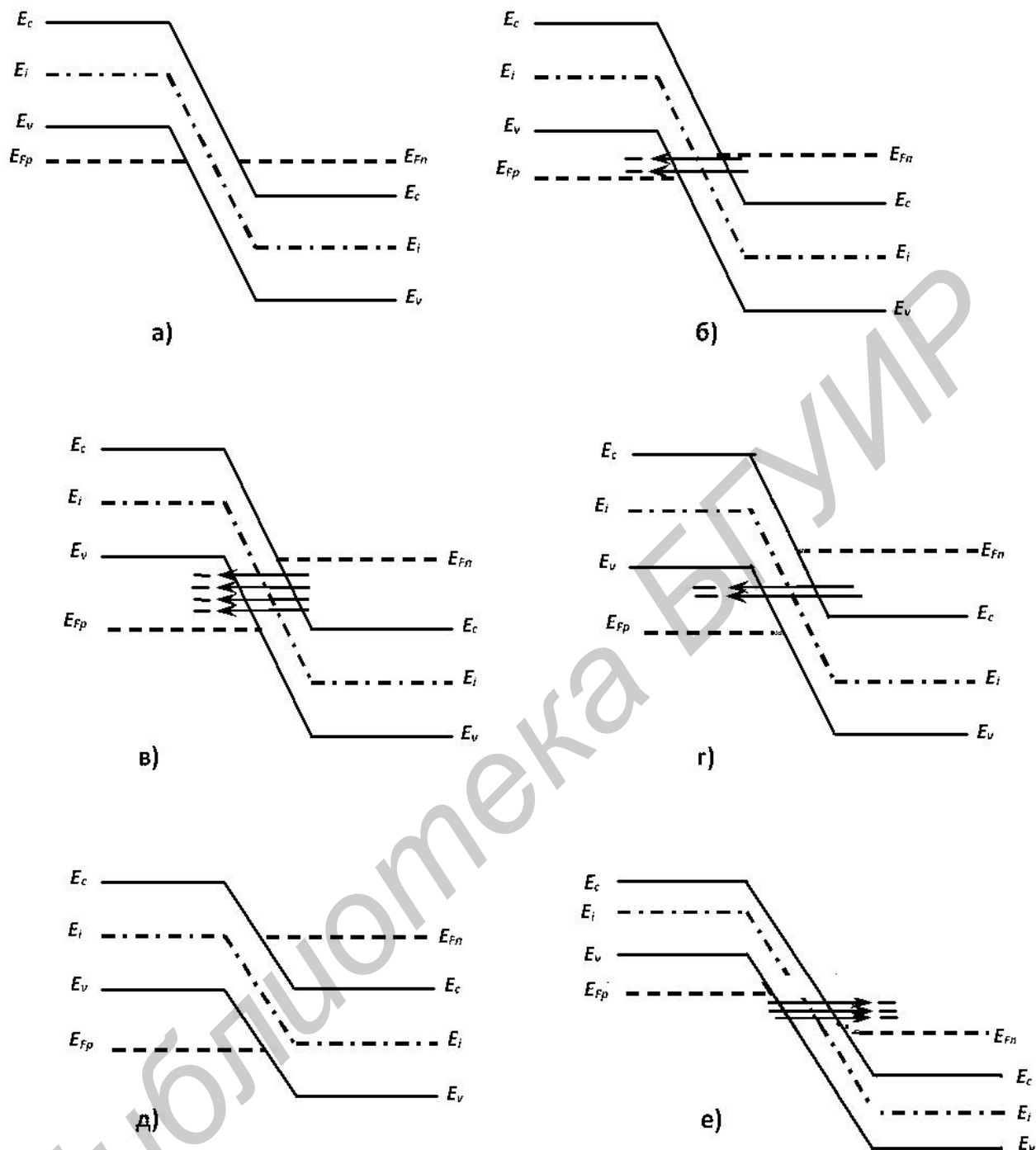
Следствием большой концентрации примесей в прилегающих к электронно-дырочному переходу областях является, во-первых, малая толщина перехода X_d (менее 10^{-2} мкм), сквозь тонкие потенциальные барьеры которого возможно туннелирование носителей заряда; во-вторых, большая концентрация примесей, приводящая к расщеплению примесных энергетических уровней с образованием примесных, энергетических зон, которые примыкают к зоне проводимости в n -области и к валентной зоне в p -области. Уровни Ферми при этом оказываются расположенными в разрешенных зонах (рисунок 6.1). Для того чтобы туннелирование сквозь p - n -переход имело место, не только толщина перехода должна быть достаточно мала ($X_d \cong 4 \dots 5$ нм), но необходимо выполнение трех обязательных условий:

- в области перехода должны быть электроны, которые смогут оттуда туннелировать;
- в области перехода, куда должны туннелировать электроны, должны быть свободные уровни для их приема;
- квазиимпульсные энергии в результате туннелирования остаются постоянными, т. е. энергетический уровень уходящего электрона должен быть равен энергетическому свободному уровню, принимающему электрон.

Принцип действия туннельного диода удобнее всего анализировать при температуре ($T = 0$ К), когда все энергетические уровни, находящиеся ниже уровня Ферми, заняты, а выше – свободны.

При отсутствии напряжения ток через диод отсутствует, т. к. не выполняются первые два обязательных условия туннелирования: уровни Ферми справа и слева от p - n -перехода равны, а все энергетические уровни выше их свободны, а ниже – заняты (рисунок 6.1, а).

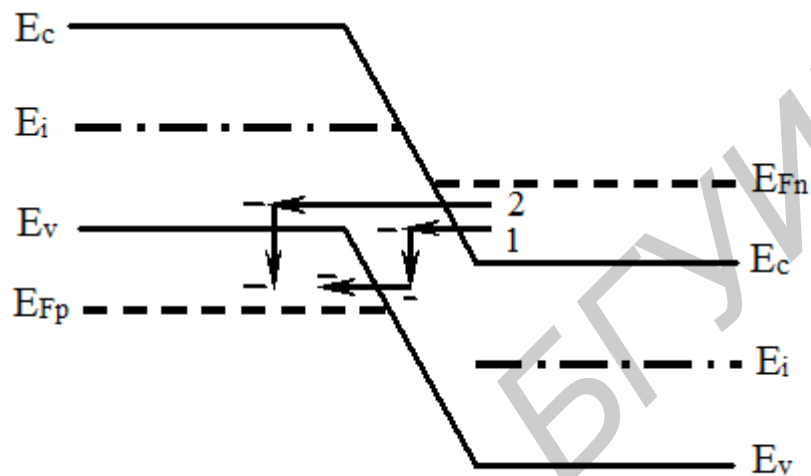
При необходимом прямом напряжении энергетические уровни n -области смещаются вверх (или энергетические уровни p -области смещаются вниз), и появляется возможность электронам из энергетической щели $E_{Fn} - E_c$ зоны проводимости n -области туннелировать на свободные энергетические уровни энергетической щели $E_v - E_{Fp}$ валентной зоны p -области (рисунок 6.1, б). Идет прямой ток. При прямом напряжении на диоде, при котором энергетические щели $E_{Fn} - E_c$ зоны проводимости и $E_v - E_{Fp}$ валентной зоны полностью перекрываются (рисунок 6.1, в), все электроны, находящиеся в щели $E_{Fn} - E_c$, находят в щели $E_v - E_{Fp}$ свободные места, и течет максимальный туннельный ток.



а – при отсутствии напряжения; б – напряжение $0 < U < U_{П}$; в – пиковое напряжение; г – напряжение $U_{П} < U < U_{В}$; д – напряжение впадины; е – обратное напряжение
 Рисунок 6.1 – Энергетические диаграммы туннельного диода

При дальнейшем увеличении прямого напряжения на диоде туннельный ток через диод будет уменьшаться, т. к. из-за смещения энергетических диаграмм будет уменьшаться количество электронов, способных туннелировать из зоны проводимости n -области в валентную зону p -области (рисунок 6.1, г).

Туннельный ток зона – зона через диод окажется равным нулю при некотором достаточно большом прямом напряжении, когда из-за относительного смещения энергетических зонных диаграмм p - и n -областей для свободных электронов n -области не будет свободных энергетических уровней в области (рисунок 6.1, д). Однако при этом через диод может проходить небольшой инжекционный ток из-за напряжения потенциального барьера и ток туннелирования по ловушечным состояниям (рисунок 6.2).



1, 2 – возможные пути туннелирования

Рисунок 6.2 – Энергетическая зонная диаграмма туннельного диода, поясняющая протекание туннельного тока через ловушечные состояния в запрещенной зоне p - n -перехода

С дальнейшим увеличением прямого напряжения в связи с уменьшением высоты потенциального барьера прямой ток через барьер будет возрастать, как в обычных выпрямительных диодах (инжекционная ветвь).

При обратном напряжении на туннельном диоде опять возникают условия для туннелирования электронов (рисунок 6.1, е). Только теперь электроны туннелируют из валентной зоны p -области в зону проводимости n -области. Возникающий при этом обратный ток будет расти с увеличением обратного напряжения по абсолютному значению. Таким образом, туннельный диод обладает относительно высокой проводимостью при обратном смещении. Можно считать, что у туннельного диода при очень малых обратных напряжениях происходит туннельный пробой.

Таким образом, туннельный диод обладает отрицательной дифференциальной проводимостью (отрицательным сопротивлением) в некотором диапазоне прямых напряжений. А всякий прибор с отрицательным дифференциальным сопротивлением может быть использован для генерации и усиления электромагнитных колебаний, а также в переключающих схемах.

Чтобы завершить анализ работы туннельного диода с привлечением энергетических зонных диаграмм, рассмотрим пути протекания туннельного тока при прямом напряжении, при котором туннельный ток зона – зона равен нулю.

На рисунке 6.2 показаны пути, которые могут проходить электроны, туннелирующие через ловушечные состояния из зоны проводимости n -области в валентную зону p -области.

Туннельные диоды характеризуются специфическими параметрами, часть из которых можно определить из вольт-амперной характеристики (рисунок 6.3).

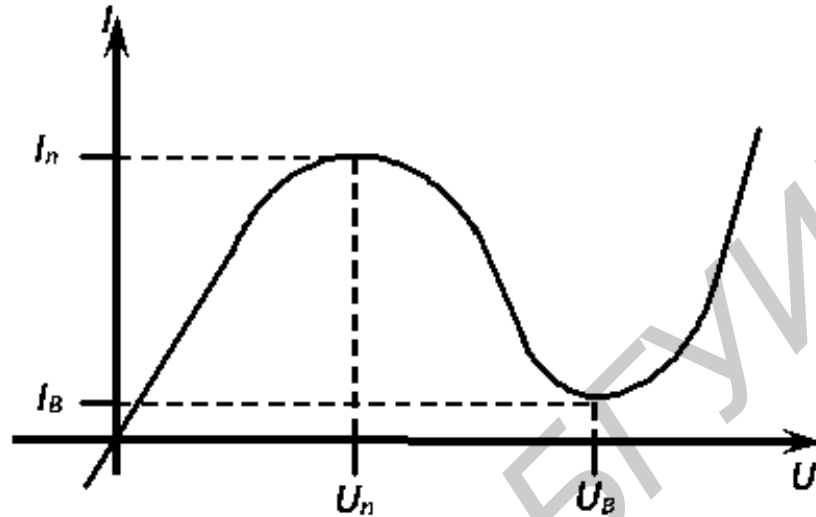


Рисунок 6.3 – Вольт-амперная характеристика туннельного диода

1. *Пиковый ток I_p* – прямой ток в точке максимума вольт-амперной характеристики, при котором значение di/du равно нулю. Этот ток различен для туннельных диодов разного назначения. Величина его может быть от десятых долей миллиампера до сотен миллиампер.

2. *Ток впадины I_v* – прямой ток в точке минимума вольт-амперной характеристики, при котором значение di/du равно нулю.

3. *Отношение токов туннельного диода I_p/I_v* – отношение пикового тока к току впадины. Для туннельных диодов из арсенида галлия $I_p/I_v \geq 10$, для германиевых туннельных диодов $I_p/I_v = 3 \dots 6$.

4. *Напряжение пика U_p* – прямое напряжение, соответствующее пиковому току. Для туннельных диодов из арсенида галлия $U_p = 100 \dots 150$ мВ, для германиевых $U_p = 40 \dots 60$ мВ.

5. *Напряжение впадины U_v* – прямое напряжение, соответствующее току впадины. У туннельных диодов из арсенида галлия $U_v = 400 \dots 500$ мВ, у германиевых $U_v = 250 \dots 350$ мВ.

6. *Напряжение затвора U_{pp}* – прямое напряжение, большее напряжения впадины, при котором ток равен пиковому.

7. *Удельная емкость туннельного диода C_d/I_p* – отношение емкости туннельного диода к пиковому току.

8. *Предельная резистивная частота f_R* – расчетная частота, на которой активная составляющая полного сопротивления последовательной цепи, состоящей из p - n -перехода и сопротивления потерь, обращается в нуль.

9. Резонансная частота туннельного диода f_0 – расчетная частота, на которой общее реактивное сопротивление p - n -перехода и индуктивности корпуса туннельного диода обращается в нуль.

Промышленность выпускает туннельные диоды из арсенида галлия и из германия. Их вольт-амперные характеристики показаны на рисунке 6.4. Из рисунка видно, что чем больше ширина запрещенной зоны исходного полупроводника, тем при больших напряжениях наблюдается отрицательное дифференциальное сопротивление.

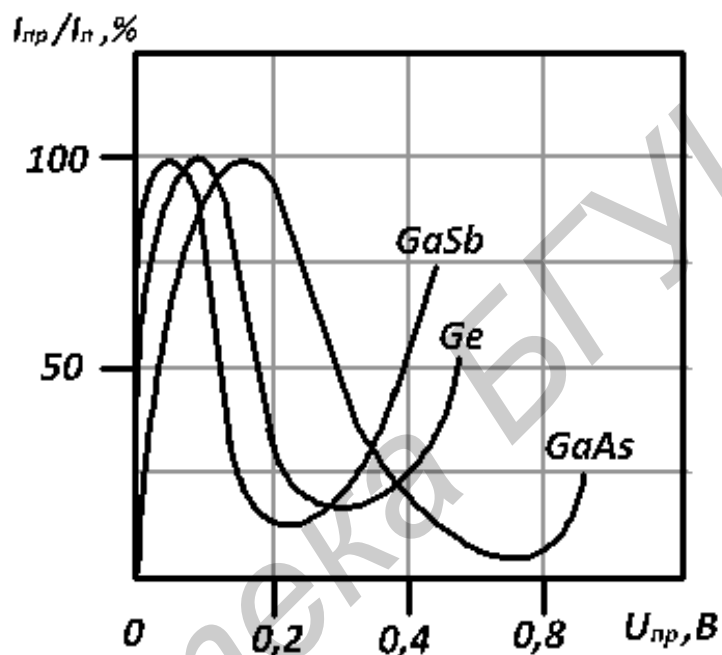


Рисунок 6.4 – Вольт-амперные характеристики туннельных диодов на основе Ga , $GaAs$ и $GaSb$

6.1.2 Зависимости тока туннельного диода от температуры

Изменение температуры туннельного диода может по-разному влиять на туннельную составляющую тока и на составляющую, связанную с инжекцией.

На температурную зависимость туннельной составляющей тока могут влиять следующие физические факторы:

1. С повышением температуры уменьшается ширина запрещенной зоны арсенида галлия и германия – основных исходных полупроводниковых материалов для туннельных диодов. Уменьшение ширины запрещенной зоны приводит к уменьшению толщины потенциального барьера, сквозь который туннелируют электроны, при этом вероятность туннелирования растет. Туннельная составляющая тока и, в частности, пиковый ток увеличиваются (рисунке 6.5).

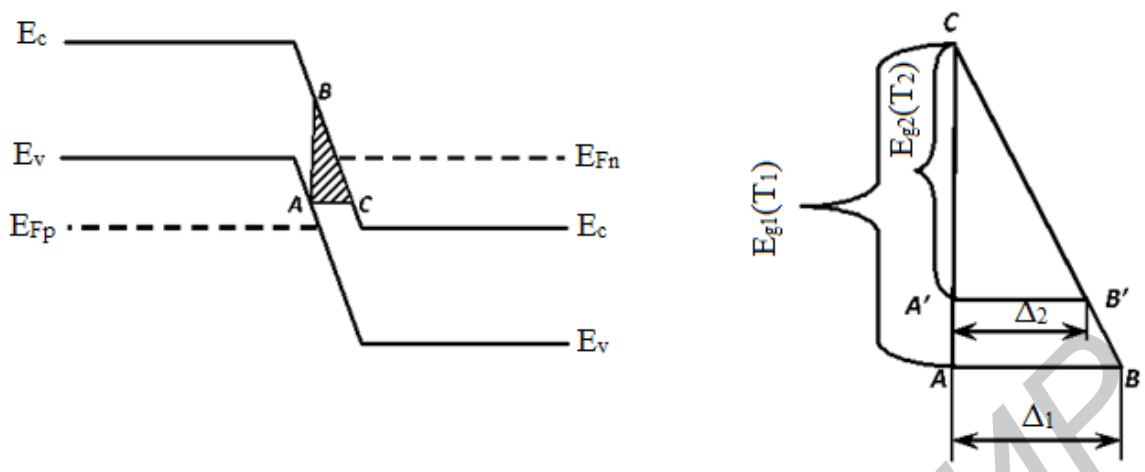


Рисунок 6.5 – Увеличение пикового тока туннельного диода при росте температуры

2. При увеличении температуры изменяется распределение электронов по энергетическим уровням – количество электронов под уровнем Ферми в зоне проводимости *n*-области уменьшается, т. к. часть свободных электронов переходит на более высокие энергетические уровни, а уровень Ферми смещается вниз. Поэтому уменьшается число электронов, которые могут туннелировать из *n*-области в *p*-область. Туннельная составляющая прямого тока уменьшается (рисунок 6.6).

Так как эти факторы действуют, образно говоря, в разные стороны, то суммарное их влияние, во-первых, должно быть малым, а во-вторых, оно может привести как к увеличению, так и к уменьшению пикового тока туннельного диода с увеличением температуры.

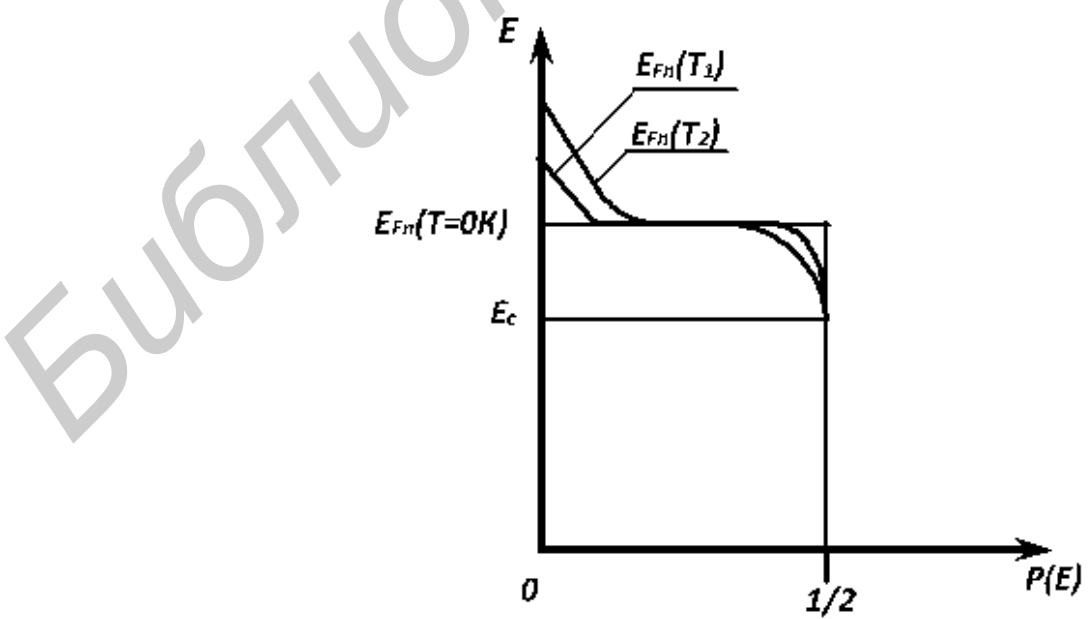


Рисунок 6.6 – Уменьшение пикового тока туннельного диода при росте температуры

Инжекционная составляющая тока туннельного диода растет с увеличением температуры по двум причинам, имеющим место и в выпрямительных диодах, – уменьшение потенциального барьера и перераспределение носителей заряда по энергетическим уровням. Поэтому у туннельного диода ток впадины растет с увеличением температуры.

6.2 Варактор (варикап)

6.2.1 Структура и принцип действия

Варакторы – это варикапы СВЧ диапазона с емкостью C_J порядка десятых долей пикофарад. К варакторам относят параметрические, умножительные и настроенные диоды.

Основным параметром варактора считают постоянную времени

$$\tau = r_n \cdot C_{бар}(U_0), \quad (6.1)$$

определяющую инерционные свойства диода и потери в нем, или предельную частоту (частоту отсечки)

$$f_T = (2\omega\tau)^{-1} = [2\pi r_n \cdot C_{бар}(U_0)]^{-1}, \quad (6.2)$$

измеряемые при заданном напряжении смещения U_0 .

В параметрических диодах на p - n -переходах постоянную времени τ измеряют при U_0 (обратное напряжение на диоде), близком к $U_{пр}$. Типичное значение τ параметрического диода находится в пределах 0,2...1 нс, что соответствует $f_T = 150...750$ ГГц.

Так как значение r_n возрастает с частотой в основном из-за скин-эффекта, то для сравнения параметров различных типов диодов τ измеряют обычно на частоте 10 ГГц.

Слово варикап произошло от английского словосочетания *vary* (изменение) и *capacitance* (конденсатор, емкость). Таким образом, варикап – это полупроводниковый диод, в котором используется зависимость емкости от величины обратного напряжения и который предназначен для применения в качестве элемента с электрически управляемой емкостью.

Диод обладает барьерной и диффузионной емкостями. В качестве варикапов используют только диоды при обратном постоянном смещении, когда проявляется только барьерная емкость. Диффузионная емкость проявляется при прямом смещении диода, когда проводимость его велика и велики потери мощности из-за относительно больших активных токов через диод.

Зависимость емкости от напряжения смещения различна для варикапов, изготовленных методом диффузии примесей или методом эпитаксии. В варика-

пах с резким электронно-дырочным переходом зависимость барьерной емкости от напряжения смещения получается более резкая. Связано это с тем, что глубина проникновения электрического поля или его приращения в материал зависит от удельного сопротивления этого материала. В сплавном варикапе слои базы, прилегающие к переходу, легированы равномерно, а в диффузионном – при удалении от перехода концентрация нескомпенсированных примесей увеличивается, т. е. уменьшается удельное сопротивление. Поэтому для получения еще более резкой зависимости емкости варикапа (и особенно настроечных диодов) от напряжения смещения необходимо создавать в базе варикапа аномальное распределение нескомпенсированных примесей (сверхрезкий переход на рисунке 6.7) с градиентом концентрации другого знака по сравнению со знаком градиента концентрации бездиффузионного диода.

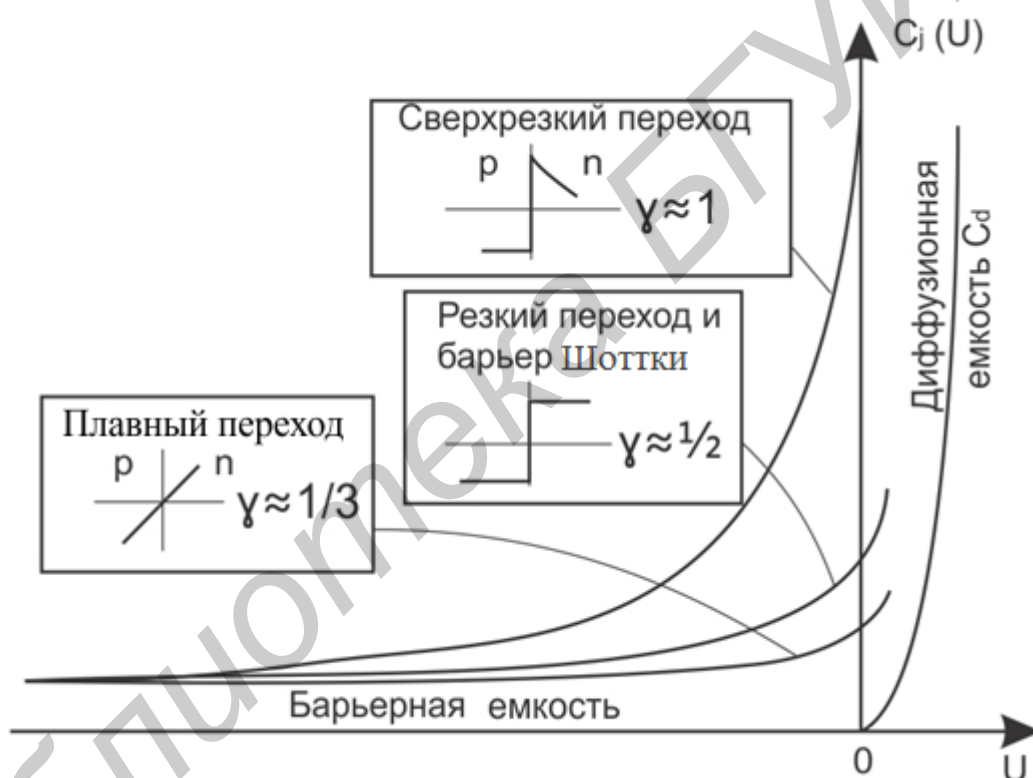


Рисунок 6.7 – Зависимость барьерной емкости $C_{бар}$ и диффузионной емкости C_d от напряжения смещения

Так же как в других диодах, сопротивление базы варикапа должно быть по возможности меньшим. Одновременно для большего пробивного напряжения необходимо большее удельное сопротивление слоев базы, прилегающих к электронно-дырочному переходу. Таким образом, база варикапа должна состоять из двух слоев (рисунок 6.8). Основная часть базы – подложка – должна быть низкоомной. Тонкий слой базы, прилегающий к переходу, должен быть высокоомным.

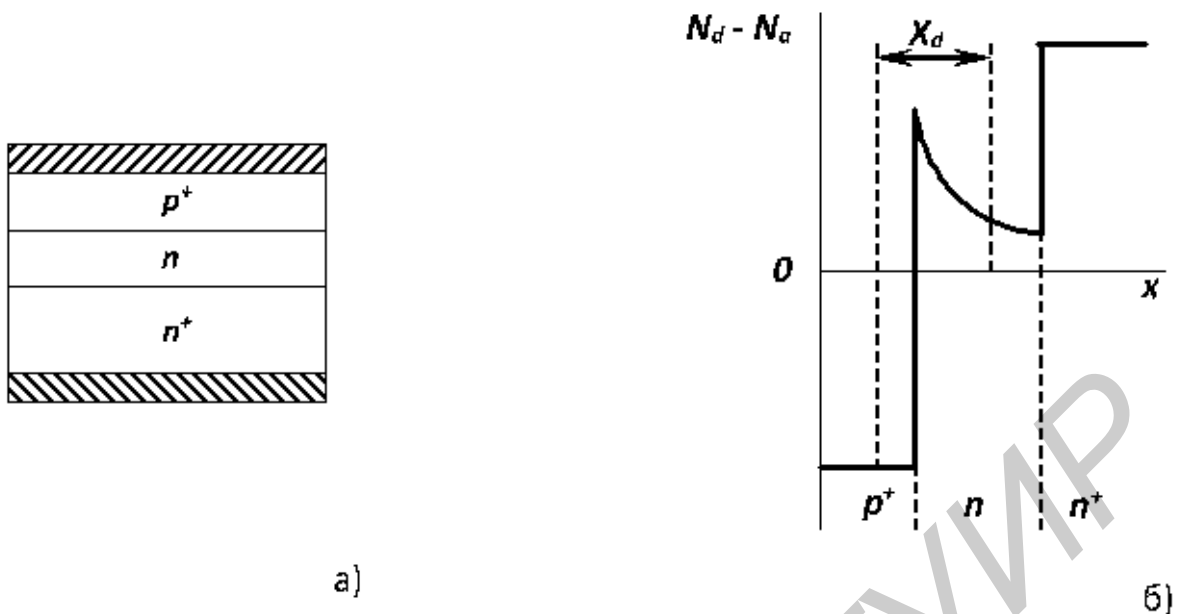


Рисунок 6.8 – Структура варикапа (а) и распределение в ней нескомпенсированных примесей (б)

6.2.2 Основные параметры

К основным параметрам варакторов (кроме частоты отсечки) относятся добротность, максимальное обратное напряжение и допустимая мощность СВЧ сигнала. Для настроечных диодов, которые применяются для настройки СВЧ колебательных контуров фильтров, усилителей, автогенераторов, а также плавных фазовращателей наряду с перечисленными параметрами, рассчитываемыми для всех варакторных диодов, очень важен такой параметр, как коэффициент перекрытия по емкости K_c . При проведении расчетов необходимо учитывать конструктивную емкость между выводами C_k .

$$K_c = \frac{C_{д max}}{C_{д min}}, \quad (6.3)$$

где $C_{д max} = C_k + C_{бар}(U_{обр min})$, $C_{д min} = C_k + C_{бар}(U_{обр max})$. Типичны значения параметров варакторов $r_n \approx 1$ Ом, $C_k \approx 0,1 \dots 0,2$ пФ, $C_{бар} \approx 0,1 \dots 1,0$ пФ.

Известно [1], что

$$C_{бар}(U) = \frac{C_{бар}(0)}{\left(1 - \frac{U}{\varphi_k}\right)^n},$$

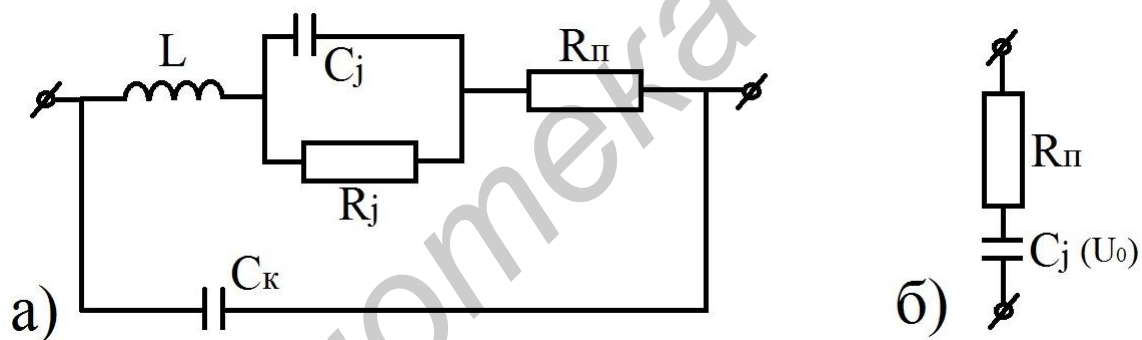
где $n = 1/3$ для плавного p - n -перехода, $n = 1/2$ для резкого p - n -перехода и диода с барьером Шоттки (ДБШ) и $n = 1$ для сверхрезкого p - n -перехода.

Поэтому плавный переход обладает малым K_c , резкие $p-n$ -переходы и ДБШ обеспечивают $K_c \approx 2...4$ и наиболее высокие значения K_c до $10...15$ – имеют диоды со сверхрезким $p-n$ -переходом, в n -базе которого концентрация донорной примеси уменьшается при удалении от границы перехода. Поэтому с ростом обратного напряжения и с одинаковым приращением объемного заряда происходит все большее расширение ОПЗ, что приводит к более быстрому уменьшению емкости, чем, например, в резком $p-n$ -переходе.

Но добротность настроечных диодов со сверхрезким $p-n$ -переходом меньше по отношению к другим в несколько раз из-за большого сопротивления широкой низколегированной базы (около 300 для сверхрезкого $p-n$ -перехода по сравнению с $500...800$ для резкого $p-n$ -перехода). Это необходимо учитывать при проектировании структуры настроечных диодов.

Следует отметить, что для изготовления диодов применяют $GaAs$, который имеет в $1,5...2$ раза большую добротность, чем кремниевый из-за большой подвижности электронов, что приводит к малой величине сопротивления базы.

Добротность – величина, обратная тангенсу угла диэлектрических потерь. Следовательно, ее можно определить из эквивалентной схемы варактора, которая приведена на рисунке 6.9 и представляет собой физическую эквивалентную схему СВЧ диода при обратном смещении.



а – полная последовательность; б – упрощенная последовательная

Рисунок 6.9 – Физическая эквивалентная схема варикапа

Здесь R_{Π} – активное сопротивление, состоящее из сопротивления базы и выводов; L – индуктивность выводов; C_K – конструктивная емкость.

В СВЧ диапазоне физическую эквивалентную схему для удобства расчета добротности можно упростить (рисунок 6.9 ,б).

Величина добротности при заданной частоте f и напряжении обратного смещения U_0 можно рассчитать по формуле

$$Q = (2\pi f C_j(U_0) r_n)^{-1}. \quad (6.4)$$

Как видно из (6.2) и (6.4), добротность варактора на частоте отсечки f_T равна 1, и на рабочей частоте ее можно оценить отношением частоты отсечки и рабочей

$$Q = f_T/f. \quad (6.5)$$

Обычно варактор используют на частотах, при которых добротность больше 10.

6.3 Диод Шоттки

6.3.1 Общие сведения

Контакты металл – полупроводник получили наибольшее распространение на практике. Это связано с двумя их характерными особенностями:

1. В связи с тем что металл и полупроводник обладают различными электрофизическими свойствами (ε, E_q, qX), контакт между ними, в отличие от p - n -перехода, может быть как выпрямляющим, так и невыпрямляющим – омическим.

2. Проводимость в контактах металл – полупроводник осуществляется носителями одного знака (монополярная проводимость). В результате предел применимости их по частоте выше, чем для p - n -переходов.

Выпрямляющие контакты используются для изготовления диодов (диоды Шоттки), способных выполнять различные функции в широком диапазоне частот, а с помощью невыпрямляющих контактов осуществляется подключение приборов на твердом теле к внешней электрической цепи. Различные свойства указанных контактов зависят от соотношения между работами выхода из металла $q\varphi_m$ и полупроводника $q\varphi_s$.

На рисунке 6.10 построена энергетическая диаграмма для выпрямляющего контакта металл – электронный полупроводник, когда работа выхода из полупроводника $q\varphi_{sn}$ меньше, чем из металла $q\varphi_m$. После осуществления плотного контакта между полупроводником и металлом начнется интенсивный обмен электронами, при этом преимущественный поток будет направлен из полупроводника в металл. В результате поверхность металла будет заряжаться отрицательно, а поверхность полупроводника – положительно, и между металлом и полупроводником возникает контактная разность потенциалов для электронов φ_{kn} , которая стремится уравновесить встречные потоки электронов. За счет возникновения контактной разности потенциалов уровень Ферми в полупроводнике опустится и при плотном контакте совпадет с уровнем Ферми в металле.

Появление контактной разности потенциалов эквивалентно увеличению работы выхода из полупроводника в металл на величину $q\varphi_{kn}$. Поэтому величина φ_{kn} , соответствующая равновесному состоянию, определяется как разность термодинамических работ выхода, т. е. $\varphi_{kn}=(q\varphi_m - q\varphi_{sn})/q$. В рассматриваемом примере в поверхностном слое полупроводника шириной X_d образуется обедненный слой с повышенным сопротивлением, в котором мало элек-

тронов, а положительный заряд обусловлен наличием ионизированных атомов доноров. Малая концентрация электронов вблизи контакта характеризуется увеличением расстояния между уровнем Ферми E_F и дном зоны проводимости $E_c(x)$. Поэтому в соответствии с этим правилом для обедненного контакта границы энергетических зон полупроводника на рисунке 6.10 изгибаются «вверх».

Искривление энергетических зон, так же как в p - n -переходе, свидетельствует о наличии электрического поля вблизи поверхности полупроводника. Это поле не может повлиять на ширину запрещенной зоны E_g и внешнюю работу выхода $q\chi$ (средство к электрону), поскольку даже при малой глубине проникновения $X_d \sim 10^6$ см величина этого поля не превышает $\sim 10^6$ В/см. Поэтому после осуществления плотного контакта величины E_g и X_d на энергетической диаграмме должны остаться неизменными.

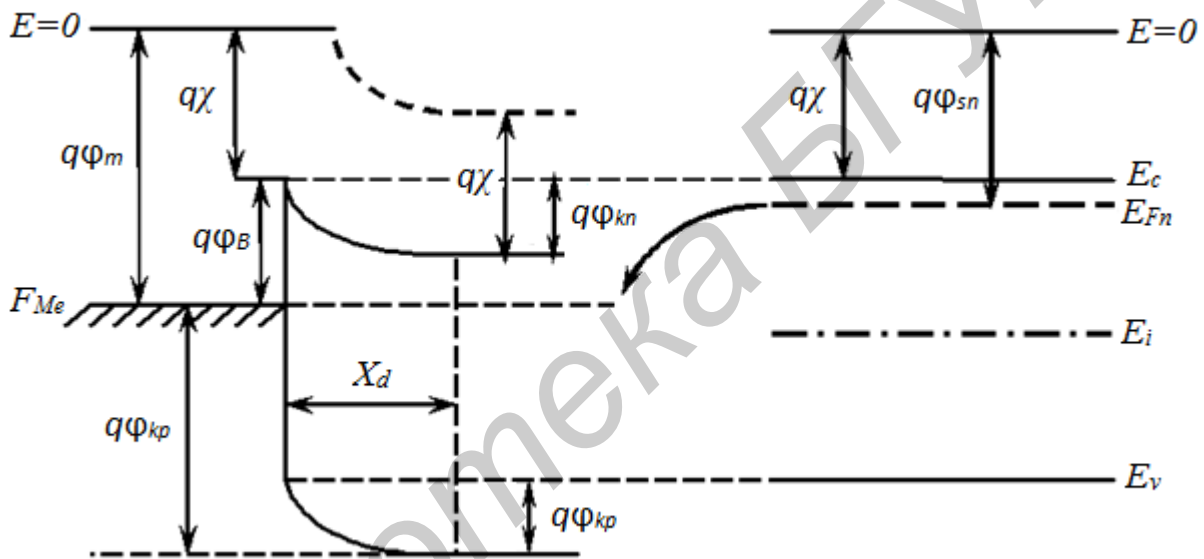


Рисунок 6.10 – Энергетическая диаграмма контакта металл – полупроводник (барьер Шоттки)

По этой причине линия $E = 0$, соответствующая энергии свободного электрона, должна быть заменена пунктирной кривой, как показано на рисунке 6.10. Справедливость этого правила подтверждается также следующими соображениями: в области контакта вектор электрической индукции не может претерпевать разрыва, в то время как диэлектрическая проницаемость меняется скачком от ϵ_m до ϵ_s . Следовательно, в плоскости контакта (металлургическая граница) напряженность поля ϵ должна изменяться также скачком: $\Delta\epsilon = \epsilon_m - \epsilon_s = \frac{1}{q} \frac{\partial E_c}{\partial x} < 0$. Для вакуума, к которому относится уровень $E = 0$, напряженность поля постоянна. Поэтому там поле и энергия являются непрерывными функциями. Координаты и уровень $E = 0$ должны плавно «следить» за изменением $E_c(x)$, так чтобы разность $E(0) - E_c = q\chi$ все время оставалась равной внешней работе выхода $q\chi$. Положение уровня $E = 0$ после образования

плотного контакта уже не играет принципиальной роли для описания явлений в контакте, поскольку теперь нас интересует только процесс взаимного обмена электронами между металлом и полупроводником, не связанный с их выходом в вакуум. Поэтому уровень $E = 0$ на энергетических диаграммах металл – полупроводник обычно не указывают.

6.3.2 Вольт-амперная характеристика диода Шоттки

Из энергетических зонных диаграмм выпрямляющего контакта металл – полупроводник n -типа для случая, когда работа выхода из полупроводника меньше, чем из металла, при тепловом равновесии $U = 0$, при прямом $U > 0$ и обратном $U < 0$ смещениях видно (см. рисунок 6.11):

- высота потенциального барьера для электронов $q\varphi_{kn}$ значительно меньше высоты потенциального барьера для дырок $q\varphi_{kp}$ (рисунок 6.11, а), что связано с различными величинами параметров решеток металла и полупроводника;

- при прямом смещении (рисунок 6.6, б), когда к металлу приложено положительное напряжение, по отношению полупроводника потенциальный барьер для электронов понижается, и через диод (контакт) протекает прямой ток – поток электронов из полупроводника в металл, в то время как практически отсутствует поток дырок из металла в полупроводник;

- при обратном смещении может протекать большой туннельный ток (ток электронов из металла в полупроводник) в том случае, когда толщина потенциального барьера контакта металл – полупроводник будет меньше длины Дебая, т. е. при сильном легировании полупроводника.

Аналитическое выражение для статической ВАХ диода можно записать, оперируя понятиями работ выхода из металла и полупроводника. Плотность эмиссионного тока из металла в вакуум

$$J_{m-vac} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_m}{kT}\right), \quad (6.6)$$

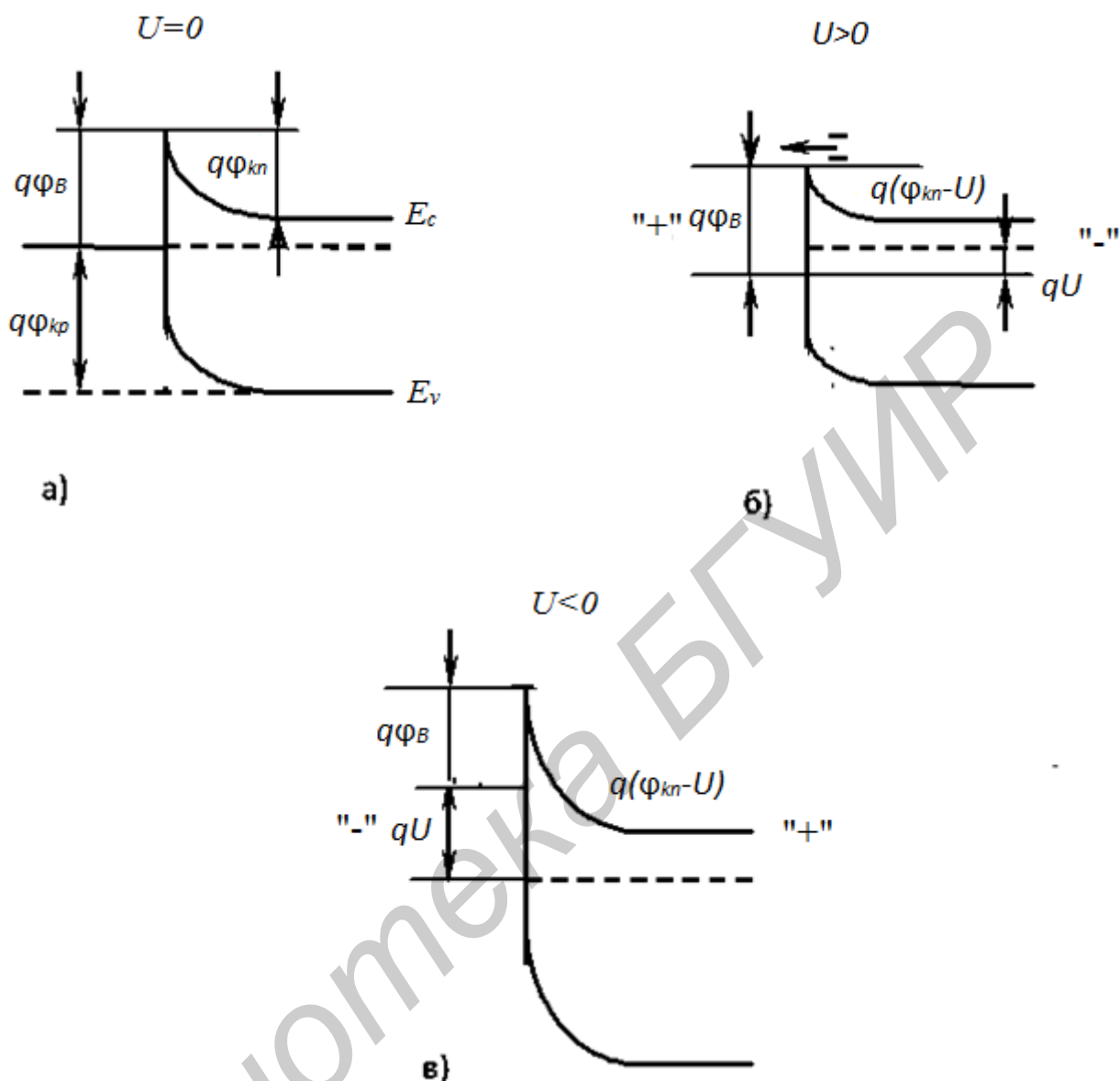
где $A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}$ – эффективная постоянная Ричардсона;

$q\varphi_m$ – работа выхода из металла в полупроводник.

Плотность тока из металла в полупроводник

$$J_{m-s} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_B}{kT}\right), \quad (6.7)$$

где $q\varphi_B$ – высота барьера Шоттки (рисунок 6.11, а).



а – при тепловом равновесии; б – при прямом смещении; в – при обратном смещении
 Рисунок 6.11 – Энергетические зонные диаграммы выпрямляющего контакта металл – полупроводник *n*-типа

При тепловом равновесии ($U = 0$) ток, проходящий через диод, равен 0, следовательно,

$$J_{s-m} = J_{m-s} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_B}{kT}\right). \quad (6.8)$$

При приложении к диоду прямого напряжения (рисунок 6.11, б) плотность тока из полупроводника станет равной

$$J_{s-m} = A^* T^2 \exp\left[\frac{-q(\varphi_B - U)}{kT}\right], \quad (6.9)$$

где U – величина напряжения, приложенная к диоду.

Величина плотности тока из металла в полупроводник не изменится, т. к. все напряжение, приложенное к диоду, падает на обедненном слое полупроводника. Следовательно, результирующий ток через диод

$$J_{\text{ш}} = J_{s-m} - J_{m-s} = A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \left(\exp\frac{qU}{kT} - 1\right), \quad (6.10)$$

или по аналогии с аналитическим выражением для диода на $p-n$ -переходе

$$J_{\text{ш}} = J_{s\text{ ш}} \left(\exp\frac{qU}{kT} - 1\right), \quad (6.11)$$

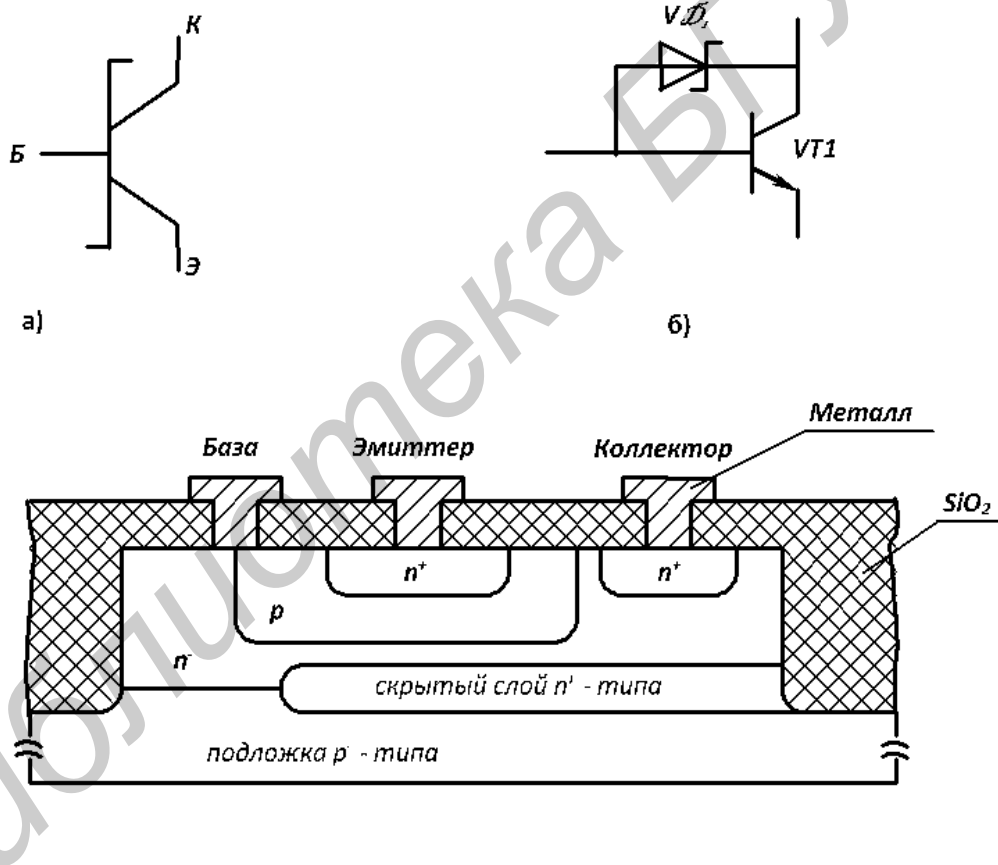
где $J_{s\text{ ш}} = SA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right)$ – обратный ток насыщения диода Шоттки, n – коэффициент неидеальности, который близок к единице.

6.3.3 Области применения диодов Шоттки

В диоде Шоттки из-за большой высоты потенциального барьера для дырок $q\phi_{kp}$ (рисунок 6.11, а) и малого количества дырок в металле практически отсутствует инжекция дырок из металла в полупроводник, а следовательно, отсутствуют эффекты накопления рассеивания неосновных носителей в высокоомной области контакта. Известно [1], что эти эффекты определяют величину времени восстановления обратного сопротивления диода $\tau_{\text{восст}}$ – основной параметр импульсных диодов. Таким образом, диоды Шоттки как дискретные приборы можно использовать в СВЧ диапазоне (единицы и даже десятки гигагерцев).

Термоэлектронная эмиссия является по существу более эффективным процессом по сравнению с диффузией. В результате при одинаковом значении диффузионного потенциала обратный ток насыщения диода Шоттки на несколько порядков превышает обратный ток $p-n$ -перехода. Кроме того, в диоде Шоттки диффузионный потенциал может быть существенно меньшим, чем в $p-n$ -переходе из того же полупроводника. Оба эти фактора, вместе взятые, приведут к тому, что обратный ток насыщения кремниевого $p-n$ -перехода примерно на семь порядков больше обратного тока насыщения ДБШ. С другой стороны, это значит, что для получения одинаковой плотности прямого тока на диод Шоттки подадут напряжение смещения намного меньшее, чем на диод с $p-n$ -переходом. Прямое падение напряжение на диоде Шоттки $U_{\text{прш}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{I}{I_{s\text{ш}}}$ значительно меньше, чем $U_{\text{пр}}$ на диоде с $p-n$ -переходом, т. к. $I_{s\text{ш}} \gg I_{sp-n}$. Следовательно, диоды Шоттки особенно перспективны для использования в схемах низковольтных сильноточных выпрямителей.

Технология изготовления диодов Шоттки очень удобна для применения их в микроэлектронных устройствах. Они используются в быстродействующих логических интегральных схемах ТТЛШ (транзисторно-транзисторная логика Шоттки). Быстродействие ТТЛШ (время переключения вентиля 3 нс, по сравнению с 8 нс для обычной транзисторно-транзисторной логики) объясняется тем, что транзистор (рисунок 6.12, а), физическая эквивалентная схема которого представлена на рисунке 6.12, б, не входит в режим насыщения при подаче на его базу большого сигнала (U^1), поскольку прямое падение напряжения на диоде Шоттки $U_{ш} \cong \frac{kT}{nq} \ln \frac{I}{I_{сш}}$ не превышает 0,45 В, в то время как коллекторный переход кремниевого $n-p-n$ -транзистора открывается при напряжении $U_{БК} \approx 0,6$ В. Небольшая величина прямого падения напряжения на диоде Шоттки вызвана большой величиной $I_{сш}$ по сравнению с обратным током насыщения кремниевого диода на $p-n$ -переходе. Структура транзистора Шоттки представлена на рисунке 6.12, в.



а – обозначение в системе ЕСКД; б – физическая эквивалентная схема; в – структура
Рисунок 6.12 – Транзистор Шоттки

6.3.4 Ток неосновных носителей в диоде Шоттки

При использовании дискретного диода Шоттки в СВЧ диапазоне необходимо выполнить при его изготовлении определенные условия, которые предотвратят инжекцию неосновных носителей в высокоомную область контакта (т. е.

дырок в полупроводник). Для этого необходимо, чтобы разность работ выхода из полупроводника и металла не приводила к образованию слоя с инверсным типом электропроводности (слой полупроводника p -типа). В противном случае из приконтактного слоя p -типа инжектировались бы дырки в n -полупроводнике. На контакте p_n можно записать как

$$p_n = N_V \exp \left[-\frac{(E_F - E_V)}{kT} \right] = N_V \exp \left[\frac{-(E_g - q\phi_B)}{kT} \right]. \quad (6.12)$$

Высоту барьера Шоттки $q\phi_B$ можно записать как

$$q\phi_B = q\phi_{kn} + (E_c - E_{Fn}). \quad (6.13)$$

В собственном полупроводнике

$$P_n = P_i = N_V \exp \left(-\frac{E_g}{2kT} \right) = n_i = N_c \exp \left(-\frac{E_g}{2kT} \right). \quad (6.14)$$

Экспонируя (6.14), имеем

$$-\frac{E_g}{2} = kT \ln \frac{n_i}{N_c} \quad \text{или} \quad \frac{E_g}{2} = kT \ln \frac{N_c}{n_i}. \quad (6.15)$$

Чтобы не образовывался на контакте со стороны n -полупроводника инверсный p -слой, необходимо, чтобы высота барьера Шоттки $q\phi_B$ была меньше энергии середины запрещенной зоны.

Следовательно, из (6.13)

$$q\phi_{kn} + (E_c - E_{Fn}) < \frac{E_g}{2}. \quad (6.16)$$

Известно [3], что

$$\eta_{n0}(N_d) = N_c \exp \left[-\left(\frac{E_c - E_F}{kT} \right) \right],$$

или

$$-(E_c - E_F) = \ln \frac{N_d}{n_i}. \quad (6.17)$$

Подставляя (6.17) в (6.16), получим

$$\varphi_{kn} < \frac{kT}{q} \ln \frac{N_d}{n_i}. \quad (6.18)$$

Из (6.18) видно, что отсутствие инверсного p -слоя обеспечивается небольшой концентрацией донорной примеси N_d в полупроводнике.

Считая, что через диод Шоттки протекает, в основном, электронный ток, коэффициент инжекции γ_n запишем, как

$$\gamma_n = \frac{J_n}{J_n + J_p} = \frac{1}{1 + \frac{J_p}{J_n}} \cong 1 - \frac{J_p}{J_n} = 1 - \gamma_p, \quad (6.19)$$

где $\gamma_p = \frac{J_p}{J_n}$.

Определим величину γ_p :

$$\gamma_p = \sigma_p E = q p_n(0) \mu_p E = q \mu_p E p_{n0} \exp \frac{qU}{kT}. \quad (6.20)$$

Выразим напряженность поля E как

$$E = \frac{J_n}{\sigma_n} = \frac{J_n}{q N_d \mu_n}. \quad (6.21)$$

Определяем γ_p , подставляя (6.21) в (6.20) и зная, что $p_{n0} = \frac{n^2}{N_d}$:

$$\gamma_p = \frac{n_i^2}{N_d^2} \frac{\mu_p \cdot J_n}{\mu_n \cdot J_n} \exp \frac{qU}{kT}. \quad (6.22)$$

Выражении (6.22) можно переписать, считая, что

$$J_n \cong J = J_{\text{шш}} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \cong J_{\text{шш}} \exp \frac{qU}{kT}; \quad (6.23)$$

$$\gamma_p = \left(\frac{n_i}{N_d} \right)^2 \frac{\mu_p J_{\text{шш}}}{\mu_n J_{\text{шш}}}. \quad (6.24)$$

Из (6.24) и (6.19) видно, что для увеличения коэффициента инжекции γ_n нужно увеличить концентрацию донорной примеси N_d в полупроводнике. Но сильно легировать полупроводник нельзя по двум причинам:

- большая концентрация донорной примеси N_d может привести к образованию инверсного слоя (p -слоя) у контакта со стороны n -полупроводника;

- при большой концентрации донорной примеси может возникнуть ситуация, когда из-за туннельного тонкого барьера будет протекать значительный туннельный ток при обратном включении диода.

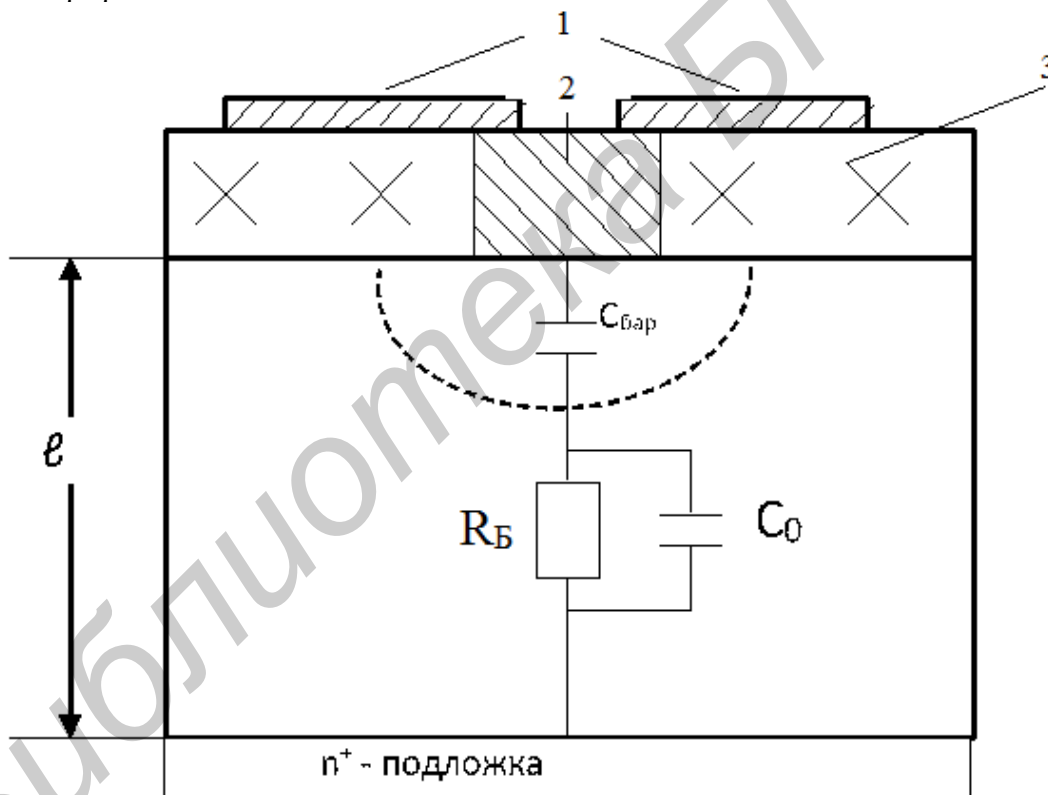
6.3.5 Частотные ограничения диода Шоттки

Эффективное время пролета неосновных носителей в n -полупроводнике диода Шоттки $\tau_{эф} \cdot \tau_p \frac{l}{L_p}$, где l – толщина n -области (рисунок 6.13).

Так как обычно $l \ll l_p$, то $\tau_{эф} \ll \tau_p$, или

$$\tau_{эф} = \frac{Q_p}{j} \cong \frac{Q_p}{j_n} = \tau_p \cdot \frac{J_p}{J_n} = \tau_p \cdot \gamma_p, \quad (6.25)$$

т. к. $Q_p = J_p \tau_p$.



1 – омический контакт; 2 – металл контакта Шоттки; 3 – SiO_2 ;
 C_0 – паразитная емкость; R_B – сопротивление базы диода
 Рисунок 6.13 – Физическая эквивалентная схема диода Шоттки

Из выражения (6.25) видно, что небольшую величину $\tau_{эф}$ можно получить при сильном легировании полупроводника, но отрицательные последствия этого объяснялись ранее.

При прямом смещении электроны из полупроводника в металл попадают «горячими», поэтому релаксируют. Остывая, они проходят в металле путь длиной $10^{-5} \dots 10^{-6}$ см. Учитывая, что скорость насыщения $V_s \cong 10^7$ см/с, получим время «остывания» $t = 10^{-13} \dots 10^{-12}$ с.

Горячие электроны, попадающие при обратном смещении диода из металла в полупроводник, остывая, проходят путь $10^{-4} \dots 10^{-5}$ см, что соответствует времени остывания $t = 10^{-12} \dots 10^{-11}$ с. Таким образом, при обратном смещении частотные свойства диода Шоттки ухудшаются.

Однако основное время задержки сигнала в диоде Шоттки связано с перезарядом барьерной емкости выпрямляющего контакта $\tau = C_{\text{бар}} R_B$.

6.3.6 Сравнительный анализ функционирования диода Шоттки и диода на p - n -переходе

Важной особенностью проводимости в барьерах Шоттки при прямом смещении является то, что ток в них переносится почти полностью только электронами (в случае полупроводника n -типа) даже в очень слаболегированных полупроводниках. Это отличается от ситуации в p - n -переходах, в которых ток переносится преимущественно теми носителями, которые поставляются из материала с более высоким уровнем легирования. Поэтому диод Шоттки на основе полупроводника n -типа соответствует p - n -переходу с p -областью, легированной слабее, чем n -область, т. е. p - n -переходу. Если p - n -переход смещен в прямом направлении, электроны инжектируются в p -область. Но если полярность смещения резко изменить на противоположную, то для перехода диода в состояние с высоким сопротивлением эти инжектированные электроны должны быть удалены. Это значит, что в течение некоторого короткого времени в диоде будет протекать значительный ток в обратном направлении. Это явление известно под названием эффекта накопления неосновных носителей. Аналогом такого процесса в диодах Шоттки является инжекция электронов в металл. Эти электроны могут быть возвращены обратно в полупроводник при резкой смене полярности напряжения смещения, но только в том случае, если они сохранят энергию, достаточную для преодоления барьера. Когда электроны инжектируются в металл при прямом смещении, они там становятся «горячими», т. е. их энергия превышает фермиевскую на величину, соответствующую высоте барьера. Этот избыток энергии быстро рассеивается при столкновениях с другими электронами за время $\sim 10^{-14}$ с, следовательно, вернуться эти электроны в полупроводник могут после смены полярности смещения за это же время. Таким образом, характерный для p - n -переходов эффект накопления неосновных носителей в диодах Шоттки фактически отсутствует, а время восстановления в них определяется барьерной емкостью.

В p - n -переходах небольшая часть тока переносится дырками. Этот процесс может иметь место и в диодах Шоттки, но влияние дырок в этом случае

чрезвычайно мало (обычно 10^{-4} от электронного тока). Отчасти это связано с тем, что барьер для электронов φ_{kn} намного меньше барьера для дырок φ_{kp} , а также и с тем, что термоэмиссионный процесс по своей сути более эффективен, чем диффузионный, определяющий ток дырок. Этот эффект, известный как инжекция дырок, может влиять на переходный процесс при резкой смене полярности смещения. Однако, хотя время жизни дырок на несколько порядков больше соответствующего параметра для горячих электронов при рассеянии их избыточной энергии, коэффициент инжекции j_p/j_n настолько мал, что даже при наличии такого вклада время восстановления диода Шоттки остается пренебрежимо малым по сравнению с аналогичным временем p - n -перехода. На практике времена восстановления для диодов Шоттки в большей степени определяются их RC -параметрами, чем электронными процессами. По этой причине они широко используются в качестве переключательных диодов и СВЧ смесителей.

В p - n -переходах инжекция неосновных носителей в менее легированную область влечет за собой увеличение концентрации и основных носителей тока для обеспечения электронейтральности этой области. Этот процесс, известный как модуляция проводимости, играет важную роль в уменьшении последовательного сопротивления в высоковольтных выпрямителях. Такая модуляция проводимости может иметь место и в диодах Шоттки при инжекции дырок, но обычно она пренебрежимо мала из-за малого коэффициента инжекции. Тем не менее в диодах на основе высокоомных полупроводников и металлов, барьеры для которых достаточно высоки, такая модуляция может наблюдаться.

6.3.7 Типы диодов Шоттки

В настоящее время для создания диодов Шоттки используются, кроме кремния, карбид кремния и арсенид галлия.

Ключевые преимущества SiC полупроводниковых материалов в сравнении с Si и $GaAs$ следующие:

- напряженность электрического поля пробоя $4H$ - SiC более чем на порядок превышает соответствующие показатели у Si и $GaAs$, что приводит к значительному снижению сопротивления диода в открытом состоянии;
- малое удельное сопротивление в открытом состоянии в сочетании с высокой плотностью тока и теплопроводностью позволяет использовать очень маленькие по размерам кристаллы для силовых приборов;
- большая ширина запрещенной энергетической зоны является результатом более высокого барьера Шоттки по сравнению с Si и $GaAs$, поэтому чрезвычайно малый ток утечки (менее 70 мкА при 2000 °С) при повышенной температуре кристалла снижает термоэлектронную эмиссию за пределами барьера;
- высокая теплопроводность SiC снижает тепловое сопротивление кристалла (по сравнению с Si диодами почти в два раза);

- электронные свойства приборов на основе SiC очень стабильны во времени и слабо зависят от температуры, что обеспечивает высокую надежность изделий;

- карбид кремния чрезвычайно устойчив к жесткой радиации, воздействие которой не приводит к деградации электронных свойств кристалла;

- высокая рабочая температура кристалла (более $600\text{ }^{\circ}C$) позволяет создавать высоконадежные приборы для жестких условий эксплуатации и специальных применений.

Типичная вольт-амперная характеристика диода Шоттки на основе карбида кремния представлена на рисунке 6.14.

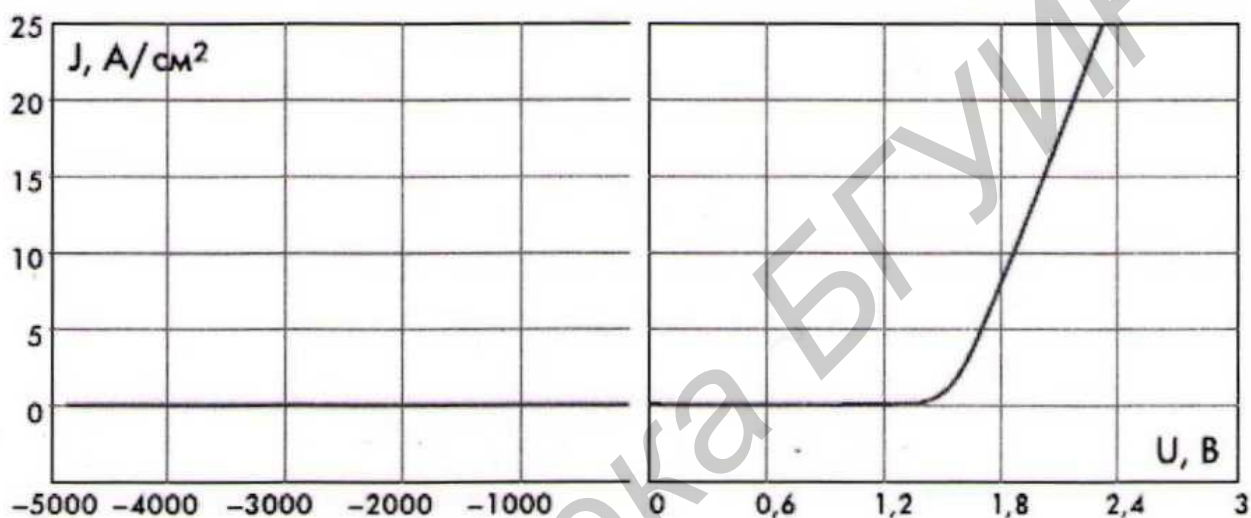


Рисунок 6.14 – Вольт-амперная характеристика диода Шоттки на основе карбида кремния

В отличие от диодов на $p-n$ -переходах время восстановления обратного сопротивления (или тока) $\tau_{\text{вост}}$ у диодов Шоттки очень мало, т. к. практически отсутствует процесс накопления и рассасывания неосновных носителей в базе. На рисунке 6.15 приведены значения токов при переключении быстродействующего кремниевого диода и SiC -диода при различных температурах. Из рисунка видно, что время восстановления у карбидкремниевого диода значительно меньше и величина его постоянна в диапазоне температур $25...150\text{ }^{\circ}C$.

Таким образом, использование карбида кремния в ближайшей перспективе позволит решить проблему создания высокоскоростных высоковольтных выпрямителей на большие токи взамен громоздких неэффективных кремниевых столбов.

Технология $GaAs$ является хорошо отработанной и активно применяется в современной электронике для производства широкого спектра элементов. Кристаллы $GaAs$ производятся на стандартном оборудовании и имеют высокий процент выхода годных изделий, обеспечивая необходимый для промышленного применения уровень надежности. Основное ограничение диодов данной технологии – невысокое рабочее напряжение, обусловленное физическими свойствами этого полупроводника.

Новое поколение диодов $GaAs$ с рабочим напряжением 600 В применяют в качестве альтернативы диодам из карбида кремния. Эти диоды получили название «диоды Шоттки инжекционного типа».

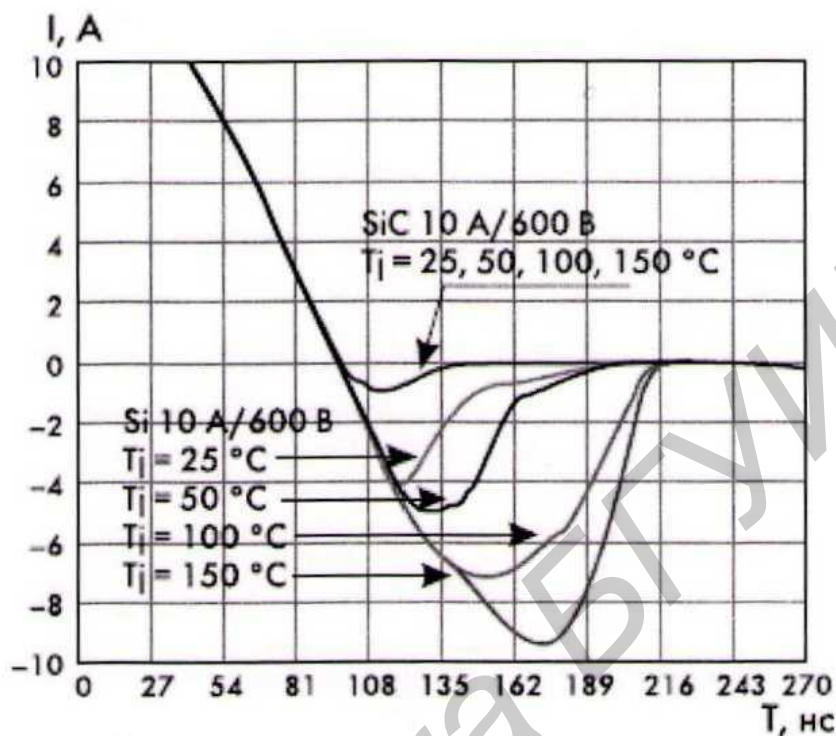


Рисунок 6.15 – Времена восстановления обратного тока диодов Шоттки на основе Si и SiC при различных температурах

Рассмотрим подробнее структуру такого диода. Когда уровень барьера Шоттки выбран выше, чем уровень запрещенной зоны проводника, область, непосредственно прилегающая к металлу, становится p -типа, поскольку электроны из полупроводника будут переходить в металл до момента достижения уровня Ферми. При прямом токе дырки из этой p -области будут инжектироваться в нейтральную n -область и создавать дополнительный ток. При высоком уровне инжекции из p -области дополнительно будут поступать электроны для поддержания нейтральности этого заряда. Данный эффект приводит к «модуляции» проводимости n -области. В результате диоды демонстрируют уменьшение дифференциального сопротивления при увеличении протекающего тока и температуры, что приводит к уменьшению прямого падения напряжения $U_{пр}$ и увеличению допустимых значений токов. Благодаря очень малому времени жизни электронов в $GaAs$ время обратного восстановления также остается малым, сопоставимым с величиной, характерной для SiC .

Первое поколение $GaAs$ диодов Шоттки (обедненные диоды Шоттки) обладали низкой температурной зависимостью характеристик, но имели большее прямое падение напряжения. Второе поколение инжекционных диодов Шоттки показывает уменьшение дифференциального сопротивления с увеличением прямого тока и температуры вследствие эффекта модуляции заряда. По ряду технических характеристик они превосходят обычные SiC -диоды.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Колосницын, Б. С. Мощные и СВЧ полупроводниковые приборы / Б. С. Колосницын. – Минск : БГУИР, 2008.
- 2 Блихер, А. Физика силовых биполярных и полевых транзисторов / А. Блихер. – Л. : Энергоатомиздат, 1986.
- 3 Колосницын, Б. С. Полупроводниковые приборы и элементы интегральных микросхем. В 2 ч. Ч. 2 : Расчет и проектирование полевых транзисторов / Б. С. Колосницын, Н. В. Гапоненко. – Минск : БГУИР, 2011.
- 4 Ржевкин, К. С. Физические принципы действия полупроводниковых приборов / К. С. Ржевкин. – М. : МГУ, 1986.
- 5 Vashchenko, V. A. Physical limitations of semiconduction devises / V. A. Vashchenko, V. F. Sinkevich. – Springer, 2009.
- 6 Колосницын, Б. С. Электронные приборы на основе полупроводниковых соединений / Б. С. Колосницын. – Минск : БГУИР, 2006.
- 7 Пасынков, В. В. Полупроводниковые приборы / В. В. Пасынков, Л. К. Чиркин. – М. : Лань, 2006.
- 8 Лебедев, А. И. Физика полупроводниковых приборов / А. И. Лебедев. – М. : Физматлит, 2008.
- 9 Основы силовой электроники. Силовые полупроводниковые приборы / под ред. И. Ф. Ковалева, В. А. Усачева. – М. : Изд-во МВТУ им. Н. Э. Баумана, 2012.

Учебное издание

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И ЭЛЕМЕНТЫ
ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОСХЕМ**

В двух частях

Часть 2

Колосницын Борис Сергеевич
Мигас Дмитрий Борисович

МОЩНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Редактор *М. А. Зайцева*

Корректор *Е. Н. Батурчик*

Компьютерная правка, оригинал-макет *В. М. Задоля*

Подписано в печать 26.05.2016. Формат 60×84 1/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».
Отпечатано на ризографе. Усл. печ. л. 9,42. Уч.-изд. л. 11,0. Тираж 300 экз. Заказ 207.

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

Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий №1/238 от 24.03.2014

№2/113 от 07.04.2014, №3/615 от 07.04.2014.

ЛП №02330/264 от 14.04.2014

220013, Минск, П. Бровки, 6