

С.ЗИ

ФИЗИКА

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ  
ПРИБОРОВ

1

**Physics of  
Semiconductor  
Devices**

Second edition

**S. M. Sze**

Bell Laboratories,  
Incorporated  
Murray Hill, New Jersey

A Wiley-Interscience  
Publication  
John Wiley & Sons  
New York. Chichester. Brisbane  
Toronto. Singapore  
1981

# **С. Зи**

# **Физика**

# **полупроводниковых**

# **приборов**

В 2-х книгах

# **1**

Перевод с английского  
канд. физ.-мат. наук В. А. Гергеля  
и канд. техн. наук В. В. Ракитина

под редакцией  
д-ра физ.-мат. наук Р. А. Суриса

Москва «Мир» 1984

ББК 32.852  
3-59  
УДК 621.382

Зи С.

З-59 Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах.  
Кн. 1. Пер. с англ. — 2-е перераб. и доп. изд. — М.: Мир,  
1984. — 456 с., ил.

Монография написана известным американским специалистом в области полупроводниковой электроники. В переводе на русский язык выходит в двух книгах. Книга 1 посвящена физике биполярных приборов (диодов, транзисторов и тиристоров) и приборов на основных носителях (полевых транзисторов с  $p-n$ -переходом и барьером Шоттки).

Для научных работников и инженеров, работающих в области электроники и вычислительной техники, а также для студентов старших курсов вузов.

2403000000—430  
041 (01)—84 157—85, ч. 1

ББК 32.852  
6Ф 0.32

*Редакция литературы по новой технике*

© 1981, by John Wiley and Sons, Inc.  
All rights reserved. Authorized translation  
from English language edition published  
by John Wiley and Sons, Inc.

© Перевод на русский язык, «Мир», 1984

## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Развитие полупроводниковой электроники и расширение областей ее применения происходят столь бурными темпами, что кажется почти невероятным появление книги по физическим основам функционирования полупроводниковых приборов, которая в течение длительного времени удовлетворяла бы исследователей и разработчиков полупроводниковых устройств. Тем не менее такая книга существует, и она перед вами. Ее автор — известный специалист в области полупроводниковой электроники, сотрудник фирмы Bell Laboratories, д-р С. Зи. Первое издание его монографии, ставшее настольным для специалистов, вышло в свет в 1969 г. О популярности этой книги свидетельствует огромное число ссылок, встречающихся до сих пор в оригинальных статьях. Ее перевод<sup>1)</sup> в нашей стране уже давно стал библиографической редкостью.

Второе издание столь существенно отличается от первого, что его следует рассматривать как новую книгу. И дело здесь не только и не столько в том, что переработана и дополнена большая часть текста, библиографии и иллюстраций. За время, прошедшее с момента выпуска первого издания, полупроводниковая электроника вышла на качественно новый уровень — создана и прочно вошла в жизнь техника интегральных схем. Теперь полупроводниковый прибор не рассматривается как нечто отдельное — он мыслится как составная часть ансамбля приборов, изготовленных на одном кристалле полупроводника, т. е. как элемент интегральной схемы. Это обстоятельство нашло четкое отражение в новом издании книги. Увеличение степени интеграции и быстродействия интегральных схем с необходимостью приводит к уменьшению размеров приборов. Характерные размеры приборов становятся сравнимыми с размерами областей пространственного заряда и длинами свободного пробега электронов. В результате возникает ряд фундаментальных особенностей, которые не принимались во внимание в ранних моделях приборов. Эта тенденция нашла отражение в новом издании книги.

Последнее десятилетие ознаменовалось мощным развитием оптоэлектроники. Ее успехи связаны в значительной мере с внедрением полупроводниковых гетеропереходов. Автору удалось не только в весьма емкой форме изложить физику фотоэлектрических приборов, но и показать перспективу их развития. То же самое можно сказать и о главах, посвященных полупроводниковым СВЧ-приборам.

Нет сомнений в том, что перевод нового издания книги будет пользоваться такой же популярностью среди широкого круга специалистов в области физики полупроводниковых приборов и инженеров — разработчиков электронных устройств, как и первое, и послужит прекрасным пособием для студентов и аспирантов, специализирующихся в этих областях.

Перевод книги выполнен Гергелем В. А. (гл. 1, 5—8, приложения), Ракиным В. В. (гл. 2—4), Фуксом Б. И. (гл. 9, 14), Зыковым Н. В. (гл. 10, 11) и Хафизовым Р. З. (гл. 12, 13).

*Р. А. Сурис*

---

<sup>1)</sup> С. Зи. Физика полупроводниковых приборов: Пер. с англ. — М.: Энергия, 1973.

**ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА**

С момента изобретения биполярного транзистора в 1947 г. началось бурное развитие полупроводниковой электроники. В соответствии с этим быстро увеличивалось число публикаций в области физики и технологии полупроводниковых приборов. Из-за огромного объема содержащейся в них информации возникла настоятельная необходимость в книге, которая послужила бы достаточно полным введением в физику полупроводниковых приборов и одновременно содержала бы справочный материал. С этой целью в 1969 г. было опубликовано первое издание «Физики полупроводниковых приборов», которое до сих пор остается одним из основных учебных пособий по этой теме для студентов и аспирантов, а приведенные в ней фактические данные широко используются исследователями и разработчиками полупроводниковых устройств.

За прошедшее десятилетие в области полупроводниковых приборов было опубликовано более 40 000 статей, содержащих большое число новых идей относительно функционирования полупроводниковых устройств и их изготовления. Все это потребовало существенной переработки содержания книги для второго издания (обновлено более 80 % материала). Из 1000 содержащихся в книге ссылок на оригинальные статьи 70 % относятся к последнему десятилетию, а 65 % из более чем 600 иллюстраций заменены новыми.

В книге рассмотрено большинство наиболее важных современных полупроводниковых приборов, которые можно разделить на четыре основных класса: биполярные, униполярные, СВЧ- и оптоэлектронные приборы. Каждому из них посвящена отдельная часть книги. Каждая глава содержит небольшое историческое введение, а затем излагаются основные физические явления, определяющие характеристики приборов данного типа, и их математическое описание. Разделы глав расположены в логической последовательности, без излишней «привязки» к оригинальным работам-первоисточникам. Главы в той или иной степени независимы друг от друга, что облегчает читателю использование книги в качестве справочника.

Естественно, в процессе написания книги мне помогали и оказывали поддержку многие мои коллеги. В первую очередь я хочу выразить признательность руководству фирмы Bell Laboratories, обеспечившему мне благоприятные условия для работы над книгой. Без такой поддержки эта книга, безусловно, не могла бы быть написана. Существенную помощь мне оказали советы моих рецензентов: д-ров из фирмы Bell Laboratories Эндрюса, Аспниса, Бидла, Брюса, Болла, Чена, Фичнера, Фукуи, Гуммеля, Канга, Ли, Лепселтера, Николлиана, Нихауса, Паномсиса, Паоли, Райдера, Шедзи, Смита, Торнбера, Вемпла; профессоров Кази (Университет Дьюка), Кроуэлла (Южнокалифорнийский университет), Фенга (Национальный Тайваньский университет), Ганди (Рэнселлерский политехнический институт), Крёмера (Калифорнийский университет), Ламперта (Принстонский университет), Мельхиора (Швейцарский федеральный технологический институт), Редикера (Массачусетский технологический институт), Тима (Венский технический университет) и д-ров Чанга (фирма ИБМ), Гиббонса (из Plessey Research Limited) и Холла (фирма General Electric).

Я благодарен Мак-Грю, Чи, Фанк и Ланчу за техническое редактирование и Лабэйт, Стивенс и Тетельбаум за их помощь при составлении литературы. Я признателен также Шаферу из Центра информации, синтеза и анализа числовых данных за предоставление новейших данных по свойствам полупроводников. Я хочу поблагодарить также Мак-Карти и Мэй за неоднократную перепечатку

разделов рукописи, Холмфелта и других сотрудников чертежного отдела фирмы Bell Laboratories за подготовку нескольких сотен иллюстраций, вошедших в книгу. Во всех случаях, когда в качестве иллюстраций были использованы рисунки из оригинальных работ, приведены соответствующие ссылки. Я признателен также работникам издательства Новотны, Альдцерис, Фаркас и Флетчер за помощь в публикации книги. И наконец, я хочу выразить особую благодарность моей жене Терезе Линг-Ю, сыну Раймонду и дочери Джулии, помогавшим мне на всем протяжении работы над книгой, от перепечатки первых набросков до окончательной обработки рукописи.

*Мюррей Хилл, Нью-Джерси*

*С. М. Зи*

*Май 1981*

# ВВЕДЕНИЕ

Книга состоит из пяти частей. Часть I (гл. 1) представляет собой сводку данных об основных физических явлениях в полупроводниках и свойствах этих материалов, которые на протяжении всей книги будут использоваться для объяснения и расчета характеристик конкретных полупроводниковых приборов. Здесь кратко рассматриваются энергетические зонные схемы, распределения носителей и процессы переноса в трех наиболее важных в настоящее время полупроводниках: германии (Ge), кремнии (Si) и арсениде галлия (GaAs). Последние и наиболее точные значения параметров этих полупроводников приведены на рисунках в главе и в соответствующих таблицах, вынесенных для удобства в приложение.

Часть II (гл. 2—4) посвящена биполярным приборам, в которых в процессах переноса участвуют оба типа носителей тока — электроны и дырки. В гл. 2 рассматриваются характеристики  $p-n$ -переходов и основные технологические способы их изготовления. Теория  $p-n$ -перехода представляет собой основу физики полупроводниковых приборов, поскольку  $p-n$ -переход — один из основных элементов большинства структур приборов. Глава 3 посвящена биполярному транзистору, работа которого основана на взаимодействии двух близко расположенных  $p-n$ -переходов. Биполярный транзистор является одним из важнейших полупроводниковых приборов. Можно считать, что с его изобретением в 1947 г. началась эра современной электроники. Работа тиристора, представляющего собой три близко расположенных и взаимодействующих  $p-n$ -перехода ( $p-n-p-n$ -структура), рассматривается в гл. 4. Тиристоры обладают широким диапазоном уровня переключаемых мощностей. В зависимости от назначения они могут выдерживать токи от нескольких миллиампер до тысячи ампер и напряжения свыше 5000 В.

Часть III (гл. 5—8) посвящена униполярным приборам, работу которых определяют главным образом носители одного типа (основные). Описанный в гл. 5 контакт металл—полупроводник в значительной мере подобен резкому асимметричному  $p-n$ -переходу, однако, как и все приборы на основных носителях, он обладает существенно более высоким быстродействием. Кроме того, контакты между металлом и сильнолегированным полупроводником широко используются в различных приборах в качестве



омического контакта. В гл. 6 рассмотрены родственные по принципу действия полевые транзисторы с  $p-n$ -переходом в качестве затвора и полевые транзисторы, в которых роль затвора играет контакт металл—полупроводник (МП-транзисторы). В каждом из них электрическое поле затвора контролирует величину тока, протекающего вдоль перехода затвора. Вопросы физики поверхности и приборы со структурой металл—окисел—полупроводник (МОП-структуры) обсуждаются в гл. 7 и 8. Отметим, что свойства поверхностных состояний важны не только для рабочих характеристик приборов этого класса, но определяют надежность и стабильность работы остальных типов полупроводниковых приборов. В гл. 7 рассмотрен сравнительно новый тип полупроводниковых приборов — приборы с зарядовой связью (ПЗС). Они представляют собой совокупность близко расположенных МОП-конденсаторов и находят широкое применение для обработки сигналов и в качестве приемников изображения. В гл. 8 описаны полевые транзисторы металл—окисел—полупроводник (МОП-транзисторы), представляющие собой важнейший элемент современных сверхбольших интегральных схем (СБИС). МОП-транзисторы широко используются в современных микропроцессорах и полупроводниковых запоминающих устройствах, содержащих тысячи отдельных элементов в одном кристалле.

Часть IV (гл. 9—11) посвящена важнейшим полупроводниковым СВЧ-приборам. В гл. 9 изложены свойства туннельных диодов, представляющих собой сильнолегированные  $p-n$ -переходы, в которых величина электрического поля достаточна для квантово-механического межзонного туннелирования. В условиях лавинного пробоя  $p-n$ -перехода или контакта металл—полупроводник генерируется СВЧ-излучение. Рабочие характеристики таких лавинно-пролетных диодов (ЛПД) и некоторых родственных приборов приведены в гл. 10. СВЧ-излучение может генерироваться также при междолинных переходах электронов из нижней долины зоны проводимости с высокой подвижностью в расположенную при более высокой энергии долину с низкой подвижностью. Приборы этого типа описаны в гл. 11.

Часть V (гл. 12—14) посвящена оптоэлектронным приборам, которые детектируют, излучают и преобразуют энергию светового излучения в электрическую и наоборот. Светодиоды и полупроводниковые лазеры рассмотрены в гл. 12. Те и другие в настоящее время широко используются в качестве излучателей в современных волоконно-оптических линиях связи. Различные типы полупроводниковых фотодетекторов с высокой квантовой эффективностью и быстродействием описаны в гл. 13. Мировой энергетический кризис стимулировал поиск и разработку альтернативных источников энергии. Считается, что одним из главных направлений в этой области является развитие полупроводнико-

вых солнечных батарей, обеспечивающих непосредственное преобразование солнечной энергии в электрическую с достаточно высокой эффективностью. Полупроводниковые солнечные батареи различных типов и их рабочие характеристики рассмотрены в гл. 14.

Поговорим о принятых в книге обозначениях. Для простоты некоторые символы мы используем несколько раз, т. е. для обозначения различных понятий в различных приборах. Так, например, символом  $\alpha$  мы обозначаем коэффициент усиления по току биполярного транзистора в схеме с общей базой, коэффициент оптического поглощения в фотодетекторах и коэффициент ударной ионизации в лавинно-пролетных диодах. В противном случае нам понадобилось бы для обозначений использовать более сложные (и менее употребительные) символы, что, как нам кажется, менее удобно. Тем не менее на протяжении отдельных глав каждый используемый символ имеет единственное значение, которое сразу же определяется. Большая часть использованных символов имеет одинаковое или близкое значение на протяжении всей книги. Для удобства они приведены в приложении А.

В настоящее время электроника вообще и полупроводниковые приборы в частности развиваются настолько быстро, что сегодняшние представления завтра уже могут оказаться устаревшими. Поэтому тем более важно ясно понимать фундаментальные физические процессы в полупроводниковых приборах. Это служит физической и математической основой, позволяющей специалисту самостоятельно усваивать новые идеи и методы, возникающие в нашей быстро развивающейся области. Следует отметить, что многие полупроводниковые приборы, в особенности униполярные и оптоэлектронные приборы, находятся в стадии интенсивного развития [1], и в настоящее время мы еще далеко не полностью снимаем их предельные возможности. Настоящая книга предназначена для того, чтобы дать читателю физические основы, необходимые для самостоятельной деятельности в области полупроводниковой электроники. Более подробные сведения по отдельным вопросам можно получить в оригинальных работах, список важнейших из которых приводится в конце каждой главы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. S. M. Sze Semiconductor Device Development in the 1970s and 1980s — A Perspective, IEEE Tech. Dig., Int. Electron Device Meet., Washington, D. C., Dec., 1980.

# Часть I

## Физика полупроводников

### Глава I

#### ФИЗИКА И СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

##### 1.1. ВВЕДЕНИЕ

Физика полупроводниковых приборов, естественно, определяется физическими свойствами самих полупроводниковых материалов. В данной главе содержатся самые необходимые для понимания работы полупроводниковых приборов сведения. Для более детального изучения физики полупроводников следует воспользоваться стандартными учебниками<sup>1)</sup> и обзорными статьями Данлэпа [1], Маделунга [2], Молла [3], Мосса [4] и Смита [5].

Основное внимание в главе уделено трем важнейшим полупроводниковым материалам: германию (Ge), кремнию (Si) и арсениду галлия (GaAs). Германий и кремний — наиболее изученные в настоящее время полупроводники. В последние годы интенсивно изучается арсенид галлия, физические свойства которого отличаются от свойств кремния и германия. В частности, структура его энергетических зон, допускающая возможность прямых оптических переходов, интересна с точки зрения оптоэлектронных приложений, а междолинные переходы и высокая подвижность электронов — для генерации СВЧ-излучения.

##### 1.2. КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА

Кристаллическую решетку определяют три базисных вектора  $\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{c}$ , таких, что любая трансляция на вектор

$$\mathbf{R} = m\mathbf{a} + n\mathbf{b} + p\mathbf{c}, \quad (1)$$

представляющий собой линейную суперпозицию базисных векторов ( $m$ ,  $n$  и  $p$  — целые числа), переводит кристаллическую решетку саму в себя [6].

---

<sup>1</sup> Для этой цели можно рекомендовать отечественные монографии, например: В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников, Физика полупроводников, Наука, Москва, 1977; А. И. Ансельм, Введение в теорию полупроводников, Наука, Москва, 1982. — Прим. перев.

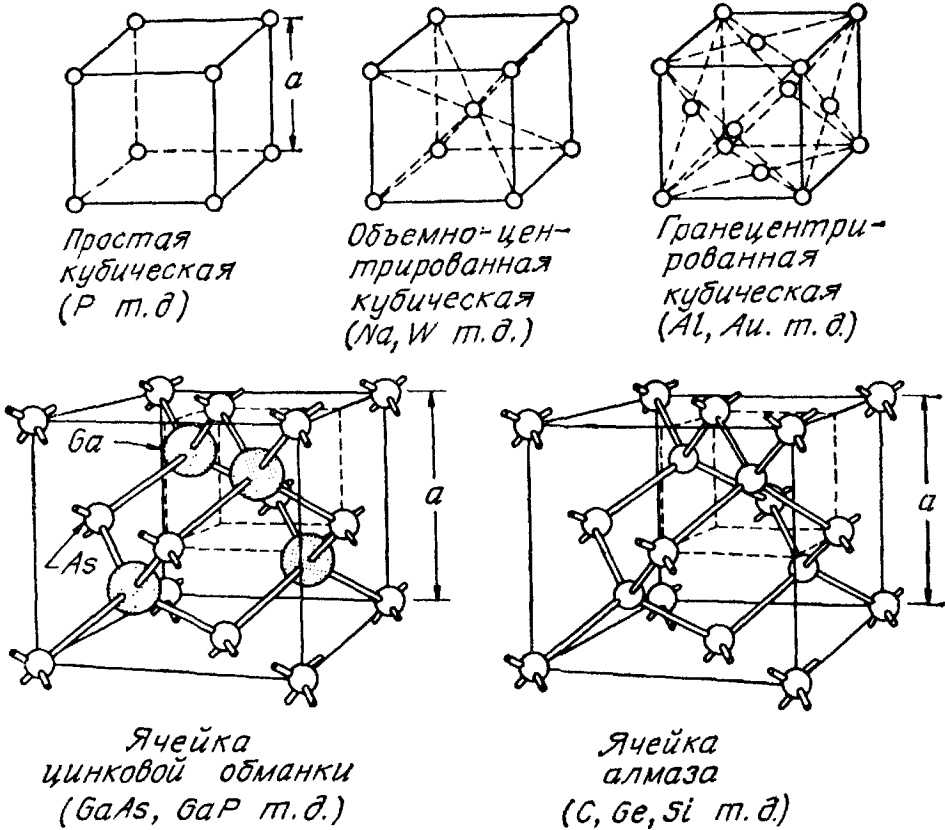


Рис. 1. Основные элементарные ячейки прямых решеток и кристаллическая структура ряда элементарных полупроводников и полупроводниковых соединений ( $a$  — постоянная решетки).

На рис. 1 показаны построенные на базисных векторах простейшие элементарные кристаллические ячейки. Большинство важнейших полупроводников имеет кристаллическую структуру типа алмаза или цинковой обманки, которые относятся к тетраэдрическим фазам, где каждый атом окружен четырьмя эквидистантными ближайшими соседями, расположенными в вершинах соответствующего тетраэдра. Связь между двумя ближайшими соседями обусловлена парой электронов с противоположными спинами. Решетки алмаза и цинковой обманки можно представить как две гранецентрированные кубические решетки, сдвинутые относительно друг друга на четверть объемной диагонали элементарной ячейки. В алмазоподобных полупроводниках (таких, как кремний) в узлах той и другой подрешетки находятся атомы кремния. В решетках типа цинковой обманки (например, в арсениде галлия) одну подрешетку составляют атомы галлия, а другую — атомы мышьяка. Арсенид галлия является соединением типа  $A^{III}B^V$ , поскольку образован элементами III и V групп периодической системы Менделеева. Большинство полупроводниковых соединений типа  $A^{III}B^V$  кристаллизуется в решетку типа цинковой обманки [2, 7]. Многие полупроводники, однако, а среди

них и некоторые соединения  $A^{III}B^V$ , кристаллизуются в решетку типа вюрцита либо каменной соли. Решетка вюрцита показана на рис. 2, а. Ее также можно представить как две вставленные друг в друга плотноупакованные гексагональные подрешетки (например, кадмия и серы в случае CdS). Как и в решетках типа цинковой обманки, в структуре вюрцита отдельный атом также находится в тетраэдрическом окружении четырех ближайших соседей. На рис. 2, б показана решетка каменной соли, которую можно рассматривать как две гранецентрированные кубические решетки, вставленные друг в друга. В этой структуре каждый атом окружен шестью ближайшими соседями.

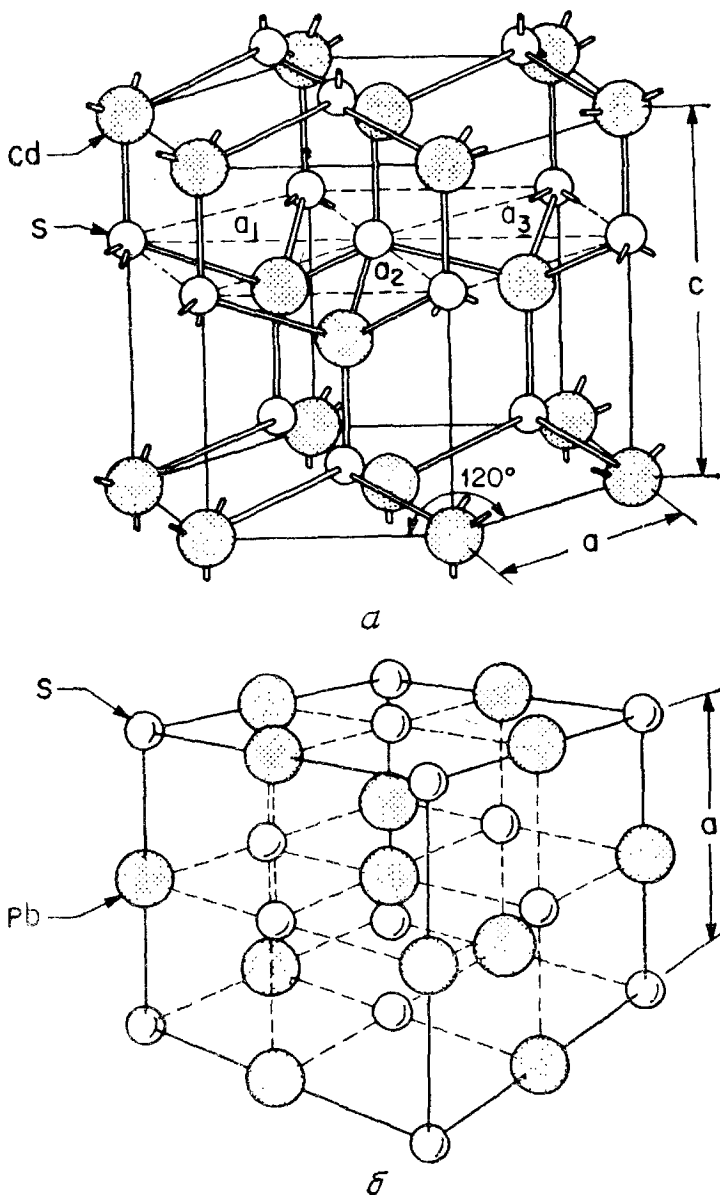


Рис. 2. Две элементарные ячейки решеток полупроводниковых соединений. а — ячейка решетки вюрцита (CdS, ZnS и т. д.); б — ячейка решетки каменной соли (PbS, PbTe и т. д.).

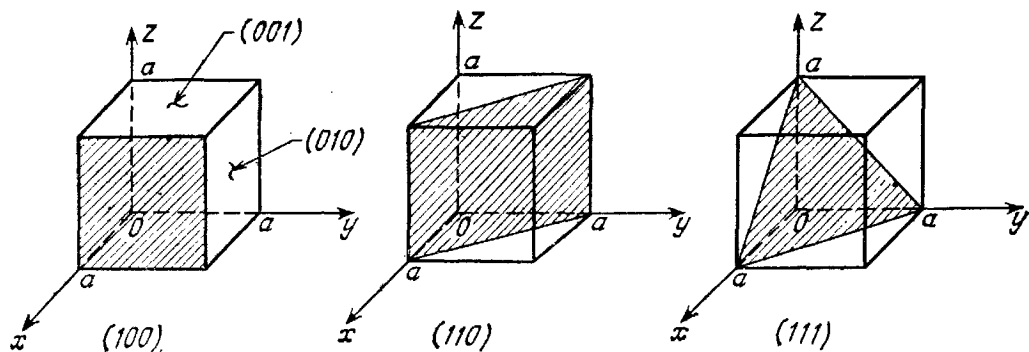


Рис. 3. Индексы Миллера основных плоскостей кубического кристалла.

Значения постоянных решетки важнейших полупроводниковых материалов и другие данные об их кристаллической структуре [8, 9] приведены в приложении Г. Отметим, что некоторые из полупроводниковых соединений (такие, как сульфид цинка или сульфид кадмия) могут в зависимости от условий кристаллизоваться и в структуру цинковой обманки, и в структуру вюрцита.

Для данного набора базисных векторов прямой решетки определим базисные векторы обратной решетки  $\mathbf{a}^*$ ,  $\mathbf{b}^*$ ,  $\mathbf{c}^*$  следующим образом:

$$\mathbf{a}^* \equiv 2\pi \frac{\mathbf{b} \times \mathbf{c}}{\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \times \mathbf{c}}, \quad \mathbf{b}^* \equiv 2\pi \frac{\mathbf{c} \times \mathbf{a}}{\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \times \mathbf{c}} \quad (2)$$

$$\mathbf{c}^* \equiv 2\pi \frac{\mathbf{a} \times \mathbf{b}}{\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \times \mathbf{c}}.$$

При этом  $\mathbf{a} \cdot \mathbf{a}^* = 2\pi$ ;  $\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}^* = 0$  и т. д., а произвольный вектор обратной решетки имеет вид

$$\mathbf{G} = h\mathbf{a}^* + k\mathbf{b}^* + l\mathbf{c}^*, \quad (3)$$

где  $h$ ,  $k$ ,  $l$  — целые числа. Отсюда следует, что скалярное произведение  $\mathbf{G}\mathbf{R} = 2\pi \cdot C$  (где  $C$  — целое число). Следовательно, любой вектор обратной решетки перпендикулярен соответствующим плоскостям прямой решетки, а объем элементарной ячейки обратной решетки обратно пропорционален объему элементарной ячейки прямой решетки, т. е.  $V_c^* = (2\pi)^3/V_c$ , где  $V_c \equiv \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \times \mathbf{c}$ .

Обычно положение атомных плоскостей в кристаллической решетке определяют индексами Миллера. Для этого нужно сначала найти точки, в которых рассматриваемая плоскость пересекает координатные оси, и записать их в единицах постоянных решетки, а затем взять обратные значения полученных целых чисел и привести их к наименьшему целому, кратному каждому из этих значений. Полученный результат заключают в круглые

скобки  $(hkl)$ . Это и есть индексы Миллера отдельной плоскости или системы параллельных плоскостей. На рис. 3 показаны основные плоскости кубического кристалла и соответствующие индексы Миллера. Приведем также некоторые другие принятые обозначения:

$(\bar{h}kl)$  — для плоскости, пересекающей ось  $x$  при отрицательных значениях этой координаты.

$\{hkl\}$  — для плоскостей эквивалентной симметрии. Например, для кубического кристалла  $\{100\}$  соответствует плоскостям  $(100)$ ,  $(010)$ ,  $(001)$ ,  $(\bar{1}00)$ ,  $(0\bar{1}0)$  и  $(00\bar{1})$ .

$[hkl]$  — для кристаллографического направления; например,  $[100]$  — направление вдоль оси  $x$ .

$\langle hkl \rangle$  — для совокупности всех эквивалентных направлений.

$[a_1 a_2 a_3 c]$  — для гексагональных решеток, где обычно используются четыре оси (рис. 2,  $a$ ), причем ось  $c$  соответствует направлению  $[0001]$ .

Для двух элементарных полупроводников (германия и кремния) атомные плоскости  $\{111\}$  являются плоскостями наиболее легкого разрушения или скола. В противоположность этому арсенид галлия с такой же кристаллической структурой и сравнительно небольшой ионной компонентой в атомных связях скалывается по плоскости  $\{110\}$ .

Элементарную ячейку обратной решетки кристалла можно представить в виде ячейки Вигнера—Зейтца. Для ее построения нужно провести перпендикулярные плоскости через середины отрезков, соединяющих выбранный центр с ближайшими эквивалентными узлами обратной решетки. На рис. 4,  $a$  показана построенная ячейка Вигнера—Зейтца для гранцентрированной кубической решетки  $[10]$ . Сначала проводятся отрезки из центральной точки куба ( $\Gamma$ ) ко всем восьми его вершинам, а затем через середины этих отрезков проводятся соответствующие перпендикулярные плоскости; в конечном итоге получается усеченный октаэдр внутри куба — ячейка Вигнера—Зейтца. Можно показать  $[11]$ , что для гранцентрированной кубической прямой решетки с постоянной  $a$  обратной является объемно-центрированная кубическая решетка с постоянной  $4\pi/a$ . Следовательно, показанная на рис. 4,  $a$  ячейка Вигнера—Зейтца является элементарной ячейкой обратной решетки, соответствующей гранцентрированной кубической прямой решетке. Аналогичным образом можно построить ячейку Вигнера—Зейтца и для гексагональной структуры  $[12]$  (рис. 4,  $b$ ). Символы, использованные на рис. 4, заимствованы из теории групп. Некоторые из них использованы в разд. 1.3.

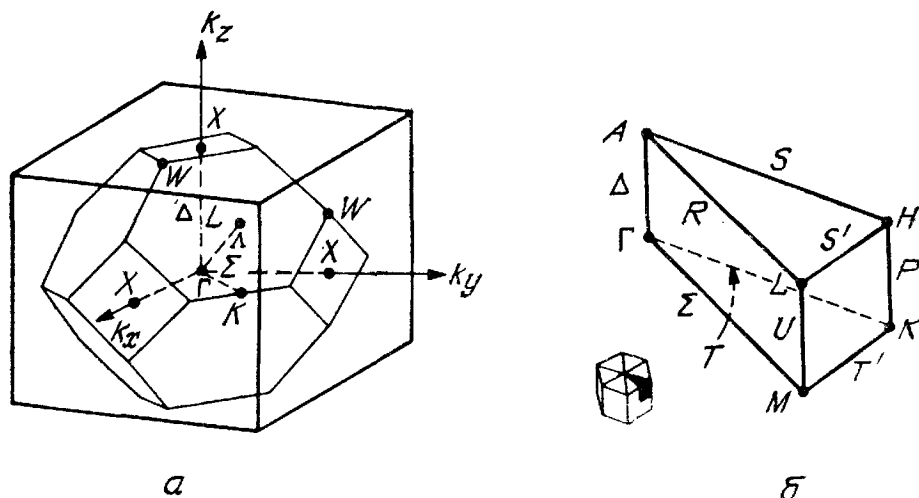


Рис. 4. Зоны Бриллюэна для решеток алмаза и цинковой обманки (а) и для решетки вюрцита (б) [10, 12].

Показаны главные точки и линии симметрии:

$\Gamma$ :  $\frac{2\pi}{a} (0, 0, 0)$  — центр зоны;  $L$ :  $\frac{2\pi}{a} \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right)$  — точки пересечения осей  $\langle 111 \rangle$

(линия  $\Delta$ ) с краем зоны;  $X$ :  $\frac{2\pi}{a} (0, 0, 1)$  — точки пересечения осей  $\langle 100 \rangle$  (линия  $\Delta$ )

с краем зоны;  $K$ :  $\frac{2\pi}{a} \left( \frac{3}{4}, \frac{3}{4}, 0 \right)$  — точки пересечения осей  $\langle 110 \rangle$  (линия  $\Sigma$ ) с краем зоны.

### 1.3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗОНЫ

Зонный характер энергетических спектров кристаллических твердых тел, т. е. зависимости энергии электрона от его импульса  $E(k)$ , следует из одночастичного уравнения Шредингера [11, 13]

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_{\mathbf{k}} \varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}). \quad (4)$$

Поскольку потенциал  $V(\mathbf{r})$  периодически зависит от координат (с пространственными периодами, равными соответствующим постоянным кристаллической решетки), то, согласно известной теореме Блоха, решения уравнения (4) имеют вид

$$\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} U_n(\mathbf{k}, \mathbf{r}), \quad (5)$$

где  $U_n(\mathbf{k}, \mathbf{r})$  — периодические функции координат с периодом прямой решетки, а  $n$  — индекс соответствующей зоны. Выражения (5) называют блоховскими функциями. Из теоремы Блоха следует, что энергия  $E_{\mathbf{k}}$  является периодической функцией волнового вектора  $\mathbf{k}$  в пространстве обратной решетки, т. е.  $E_{\mathbf{k}} = E_{\mathbf{k}+\mathbf{G}}$ , где  $\mathbf{G}$  — произвольный вектор обратной решетки, определяемый формулой (3). Таким образом, функцию  $E_{\mathbf{k}}$  при данном значении зонного индекса  $n$  полностью определяют ее значения при волновых векторах, лежащих в пределах элементарной ячейки



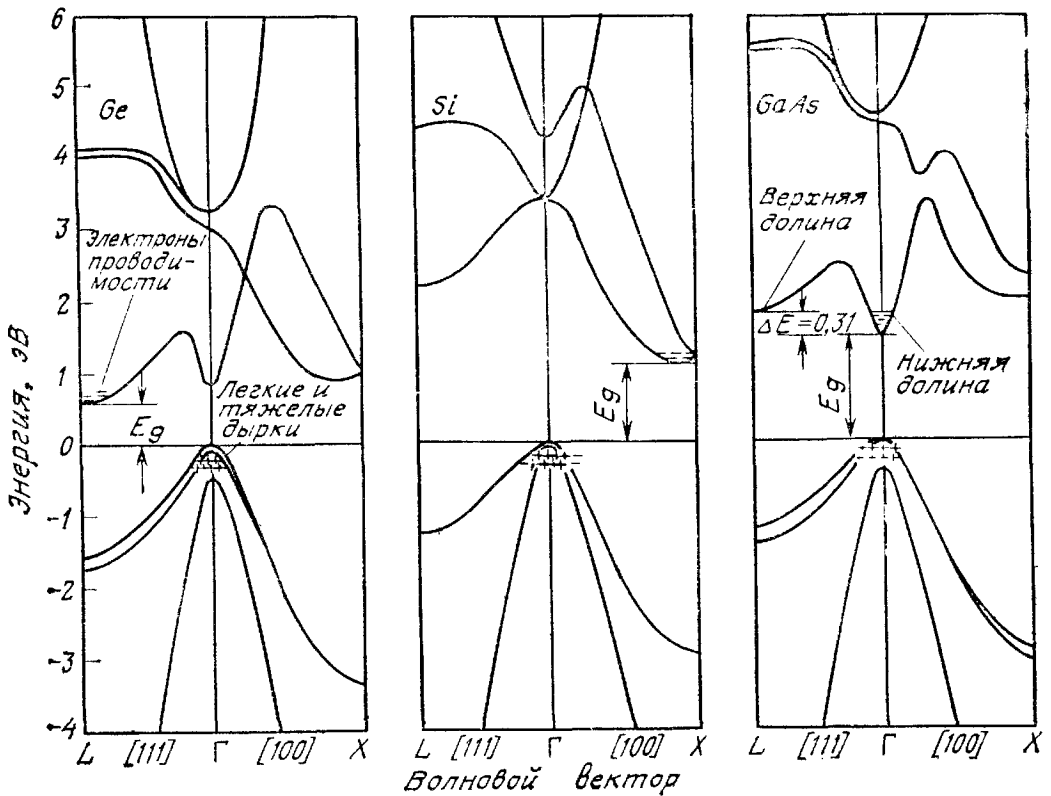


Рис. 5. Структура энергетических зон Ge, Si и GaAs [77].

обратной решетки кристалла. Обычно при этом используют ячейку Вигнера—Зейтца. Применительно к электронным энергетическим спектрам ее называют зоной Бриллюэна или первой зоной Бриллюэна [10]. Очевидно, что любой волновой вектор  $k$  можно привести к точке в первой зоне Бриллюэна, вычитая соответствующий вектор обратной решетки, и в дальнейшем рассматривать энергетические состояния только в этом редуцированном объеме  $k$ -пространства.

Зоны Бриллюэна для решетки алмаза и цинковой обманки такие же, как и зона, показанная на рис. 4, а. На рис. 4 также отмечены главные точки и линии симметрии.

Зонные энергетические спектры твердых тел рассчитываются теоретически с помощью различных приближенных методов. Для полупроводниковых кристаллов наиболее часто используются метод ортогонализированных плоских волн [14, 15], метод псевдопотенциала [16] и  $k \cdot p$ -метод [5]. Результаты теоретических расчетов энергетических спектров Ge, Si и GaAs [17] приведены на рис. 5. Обратим внимание, что в спектрах каждого из этих полупроводников имеется область запрещенных энергий, в которой не существует электронных состояний. Эти состояния образуют разрешенные зоны с энергиями выше и ниже этой энергетической щели. Верхнюю разрешенную энергетическую зону называют зоной

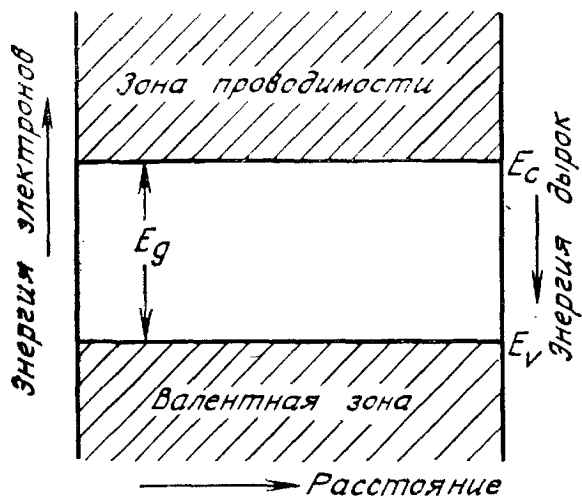


Рис. 6. Упрощенная зонная схема полупроводника.

проводимости, а нижнюю — валентной. Расстояние между нижним (дном зоны проводимости) и верхним (потолком валентной зоны) краями называется шириной запрещенной зоны  $E_g$ . Эта величина — один из важнейших параметров полупроводников. Прежде чем детально изучать структуру энергетических зон полупроводников, рассмотрим сначала упрощенную зонную схему, показанную на рис. 6. Здесь, как обычно, положение дна зоны проводимости обозначено символом  $E_c$ , а потолка валентной зоны —  $E_v$ . Энергия электрона считается увеличивающейся в направлении снизу вверх, в то время как для дырок энергия тем больше, чем ниже она отстоит от потолка валентной зоны. Значения ширины запрещенной зоны  $E_g$  для основных полупроводниковых материалов [9, 18] приведены в приложении Д.

Валентная зона в кристаллах со структурой цинковой обманки состоит из четырех подзон (если пренебречь спином в уравнении Шредингера), двукратно вырожденных по спину. Три из них вырождены в центре зоны при  $k = 0$  ( $\Gamma$ -точка) и формируют верхний край валентной зоны, а четвертая подзона образует ее дно. Спин-орбитальное взаимодействие частично снимает вырождение при  $k = 0$  и приводит к отщеплению одной подзоны. Как видно из рис. 5, две оставшиеся подзоны у потолка валентной зоны можно аппроксимировать параболическими зависимостями с различной кривизной. Зона, которой отвечает меньшая производная  $\partial^2 E / \partial k^2$ , называется зоной тяжелых дырок, а зона с большим значением  $\partial^2 E / \partial k^2$  — зоной легких дырок. В общем случае эффективная масса является тензором, компоненты которого определяются соотношением

$$\frac{1}{m_{ij}^*} \equiv \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E(\mathbf{k})}{\partial k_i \partial k_j} \quad (6)$$

Значения эффективных масс для важнейших полупроводников приведены в приложении Д.

Зона проводимости также состоит из нескольких подзон (рис. 5). Дно зоны проводимости может быть расположено либо на осях  $\langle 111 \rangle$  ( $\Lambda$ ), либо на осях  $\langle 100 \rangle$  ( $\Delta$ ), либо при  $k = 0$  ( $\Gamma$ ). Более точных выводов о положении энергетических минимумов на этих осях из соображений симметрии сделать не удастся. Как показывает эксперимент, в Ge имеется восемь эквивалентных минимумов на осях  $\langle 111 \rangle$ , в Si — шесть на осях  $\langle 100 \rangle$ , а в GaAs дно зоны проводимости находится при  $k = 0$ . На рис. 7 показаны соответствующие изоэнергетические поверхности [19]. В Ge границы зоны Бриллюэна проходят точно по середине эллипсоидов, так что от каждого из них в первой зоне Бриллюэна остается половина (четыре полных эллипсоида в ячейке Вигнера—Зейтца), и, следовательно, эти поверхности постоянной энергии центрированы в  $L$ -точке. В Si имеется шесть эквивалентных эллипсоидов, центрированных на осях  $\langle 100 \rangle$  на расстоянии от центра зоны, равном примерно трем четвертям полной длины соответствующей оси. В GaAs изоэнергетическими поверхностями являются сферы с центром в центре зоны Бриллюэна. Из экспериментальных данных для параболических зон можно получить эффективные массы электронов: одну для GaAs и две [продольную  $m_l^*$  (вдоль оси симметрии) и поперечную  $m_t^*$  (в направлении, перпендикулярном этой оси)] для Ge и Si. Значения электронных эффективных масс приведены в приложении Д.

При комнатной температуре и нормальном атмосферном давлении ширина запрещенной зоны германия составляет 0,66 эВ, кремния — 1,12 эВ, а арсенида галлия — 1,42 эВ. Отметим, что эти значения найдены для материалов с высокой степенью чистоты. В сильно легированных материалах ширина запрещенной зоны немного меньше. Как показывают экспериментальные результаты, ширина запрещенной зоны большинства полупроводников уменьшается с ростом температуры. Температурные зависимости для Ge, Si и GaAs приведены на рис. 8 [20]. При нулевой температуре (0 К) в этих полупроводниках ширина запрещенной зоны равна соответственно 0,743, 1,17 и 1,519 эВ. Температурную зависимость

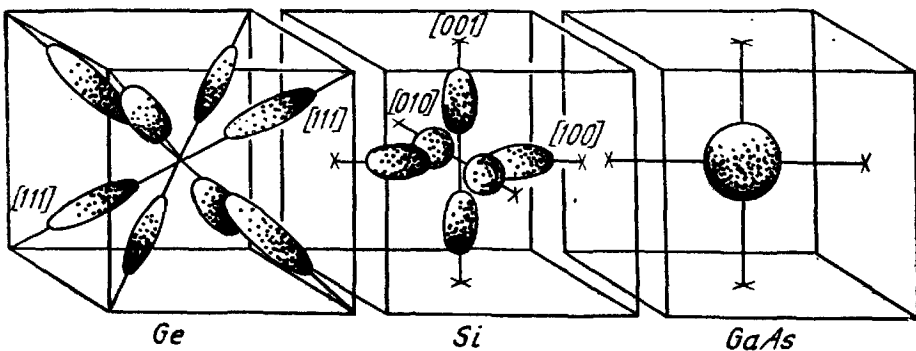


Рис. 7. Форма и расположение изоэнергетических поверхностей в Ge, Si и GaAs [19].

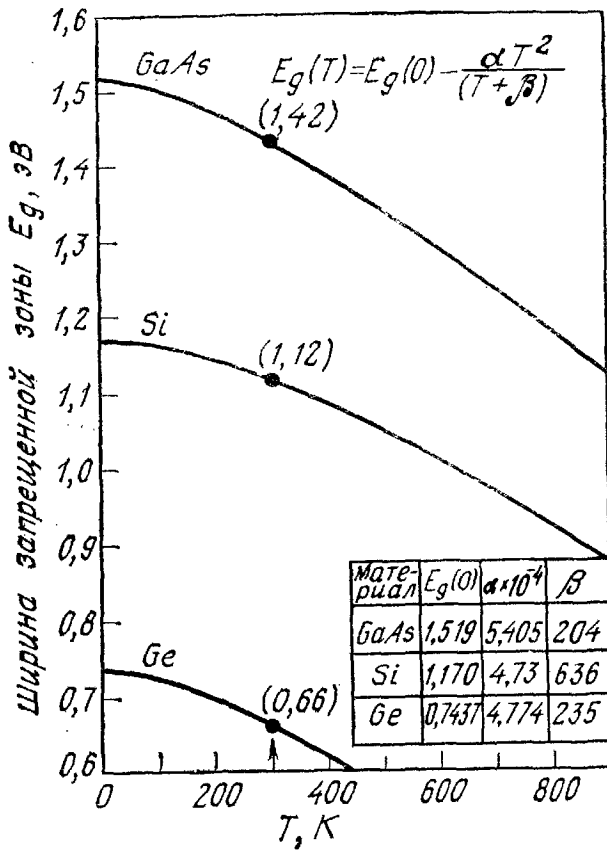


Рис. 8. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны в Ge, Si и GaAs [20].

ширины запрещенной зоны в этих полупроводниках можно аппроксимировать универсальной функцией

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha T^2 / (T + \beta).$$

Числовые значения параметров  $E_g(0)$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  приведены в таблице на рис. 8. Отметим, что для этих основных полупроводниковых материалов температурный коэффициент  $dE_g/dT$  отрицателен. В некоторых полупроводниках, однако, производная  $dE_g/dT$  положительна. Например, в PbS (приложение Д) ширина запрещенной зоны увеличивается от 0,286 эВ при  $T = 0$  К до 0,41 эВ при  $T = 300$  К. При комнатной температуре ширина запрещенной зоны в Ge и GaAs увеличивается с давлением: в Ge  $dE_g/dP = 5 \cdot 10^{-6}$  эВ/(кг/см<sup>2</sup>), а в GaAs  $dE_g/dP \approx 12,6 \cdot 10^{-6}$  эВ/(кг/см<sup>2</sup>) [21]. В кремнии ширина запрещенной зоны с ростом давления уменьшается ( $dE_g/dP = -2,4 \cdot 10^{-6}$  эВ/(кг·см<sup>2</sup>)).

#### 1.4. КОНЦЕНТРАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ПРИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОМ РАВНОВЕСИИ

На рис. 9 показаны условные картины электронных связей в кремниевых кристаллах. На рис. 9, а, иллюстрирующем свойства очень чистого кристалла (собственного кремния), все атомы, составляющие решетку, являются атомами кремния. Каждый из

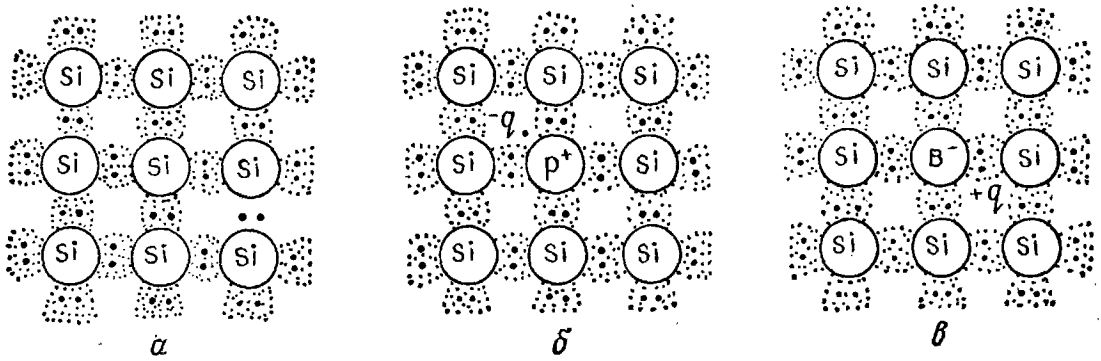


Рис. 9. Условные картины электронных связей в кристалле.

*a* — собственный Si; *b* — один из атомов Si замещен фосфором (донором); *v* — один из атомов Si замещен бором (акцептором).

них имеет четыре валентных электрона, участвующих в ковалентных связях с четырьмя соседними атомами (рис. 1). На рис. 9, б, иллюстрирующем полупроводник *n*-типа, один из кремниевых атомов замещен атомом фосфора, содержащим пять валентных электронов. Четыре электрона образуют связи с окружающими кремниевыми атомами, а пятый электрон «поставляется» в зону проводимости. Поэтому примесные атомы замещения типа фосфора называют «донорами». На рис. 9, в, иллюстрирующем полупроводник *p*-типа, один из атомов кремния замещен атомом бора, имеющим три валентных электрона. Оказывается, что бор может захватить недостающий для образования четырех атомных связей электрон у близлежащих кремниевых атомов. В результате в валентной зоне кремния появляется положительно заряженная «дырка». Такие примесные атомы называются «акцепторами».

### 1.4.1. Собственный полупроводник

Рассмотрим сначала случай собственного полупроводника. В условиях равновесия концентрация электронов в зоне проводимости равна

$$n = \int_{E_C}^{E_{top}} N(E) F(E) dE. \quad (7)$$

Здесь  $E_C$  и  $E_{top}$  — энергии дна и потолка зоны проводимости,  $N(E)$  — плотность состояний на единичный интервал энергии, которую при достаточно малой концентрации и низких температурах можно считать примерно равной плотности состояний у дна зоны проводимости:

$$N(E) = M_C \frac{\sqrt{2}}{\pi^2} \frac{(E - E_C)^{1/2}}{\hbar^3} (m_{de})^{3/2}. \quad (8)$$

В этой формуле  $M_C$  — число эквивалентных минимумов в зоне проводимости,  $m_{de}$  — электронная эффективная масса плотности состояний [5]:

$$m_{de} = (m_1^* m_2^* m_3^*)^{1/3}, \quad (9)$$

где  $m_1^*$ ,  $m_2^*$ ,  $m_3^*$  — эффективные массы по главным осям эллипсоидов постоянной энергии. Например, в кремнии  $m_{de} = (m_l^* m_t^{*2})^{1/3}$ . Величина  $F(E)$  в выражении (7) представляет собой функцию распределения Ферми—Дирака

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}, \quad (10)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $E_F$  — энергия Ферми, величина которой определяется из условия электронейтральности (разд. 1.4.3).

Интеграл в выражении (7) можно представить в виде

$$n = N_C \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2}\left(\frac{E_F - E_C}{kT}\right), \quad (11)$$

где  $N_C$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости:

$$N_C \equiv 2 \left(\frac{2\pi m_{de} kT}{h^2}\right)^{3/2} M_C, \quad (12)$$

а  $F_{1/2}(\eta_f)$  — интеграл Ферми—Дирака (рис. 10) [22]. В случае Больцмановской статистики (невырожденный полупроводник), когда уровень Ферми лежит ниже дна зоны проводимости, по крайней мере на несколько  $kT$ , интеграл Ферми приближенно равен  $\sim \sqrt{\pi} e^{\eta_f} / 2$ . При этом из выражения (11) получаем

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right). \quad (13)$$

Аналогичным образом находим выражение для концентрации дырок в валентной зоне

$$p = N_V \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2}\left(\frac{E_V - E_F}{kT}\right). \quad (14)$$

Здесь  $N_V$  — эффективная плотность состояний в валентной зоне:

$$N_V \equiv 2 \left(\frac{2\pi m_{dh} kT}{h^2}\right)^{3/2}, \quad (15)$$

$m_{dh}$  — эффективная масса плотности состояний дырок [5]:

$$m_{dh} = (m_{lh}^{*3/2} + m_{hh}^{*3/2})^{2/3}, \quad (16)$$

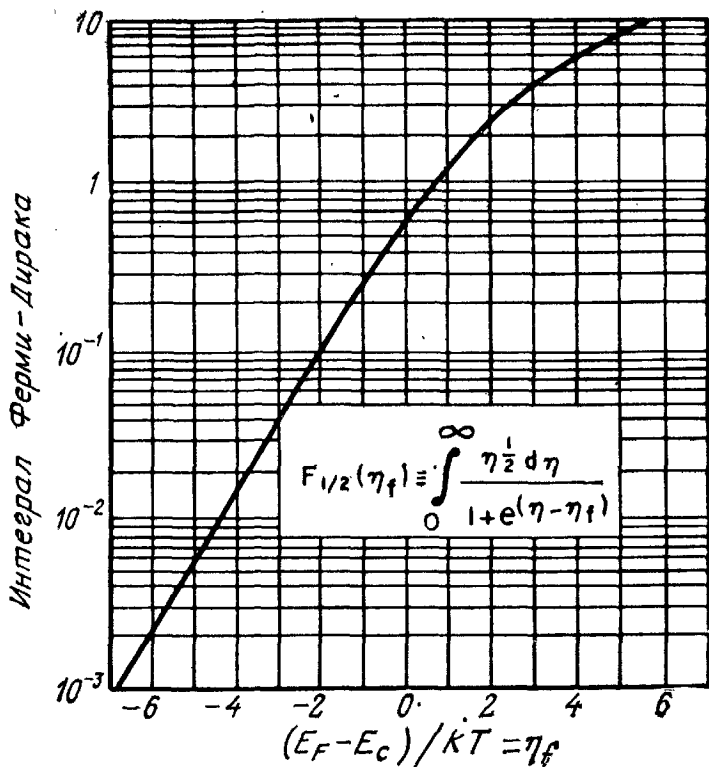


Рис. 10. Интеграл Ферми — Дирака  $F_{1/2}$  как функция энергии Ферми [22].

где  $m_{lh}^*$  и  $m_{hh}^*$  — массы легких и тяжелых дырок. В невырожденном случае

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right). \quad (17)$$

При конечных температурах в полупроводнике непрерывно происходит процесс теплового возбуждения электронов из валентной зоны в зону проводимости. Этот процесс уравнивается рекомбинацией электронов из зоны проводимости и дырок из валентной зоны. В собственном полупроводнике число возбужденных электронов в зоне проводимости точно равно числу дырок, оставшихся в валентной зоне, т. е.  $n = p = n_i$ . Из этого условия с помощью формул (13) и (17) для уровня Ферми в собственном полупроводнике получим

$$\begin{aligned} E_F = E_i &= \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right) = \\ &= \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3kT}{4} \ln\left(\frac{m_{lh}}{m_{de} M_C^{2/3}}\right). \end{aligned} \quad (18)$$

Отсюда видно, что в собственном полупроводнике уровень Ферми лежит около середины запрещенной зоны.

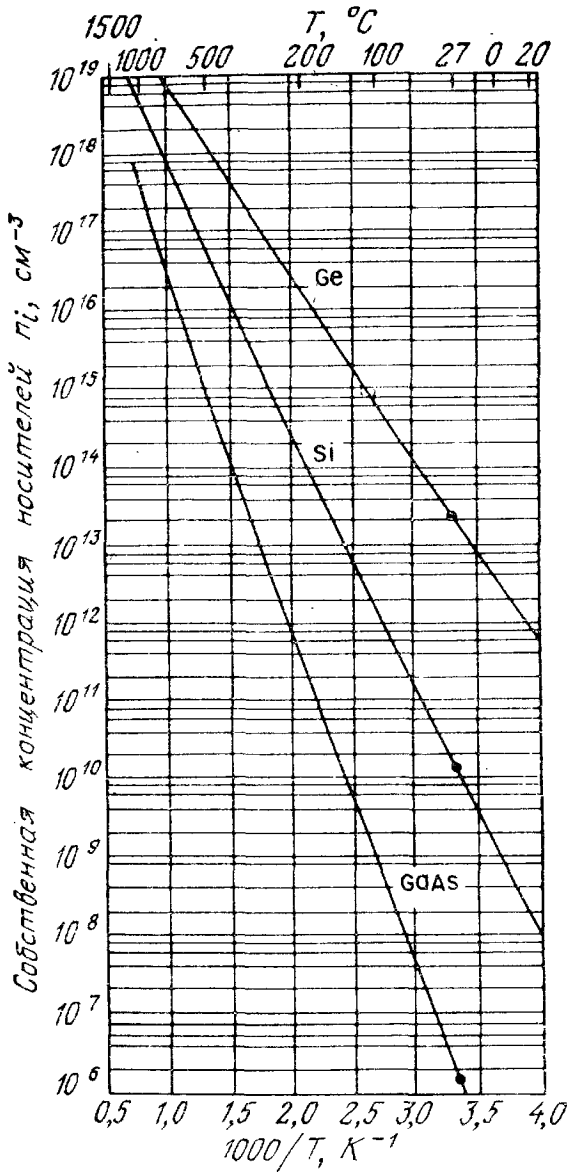


Рис. 11. Температурная зависимость собственной концентрации носителей в Ge, Si и GaAs [20].

Для собственной концентрации носителей  $n_i$  из выражений (13), (17) и (18) получим

$$np = n_i^2 = N_C N_V \exp(-E_g/kT), \quad (19)$$

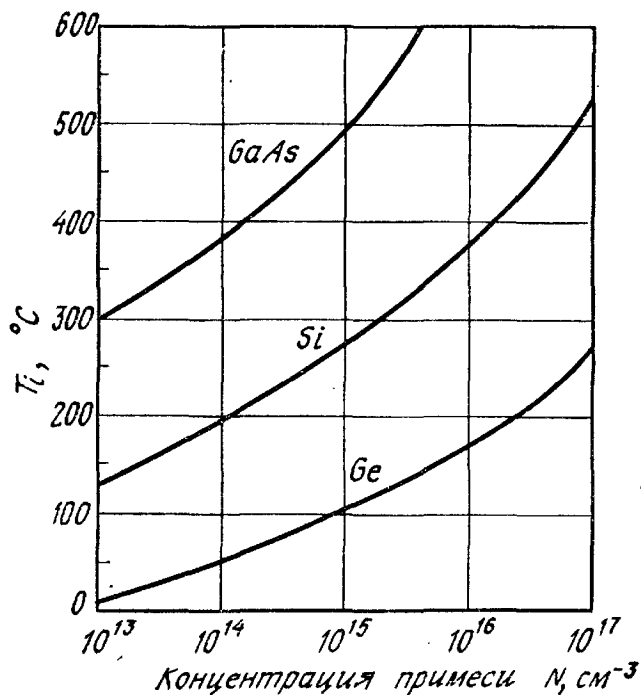
или

$$\begin{aligned} n_i &= \sqrt{N_C N_V} e^{-E_g/2kT} = \\ &= 4,9 \cdot 10^{15} \left( \frac{m_{de} m_{dh}}{m_0^2} \right)^{3/4} M_C^{1/2} T^{3/2} e^{-E_g/2kT}, \end{aligned} \quad (19a)$$

где  $E_g \equiv E_C - E_V$  — ширина запрещенной зоны,  $m_0$  — масса свободного электрона. Температурные зависимости собственной концентрации  $n_i$  в Ge, Si и GaAs [20, 23] приведены на рис. 11. Как и следовало ожидать, чем шире запрещенная зона, тем меньше собственная концентрация  $n_i$ .



Рис. 12. Зависимость собственной температуры  $T_i$  от степени легирования.



При комнатных температурах собственная концентрация носителей тока  $n_i$  довольно мала по сравнению с уровнями легирования, характерными для полупроводниковой технологии. Однако с повышением температуры  $n_i$  быстро увеличивается. Так, например, в кремнии собственная концентрация удваивается при повышении температуры на каждые  $11^\circ\text{C}$ . Следовательно, при достаточно высоких температурах термогенерация становится доминирующим процессом, определяющим концентрацию носителей тока. На рис. 12 приведены зависимости собственной температуры  $T_i$  от степени легирования<sup>1)</sup>. Ниже значения  $T_i$  концентрация основных носителей в полупроводнике сравнительно слабо зависит от температуры, а выше  $T_i$  концентрация носителей тока увеличивается с ростом температуры экспоненциально. Собственная температура  $T_i$  является довольно важным параметром. Как показано в следующих главах, она имеет непосредственное отношение к явлению шнурования тока и вторичному пробое в полупроводниковых приборах.

#### 1.4.2. Доноры и акцепторы

При легировании полупроводника донорными или акцепторными примесями вводятся примесные уровни. Донорный уровень определяется как нейтральный при заполнении электроном, и

<sup>1)</sup> Эта величина определяется как температура, при которой собственная концентрация носителей  $n_i$  сравнивается с концентрацией легирующей примеси. — Прим. перев.

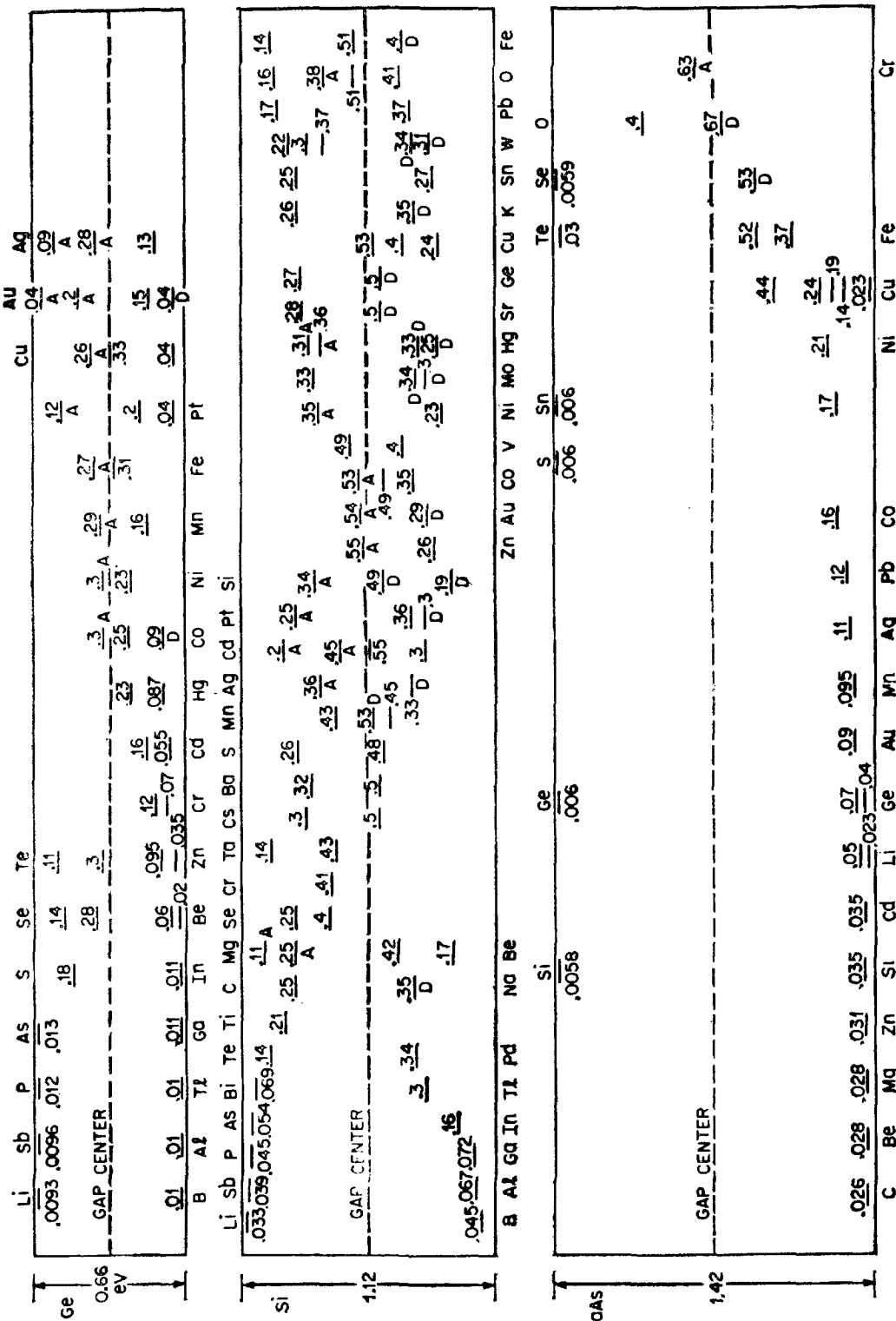


Рис. 13. Экспериментальные значения энергии ионизации различных примесных состояний в Ge, Si и GaAs. Энергия уровней, находящихся в нижней половине запрещенной зоны, отсчитана от края валентной зоны; все уровни акцепторные, за исключением донорных уровней, отмеченных буквой D. В верхней половине запрещенной зоны энергия уровней отсчитывается от дна зоны проводимости; все уровни донорные (за исключением акцепторных уровней, отмеченных буквой A [24, 27, 28]).

положительно заряженный в том случае, когда он пустой. Акцепторный уровень нейтрален в пустом состоянии и отрицательно заряжен при заполнении электроном.

Простейшей теоретической моделью примесных уровней в полупроводниках является водородоподобная модель. Энергия ионизации атома водорода равна

$$E_H = \frac{m_0 q^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} = 13,6 \text{ эВ}, \quad (20)$$

где  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума. Энергия ионизации донора  $E_d$  получается отсюда при замене  $m_0$  на эффективную массу электрона в зоне проводимости [5]:

$$m_{ce} = 3 \left( \frac{1}{m_1^*} + \frac{1}{m_2^*} + \frac{1}{m_3^*} \right)^{-1}, \quad (21)$$

а  $\epsilon_0$  на  $\epsilon_s$ , где  $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Это дает

$$E_d = \left( \frac{\epsilon_0}{\epsilon_s} \right)^2 \left( \frac{m_{ce}}{m_0} \right) E_H. \quad (22)$$

Рассчитанная по формуле (22) энергия ионизации донорного состояния в Ge, Si и GaAs равна 0,006, 0,025 и 0,007 эВ соответственно. Аналогичным образом водородоподобная модель используется для расчета энергии ионизации акцепторного уровня. При этом валентная зона с отсутствующим в ней электроном рассматривается как суперпозиция полностью заполненной валентной зоны и изображающей «дырки», двигающейся в центральном поле отрицательно заряженного акцепторного примесного атома. Рассчитанная таким образом энергия связи акцепторного уровня (отсчитывается вверх от потолка валентной зоны) равна 0,015 эВ для Ge, 0,05 эВ для Si и примерно 0,05 эВ для GaAs.

Упрощенная водородоподобная модель, конечно, не позволяет точно рассчитать энергию связи примесного состояния. В особенности это относится к глубоким уровням в полупроводниках [24—26]. Однако для мелких уровней, таких, как В, Р и Si, выражение (22) дает правильные по порядку величины значения энергии ионизации. На рис. 13 приведены экспериментальные значения энергий ионизации различных примесных атомов в Ge, Si и GaAs [24—28]. Отметим, что некоторые примеси дают в запрещенной зоне полупроводника несколько различных уровней. Так, например, золото в Ge дает три акцепторных уровня и один донорный [29].

### 1.4.3. Определение положения уровня Ферми

Из выражения (18) видно, что уровень Ферми в собственном полупроводнике лежит вблизи середины запрещенной зоны. Этот случай показан на рис. 14, а, где слева направо приведены упро-

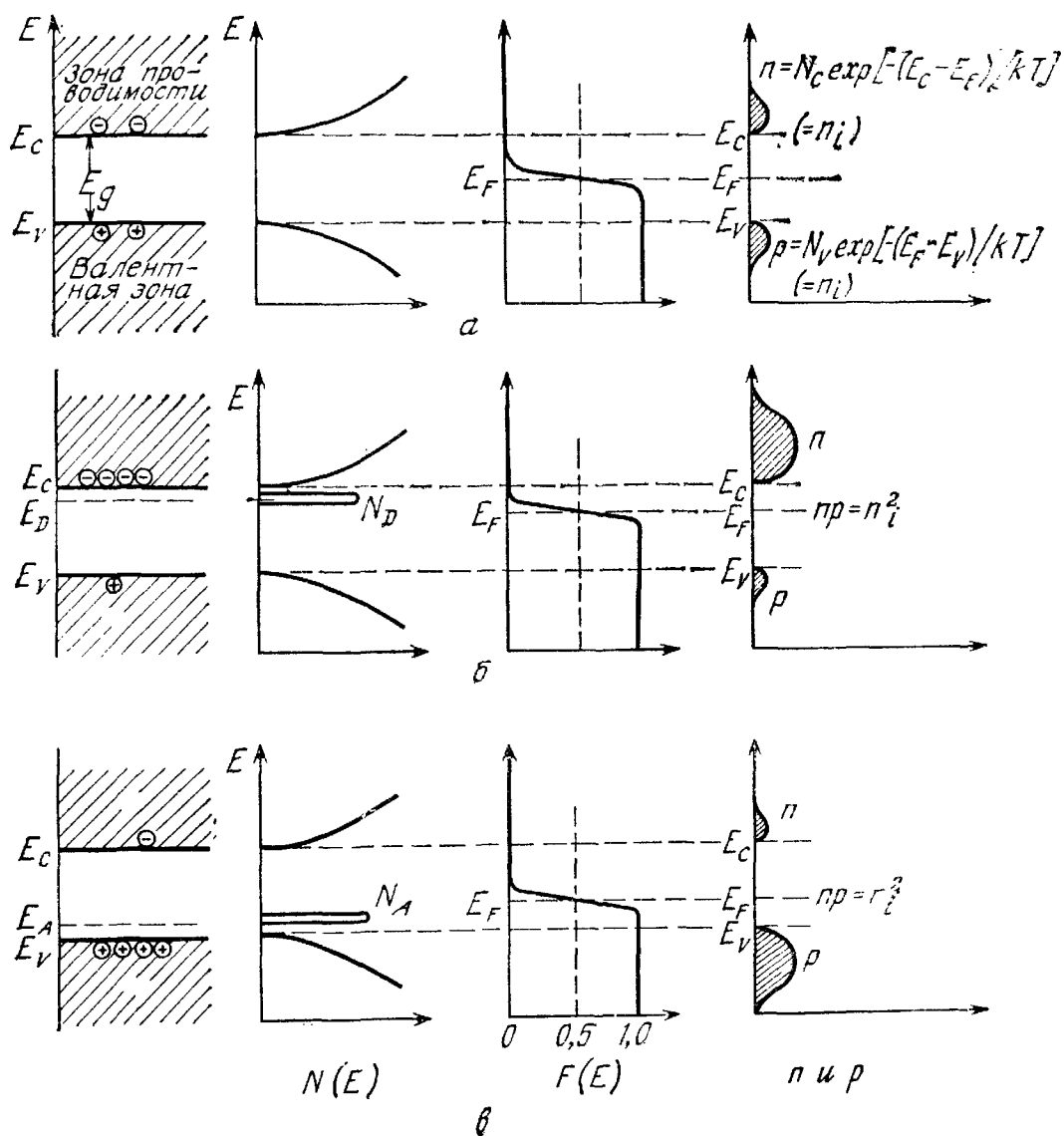


Рис. 14. Зонная диаграмма, плотность состояний, функция распределения Ферми — Дирака и концентрация носителей в собственном полупроводнике (а), в полупроводнике  $n$ -типа (б) и в полупроводнике  $p$ -типа (в).

щенная зонная схема, плотность состояний  $N(E)$ , функция распределения Ферми—Дирака  $F(E)$  и концентрации электронов и дырок (заштрихованные области). Поскольку в собственном полупроводнике концентрации электронов и дырок равны друг другу ( $n = p = n_i$ ), заштрихованные области на рис. 14, а в валентной зоне и зоне проводимости одинаковы.

В полупроводнике, содержащем примесные атомы, уровень Ферми смещается от середины запрещенной зоны настолько, насколько это необходимо, чтобы обеспечить выполнение условия электронейтральности образца (рис. 14, б и в). Рассмотрим сначала полупроводник, легированный донорной примесью с концентрацией  $N_D$  (см $^{-3}$ ) (рис. 14, б). Для сохранения электронейтраль-

ности концентрация всех отрицательных зарядов (электронов и ионизированных акцепторов) должна быть в точности равна концентрации положительных зарядов (дырок и ионизированных доноров). В рассматриваемом случае легирования донорной примесью ( $N_A = 0$ ) условие электронейтральности имеет вид

$$n = N_D^+ + p. \quad (23)$$

Здесь  $n$  — концентрация электронов в зоне проводимости,  $p$  — концентрация дырок в валентной зоне, а  $N_D^+$  — концентрация ионизированных доноров, равная [31]

$$N_D^+ = N_D \left[ 1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right)} \right], \quad (24)$$

где  $g$  — фактор вырождения донорного примесного уровня. Он равен двум, поскольку электрон на этом уровне может иметь одно из двух значений спина. Для полупроводниковых кристаллов, легированных акцепторной примесью, условие электронейтральности записывается аналогичным образом. Концентрация ионизированных акцепторов в этом случае равна

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + g_A \exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)}, \quad (25)$$

где  $g_A$  — фактор вырождения акцепторного состояния. В Ge, Si и GaAs  $g_A = 4$  из-за двукратного вырождения валентной зоны при  $k = 0$ .

Подставив в выражение (23) соответствующие выражения для концентраций, получим трансцендентное уравнение

$$N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) = N_D \frac{1}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_F - E_D}{kT}\right)} + N_V \exp\left(\frac{E_V - E_F}{kT}\right), \quad (26)$$

позволяющее при заданных  $N_C$ ,  $N_D$ ,  $N_V$ ,  $E_C$ ,  $E_D$ ,  $E_V$  и  $T$  однозначно определить положение уровня Ферми  $E_F$ . На рис. 15 показан изящный графический метод решения этого уравнения [31]. Для частного случая  $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 300 \text{ К}$  уровень Ферми расположен у края зоны проводимости ниже энергии связи донорного состояния, так что почти все донорные центры при этом оказываются ионизированными. Для определения положения уровня Ферми при другой температуре нужно сначала вычислить соответствующие значения  $N_C$  и  $N_V$  (пропорциональные  $T^{3/2}$ ), а затем, определив с помощью выражения (19) или по графикам рис. 11 величину  $n_i(T)$ , провести пересекающиеся прямые линии

$n(E_F)$  и  $p(E_F)$ . Пересечение первой из них с кривой  $p + N_D^+$  даёт положение уровня Ферми. При достаточно низких температурах уровень Ферми приближается и в конце концов пересекает донорный уровень (в полупроводнике  $n$ -типа). Для случая частичной компенсации, когда в полупроводнике кроме донорных содержится и некоторое число акцепторных примесей ( $N_A < N_D$ ),

при  $N_A \gg \frac{1}{2} N_C \exp(-E_d/kT)$

$$n \simeq \left( \frac{N_D - N_A}{2N_A} \right) N_C \exp(-E_d/kT), \quad (27)$$

где  $E_d \equiv E_G - E_D$  — глубина донорного уровня по отношению к краю зоны проводимости, и

$$n \simeq \frac{1}{\sqrt{2}} (N_D N_C)^{1/2} \exp(-E_d/2kT), \quad (28)$$

когда  $N_D \gg \frac{1}{2} N_C \exp(-E_d/kT) \gg N_A$  [5]. Типичная температурная зависимость концентрации электронов в зоне проводимости приведена на рис. 16. При высоких температурах здесь расположена область собственной проводимости, где  $n \approx p \gg N_D$ .

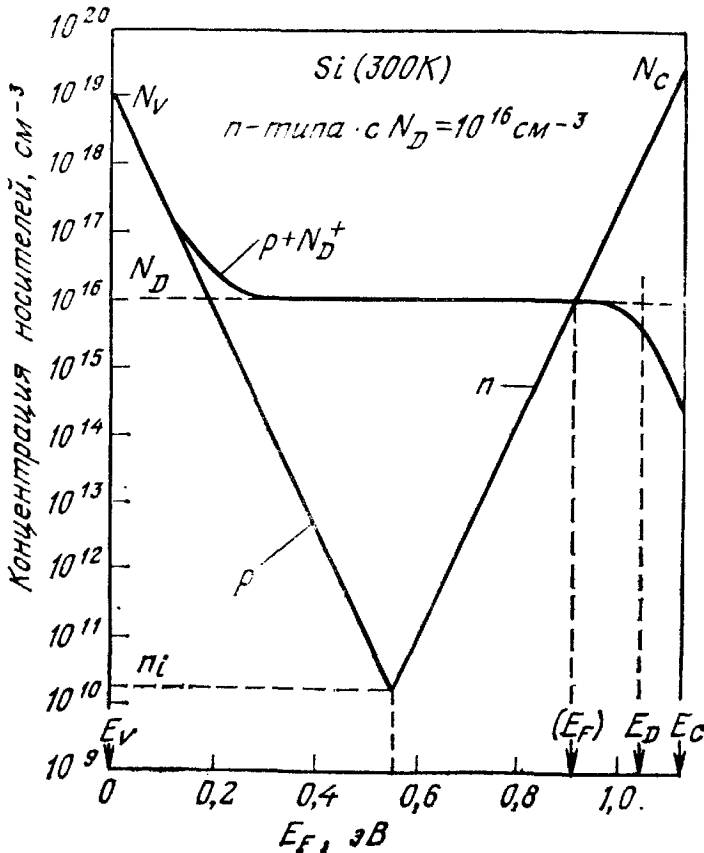


Рис. 15. Графический метод определения уровня Ферми [31].

Рис. 16. Температурная зависимость концентрации электронов в кремнии при концентрации доноров  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  [5].

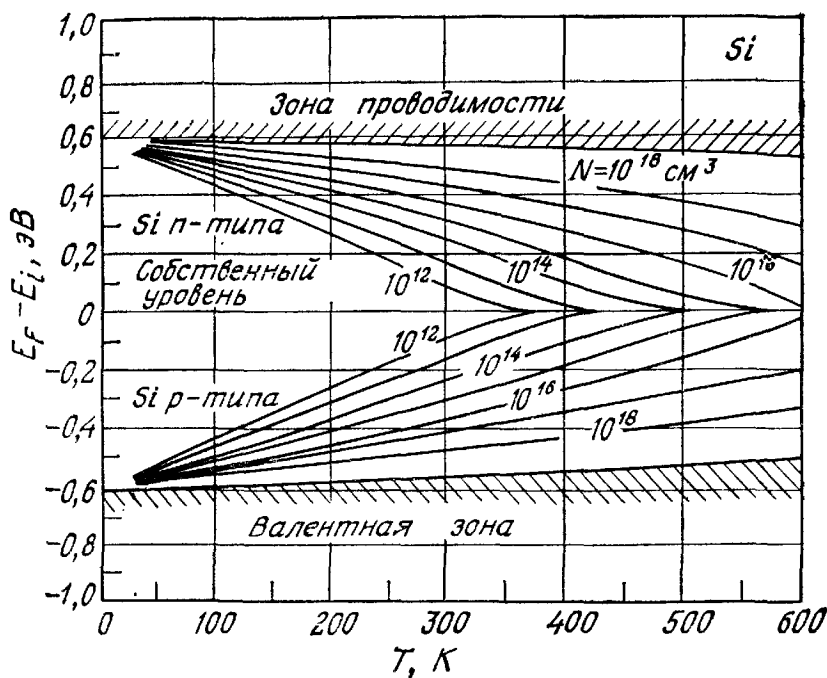
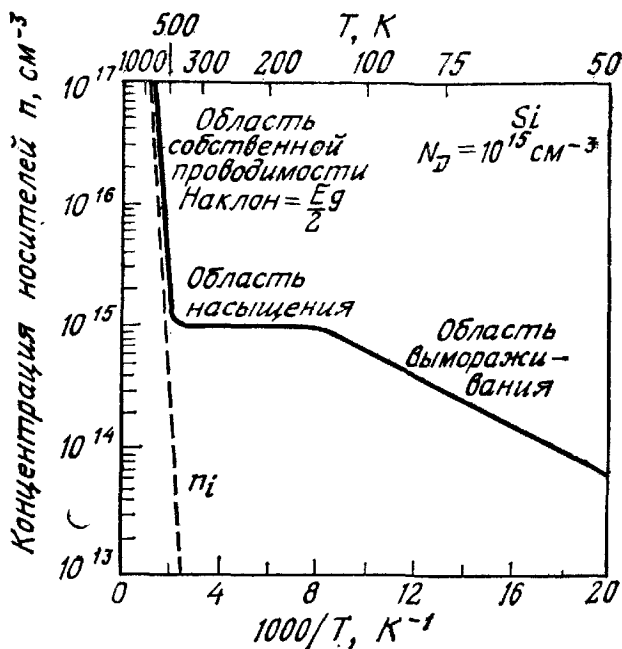


Рис. 17. Температурная зависимость положения уровня Ферми в кремниевых образцах с различным уровнем легирования, рассчитанная с учетом температурной зависимости ширины запрещенной зоны [32].

При очень низких температурах происходит вымораживание электронов на примеси. В зависимости от степени компенсации наклон кривой  $\ln n - \frac{1}{T}$  определяется выражением (27) или (28). В довольно широкой области промежуточных температур (на рис. 16 она простирается от  $\sim 100$  до  $500$  К) концентрация

электронов в зоне проводимости слабо зависит от температуры и равна  $\sim (N_D - N_A)$ . На рис. 17 приведены зависимости положения уровня Ферми от температуры при различных концентрациях легирующей примеси [32], рассчитанные с учетом температурной зависимости ширины запрещенной зоны (рис. 8).

Отметим, что и в легированных полупроводниках независимо от концентрации примесей произведение  $np$  по-прежнему определяется формулой (19) (закон действующих масс). При относительно высоких температурах почти все доноры и акцепторы в полупроводнике ионизированы, и условие электронейтральности можно с достаточной точностью записать в виде

$$n + N_A = p + N_D. \quad (29)$$

Комбинируя выражения (29) и (19), для равновесных концентраций электронов и дырок в полупроводнике  $n$ -типа получим

$$n_{n0} = \frac{1}{2} [(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2}] \approx N_D \quad (30)$$

и

$$p_{n0} = n_i^2/n_{n0} \simeq n_i^2/N_D, \quad (31)$$

если

$|N_D - N_A| \gg n_i$  и  $N_D \gg N_A$ . При этом

$$E_C - E_F = kT \ln \left( \frac{N_C}{N_D} \right). \quad (32)$$

Учитывая выражение (18), получим

$$E_F - E_i = kT \ln \left( \frac{n_{n0}}{n_i} \right). \quad (33)$$

Для концентрации дырок и электронов в полупроводнике  $p$ -типа выражения будут иметь вид

$$p_{p0} = \frac{1}{2} [(N_A - N_D) + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2}] \approx N_A \quad (34)$$

и

$$n_{p0} = n_i^2/p_{p0} \simeq n_i^2/N_A \quad (35)$$

при

$|N_A - N_D| \gg n_i$  и  $N_A \gg N_D$ ,

а

$$E_F - E_V = kT \ln \left( \frac{N_V}{N_A} \right), \quad (36)$$

или

$$E_i - E_F = kT \ln \left( \frac{p_{p0}}{n_i} \right). \quad (37)$$



В этих формулах индексы  $n$  и  $p$  обозначают тип проводимости полупроводника, а индекс 0 указывает, что речь идет о термодинамически равновесных концентрациях. В полупроводниках  $n$ -типа электроны называются основными носителями, поскольку их больше, чем дырок. Дырки называются здесь неосновными носителями. В дырочном полупроводнике основными носителями служат дырки, а неосновными — электроны.

## 1.5. ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА

### 1.5.1. Подвижность

При малых электрических полях дрейфовая скорость носителей  $v_d$  пропорциональна напряженности электрического поля  $\mathcal{E}$ :

$$v_d = \mu \mathcal{E}. \quad (38)$$

Коэффициент пропорциональности есть подвижность  $\mu$  [ $\text{см}^2 \times \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ]. В неполярных полупроводниках, таких, как Ge и Si, основными механизмами, определяющими подвижность носителей, являются рассеяние на акустических фоновых и рассеяние на ионизированных примесных атомах. Значения подвижности, определяемой рассеянием на акустических фоновых, задаются следующим выражением [33]:

$$\mu_l = \frac{V \sqrt{8\pi} q \hbar^4 C_{11}}{3 E_{ds} m^{*5/2} (kT)^{3/2}} \sim (m^*)^{-5/2} T^{-3/2}, \quad (39)$$

где  $C_{11}$  — средний продольный модуль упругости полупроводника,  $E_{ds}$  — смещение края зоны на единицу деформации кристаллической решетки,  $m^*$  — эффективная масса электрона проводимости. Согласно выражению (39), подвижность уменьшается с ростом температуры и при увеличении эффективной массы.

Подвижность, обусловленная рассеянием на ионизированных примесях, определяется выражением [34]

$$\begin{aligned} \mu_i &= \frac{64 \sqrt{\pi} \epsilon_s^2 (2kT)^{3/2}}{N_I q^3 m^{*1/2}} \left\{ \ln \left[ 1 + \left( \frac{12 \pi \epsilon_s kT}{q^2 N_I^{1/3}} \right)^2 \right] \right\}^{-1} \sim \\ &\sim (m^*)^{-1/2} N_I^{-1} T^{3/2}, \end{aligned} \quad (40)$$

где  $N_I$  — концентрация ионизированных примесей,  $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость. Видно, что в этом случае подвижность также уменьшается с ростом эффективной массы  $m^*$ , но с ростом температуры она увеличивается. Результирующая подвижность

$$\mu = \left( \frac{1}{\mu_l} + \frac{1}{\mu_i} \right)^{-1}. \quad (41)$$

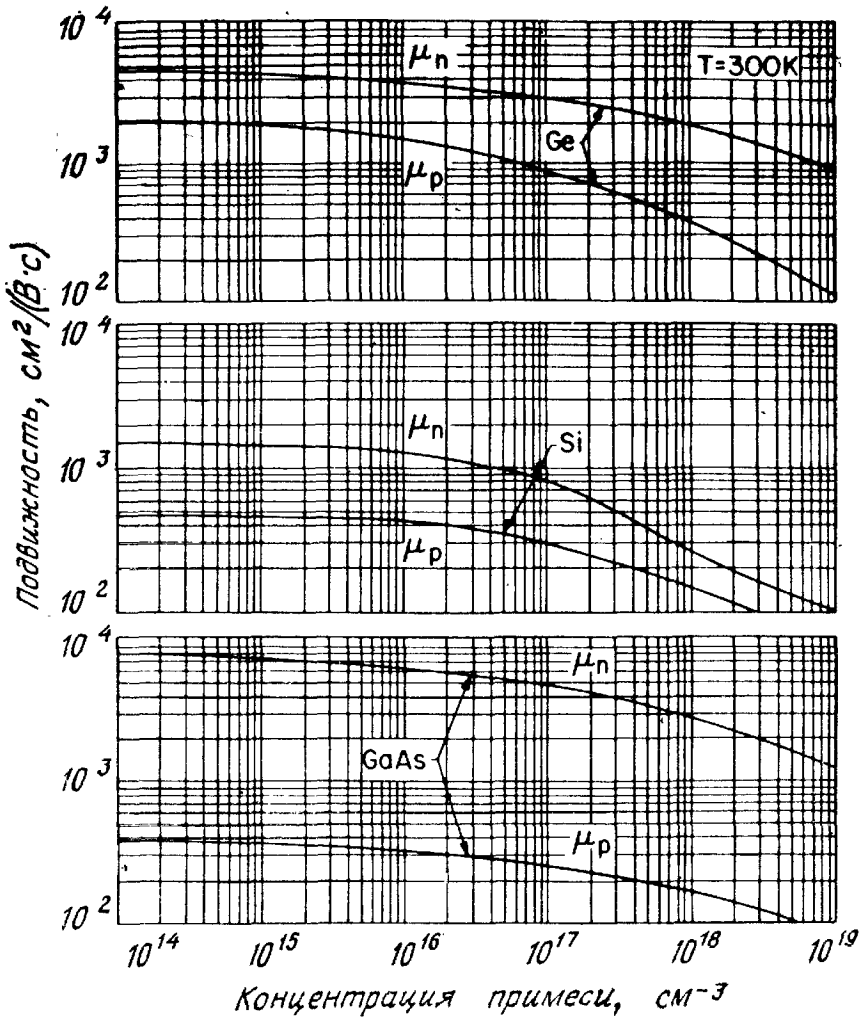


Рис. 18. Дрейфовая подвижность в Ge, Si и GaAs при  $T = 300 \text{ K}$  в зависимости от концентрации легирующей примеси [9, 36, 38].

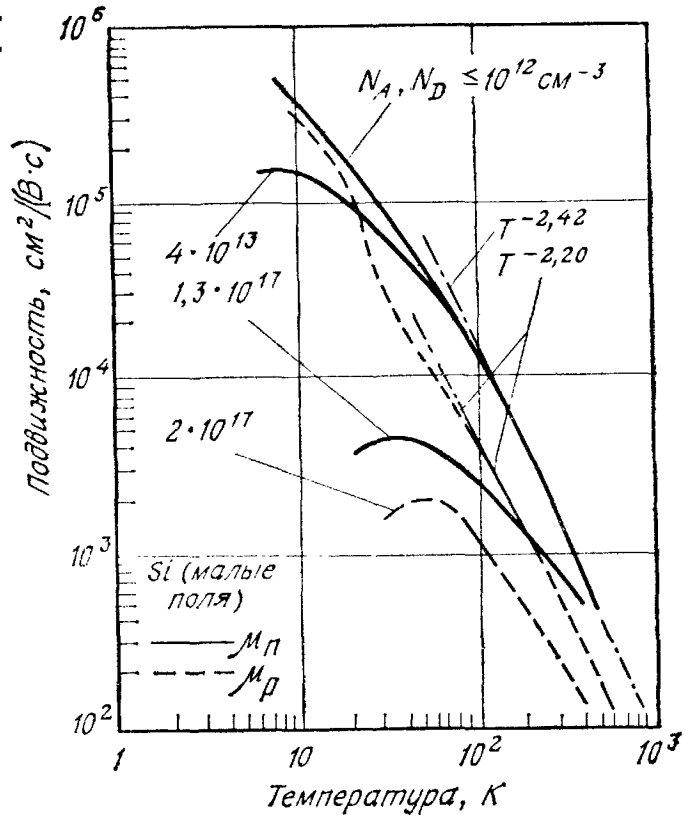
В полярных полупроводниках, таких, как GaAs, определяющую роль играет рассеяние на оптических фононах. В этом случае [35]

$$\mu \sim (m^*)^{-3/2} T^{1/2}. \quad (42)$$

Кроме названных выше механизмов, влияющих на подвижность носителей, следует отметить междолинное рассеяние, когда электрон при рассеянии переходит из одного энергетического минимума в другой (рис. 7), испуская или поглощая при этом соответствующий коротковолновый фотон.

На рис. 18 приведены экспериментальные зависимости подвижности в Ge, Si и GaAs при комнатной температуре от концентрации примеси [9, 36—38]. Видно, что с ростом концентрации примеси (при комнатной температуре большая часть примесных атомов ионизирована) подвижность уменьшается, что соответствует выражению (40). Поскольку при увеличении эффективной

Рис. 19. Температурная зависимость подвижности электронов и дырок в Si [37].



массы  $m^*$  подвижность уменьшается, в этих важнейших полупроводниковых материалах при той же концентрации примеси электронная подвижность больше дырочной (см. значения эффективных масс в приложении Д).

На рис. 19 приведены температурные зависимости подвижности в кремниевых образцах  $n$ - и  $p$ -типа с различной концентрацией примеси [37]. При малых концентрациях примесных атомов подвижность действительно уменьшается с ростом температуры, как это следует из выражения (39). Однако показатель степени экспериментальной зависимости отличается от теоретического значения  $-\frac{3}{2}$ , что, вероятно, обусловлено влиянием до-

полнительных механизмов рассеяния. В чистых материалах в области комнатных температур подвижность изменяется по закону  $T^{-1,66}$  и  $T^{-2,33}$  для  $n$ - и  $p$ -германия;  $T^{-2,42}$  и  $T^{-2,20}$  для  $n$ - и  $p$ -кремния;  $T^{-1,0}$  и  $T^{-2,1}$  для  $n$ - и  $p$ -GaAs соответственно.

Другим важным параметром, связанным с подвижностью, является коэффициент диффузии  $D_n$  ( $D_p$ ) электронов и дырок. Его величина связана с величиной подвижности обобщенным соотношением Эйнштейна [5]

$$D_n = 2 \left( \frac{kT}{q} \mu_n \right) F_{1/2} \left( \frac{E_F - E_C}{kT} \right) / F_{-1/2} \left( \frac{E_F - E_C}{kT} \right), \quad (43)$$

где  $F_{1/2}$  и  $F_{-1/2}$  — интегралы Ферми—Дирака. Это выражение можно записать в виде ряда [74]

$$D_n = \frac{\mu_n kT}{q} \left[ 1 + 0,35355 \left( \frac{n}{N_G} \right) - 9,9 \cdot 10^{-3} \left( \frac{n}{N_G} \right)^2 + 4,45 \cdot 10^{-4} \left( \frac{n}{N_G} \right)^3 + \dots \right], \quad (43a)$$

где  $n$  — концентрация электронов,  $N_G$  — плотность состояний в зоне проводимости. В большинстве практических ситуаций достаточно учесть лишь первое и второе слагаемые этого выражения. Аналогичные соотношения связывают коэффициент диффузии и подвижность дырок. В невырожденных полупроводниках, где  $n \ll N_G$  ( $p \ll N_V$ ), выражение (43a) переходит в обычное соотношение Эйнштейна

$$D_n = \left( \frac{kT}{q} \right) \mu_n. \quad (44)$$

Коэффициенты диффузии при комнатной температуре легко получить из приведенных на рис. 18 значений подвижности. Для этого их надо умножить на  $kT/q = 0,0259$  В ( $T = 300$  К). Выше мы говорили исключительно о дрейфовой подвижности [27]. В следующем разделе мы рассмотрим холловскую подвижность, которая несколько отличается от дрейфовой.

### 1.5.2. Удельное сопротивление и эффект Холла

Удельное сопротивление  $\rho$  определяется как коэффициент пропорциональности между напряженностью электрического поля и плотностью тока:

$$\mathcal{E} = \rho J. \quad (45)$$

Обратная величина называется проводимостью  $\sigma = 1/\rho$ , т. е.

$$J = \sigma \mathcal{E}. \quad (46)$$

С учетом обоих типов носителей тока

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(\mu_n n + \mu_p p)}. \quad (47)$$

В полупроводнике  $n$ -типа, где  $n \gg p$ ,

$$\rho \simeq \frac{1}{q\mu_n n} \quad (48)$$

или

$$\sigma \simeq q\mu_n n. \quad (48a)$$

Обычно для измерения удельного сопротивления используют четырехзондовый метод (рис. 20, вставка) [38, 39]. Через внешние

зонды пропускают малый измерительный ток от генератора тока, а внутренние зонды служат для измерения соответствующего падения напряжения. Для тонких образцов, толщина которых  $W$  много меньше их продольных размеров  $a$  и  $d$ , удельное сопротивление слоя определяется по формуле

$$R_s = \frac{V}{I} \cdot CF \quad [\text{Ом на квадрат}], \quad (49)$$

где  $CF$  — геометрический коэффициент (рис. 20). При этом  $\rho = R_s W$  [Ом·см]. (49а)

Для образцов, диаметр которых  $d$  много больше расстояния между зондами  $s$ , геометрический коэффициент  $CF = \pi/\ln 2 = 4,54$ .

На рис. 21 приведены экспериментальные зависимости удельного сопротивления от концентрации примеси (при  $T = 300$  К) в кремниевых образцах, легированных бором ( $p$ -типа) и фосфором ( $n$ -типа) [38]. Аналогичные зависимости для Ge, GaAs и GaP [28, 38, 40] показаны на рис. 22. С помощью этих графиков можно рассчитать концентрацию легирующей примеси по измеренным значениям удельного сопротивления. Отметим, что концентрация примесей может существенно отличаться от концентрации носи-

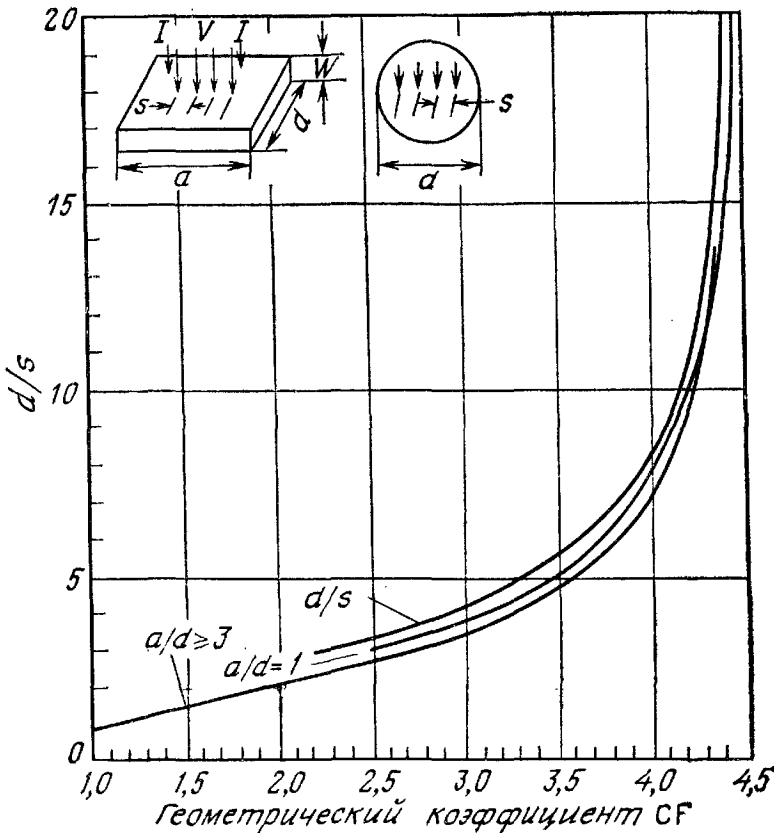


Рис. 20. Геометрический коэффициент для расчета удельного сопротивления по данным четырехзондового метода [38].

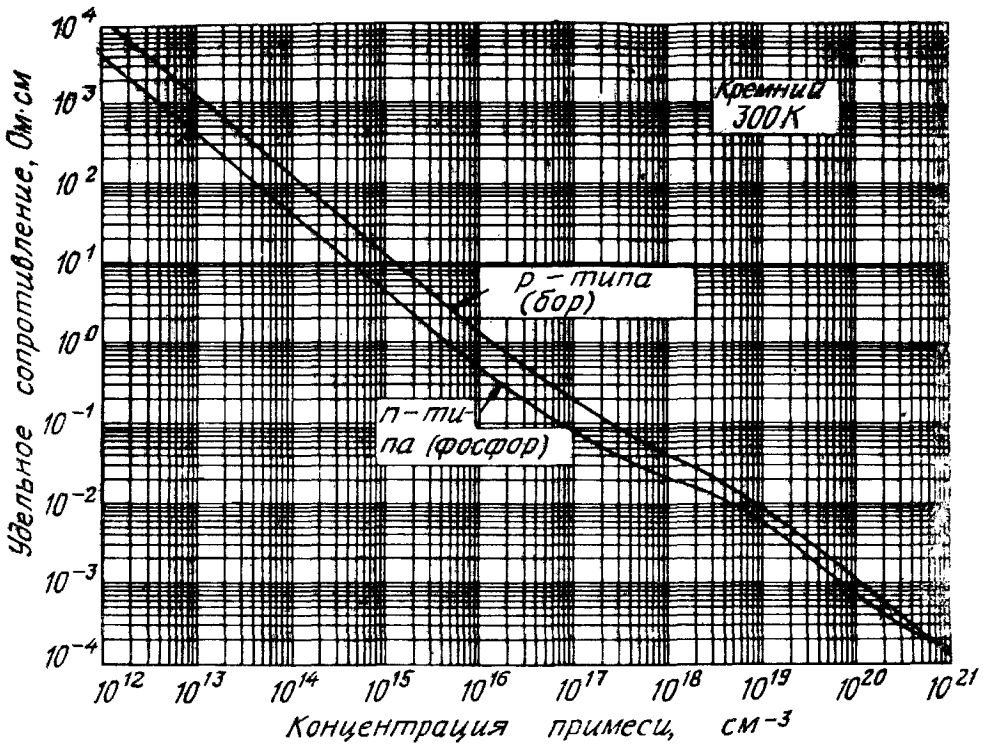


Рис. 21. Удельное сопротивление кремния при  $T = 300\text{ K}$  в зависимости от концентрации примесей [38].

телей тока. Так, например, в кремнии  $p$ -типа, легированного галлием с концентрацией  $10^{17}\text{ см}^{-3}$ , при комнатной температуре ионизировано всего лишь 77 % акцепторных атомов Ga, как это следует из формулы (25) и рис. 13 и 17. Другими словами, концентрация подвижных дырок при этом составляет  $7,7 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$ .

Для непосредственного определения концентрации носителей тока используют эффект Холла [41]. Принципиальная схема метода измерений иллюстрируется рис. 23 [42]. Внешнее поле  $\mathcal{E}_x$  приложено вдоль оси  $x$ . Перпендикулярно ему (вдоль оси  $z$ ) направлено магнитное поле  $\mathcal{B}_z$ , а с верхнего и нижнего контактов снимается так называемое холловское напряжение  $V_H$ . Для определенности будем считать образец дырочным ( $p$ -типа). Сила Лоренца  $qv \cdot \mathcal{B}_z$  отклоняет дырки к нижней поверхности образца, где они частично накапливаются, что приводит к возникновению вертикального электрического поля  $\mathcal{E}_y$  — холловского поля, которое компенсирует действие силы Лоренца на дырки и обеспечивает равенство нулю вертикального тока  $J_y$ . Холловское поле пропорционально плотности продольного тока  $J_x$  и напряженности магнитного поля  $\mathcal{B}_z$ . Его величину находят, измеряя холловское напряжение  $V_H$ :

$$\mathcal{E}_y = (V_H/W) = R_H J_x \mathcal{B}_z, \quad (50)$$

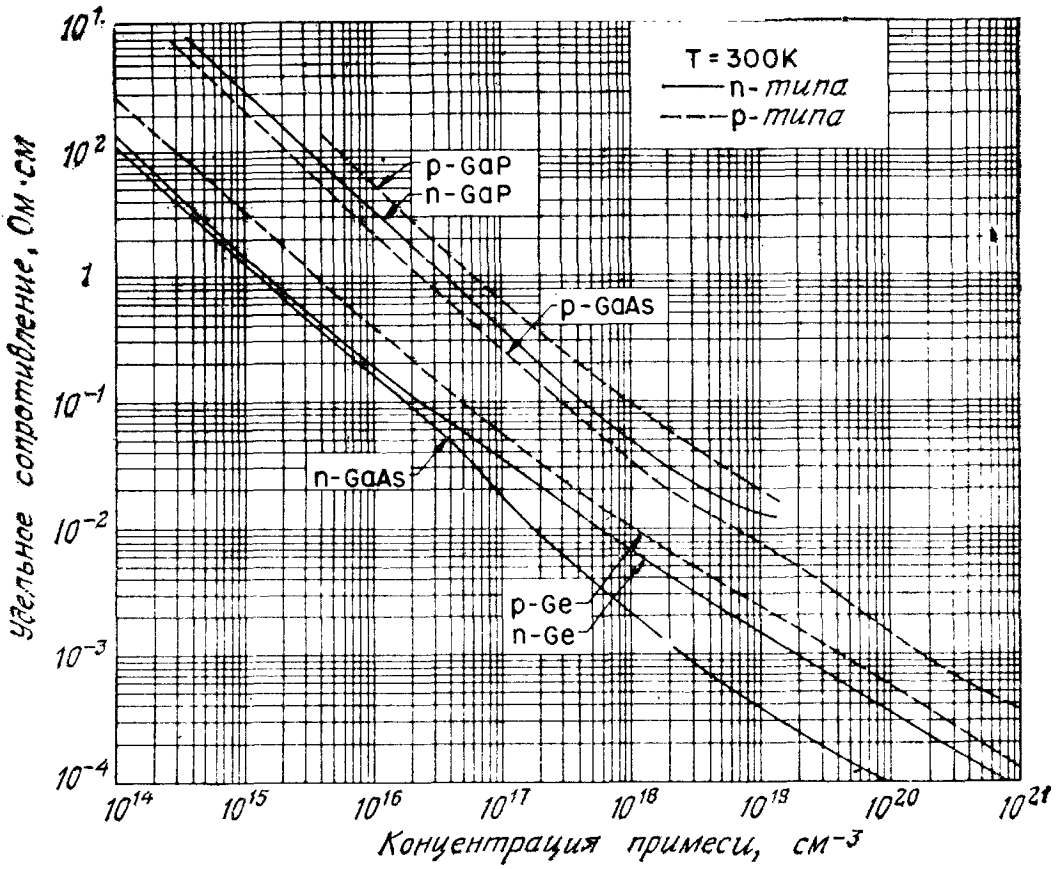


Рис. 22. Удельное сопротивление Ge, GaAs и GaP при  $T = 300\text{ K}$  в зависимости от концентрации примесей [28, 38].

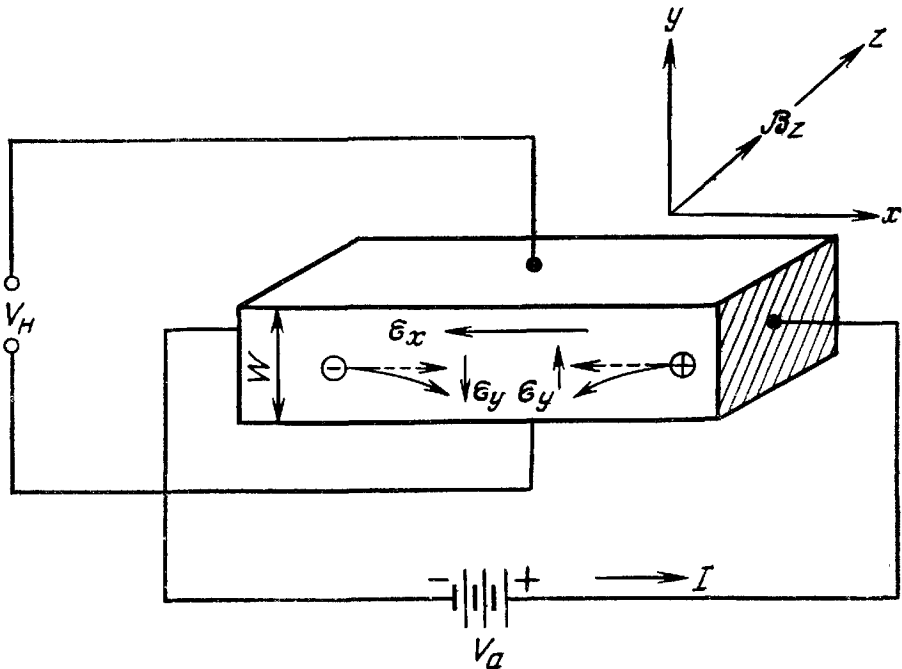


Рис. 23. Схема холловских измерений для определения концентрации.

где  $R_H$  — коэффициент Холла, определяемый выражениями [5]

$$R_H = r \frac{1}{q} \frac{p - b^2 n}{(p + bn)^2}, \quad b \equiv \mu_n / \mu_p, \quad (51)$$

$$r \equiv \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2. \quad (52)$$

Параметр  $\tau$  — среднее время свободного пробега носителей. Его величина зависит от энергии носителей  $E$ . В частности, в полупроводниках со сферическими изоэнергетическими поверхностями  $\tau \sim E^{-1/2}$  при рассеянии на фононах и  $\tau \sim E^{3/2}$  при рассеянии на ионизированных примесях. В общем случае можно считать, что  $\tau = aE^{-s}$ , где  $a$  и  $s$  — постоянные. При больцмановском распределении носителей по энергии (невырожденные полупроводники) среднее значение какой-либо степени  $\tau$  равно

$$\langle \tau^m \rangle = \int_0^\infty \tau^m E^{3/2} \exp(-E/kT) dE \bigg/ \int_0^\infty E^{3/2} \exp(-E/kT) dE. \quad (53)$$

Отсюда для  $\tau \sim E^{-s}$  легко получить

$$\langle \tau^2 \rangle = a^2 (kT)^{-2s} \Gamma\left(\frac{5}{2} - 2s\right) / \Gamma\left(\frac{5}{2}\right) \quad (54a)$$

и

$$\langle \tau \rangle^2 = \left[ a (kT)^{-s} \Gamma\left(\frac{5}{2} - s\right) / \Gamma\left(\frac{5}{2}\right) \right]^2, \quad (54b)$$

где  $\Gamma(n)$  — соответствующие гамма-функции:

$$\Gamma(n) \equiv \int_0^\infty x^{n-1} e^{-x} dx, \quad \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \sqrt{\pi}.$$

Для рассмотренных выше механизмов рассеяния ( $s = \frac{1}{2}$  и  $s = -\frac{3}{2}$ ) коэффициент  $r$  оказывается равным  $3\pi/8 = 1,18$  при рассеянии на фононах и  $315\pi/512 = 1,93$  при рассеянии на ионизированных примесях.

Холловская подвижность  $\mu_H$  определяется как произведение коэффициента Холла на проводимость:

$$\mu_H = |R_H \sigma|. \quad (55)$$

Ее следует отличать от дрейфовой подвижности  $\mu_n$  (или  $\mu_p$ ), которая определяется с помощью выражения (48a). Для полупроводников с ярко выраженным типом проводимости ( $n \gg p$  или  $p \gg n$ ) из выражения (51) получим соответственно

$$R_H = r \left( \frac{-1}{qn} \right) \text{ и } R_H = r \left( \frac{+1}{qp} \right). \quad (56a), (56b)$$



Следовательно, в этих случаях из холловских измерений можно непосредственно определить и тип проводимости (электроны или дырки), и концентрацию носителей.

До сих пор мы фактически предполагали, что приложенное магнитное поле мало и не оказывает заметного влияния на удельное сопротивление образца. Однако в достаточно сильных магнитных полях наблюдается существенное увеличение удельного сопротивления — так называемый магниторезистивный эффект. Для полупроводников со сферическими изоэнергетическими поверхностями относительное изменение удельного сопротивления в магнитном поле равно

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \left\{ \left[ \frac{\Gamma^2\left(\frac{5}{2}\right)\Gamma\left(\frac{5}{2}-3s\right)}{\Gamma^3\left(\frac{5}{2}-s\right)} \right] \left( \frac{\mu_n^2 n + \mu_p^2 p}{\mu_n n + \mu_p p} \right) - \left[ \frac{\Gamma\left(\frac{5}{2}\right)\Gamma\left(\frac{5}{2}-2s\right)}{\Gamma^2\left(\frac{5}{2}-s\right)} \right]^2 \left( \frac{\mu_n^2 n - \mu_p^2 p}{\mu_n n - \mu_p p} \right)^2 \right\} \mathcal{B}_z^2, \quad (57)$$

где  $\rho_0$  — удельное сопротивление в отсутствие магнитного поля. Это отношение пропорционально квадрату компоненты магнитного поля, направленной перпендикулярно току. При  $n \gg p$  имеем  $(\Delta\rho/\rho_0) \sim \mu_n^2 \mathcal{B}_z^2$ . Аналогичное соотношение получается и для полупроводника  $p$ -типа.

### 1.5.3. Рекомбинационные процессы

Каждый раз, когда физическая система выходит из термодинамического равновесия (т. е. когда  $pn \neq n_i^2$ ), начинают проявляться кинетические процессы, посредством которых система стремится к восстановлению равновесия (т. е.  $pn = n_i^2$ ). На рис. 24 схематически показаны основные генерационно-рекомбинационные процессы, ответственные за восстановление равновесных концентраций носителей тока. Рис. 24, а иллюстрирует рекомбинацию зона—зона, когда электрон непосредственно рекомбинирует с дыркой. Закон сохранения энергии при этом обеспечивается либо за счет испускания соответствующего светового кванта (излучательная рекомбинация), либо избыточная энергия отдается другому свободному электрону или дырке (оже-рекомбинация). Последний процесс является обратным по отношению к процессу ударной ионизации, а первый — к процессу оптического возбуждения электронно-дырочных пар, особенно существенному в прямозонных полупроводниках типа  $A^{III}B^V$ .

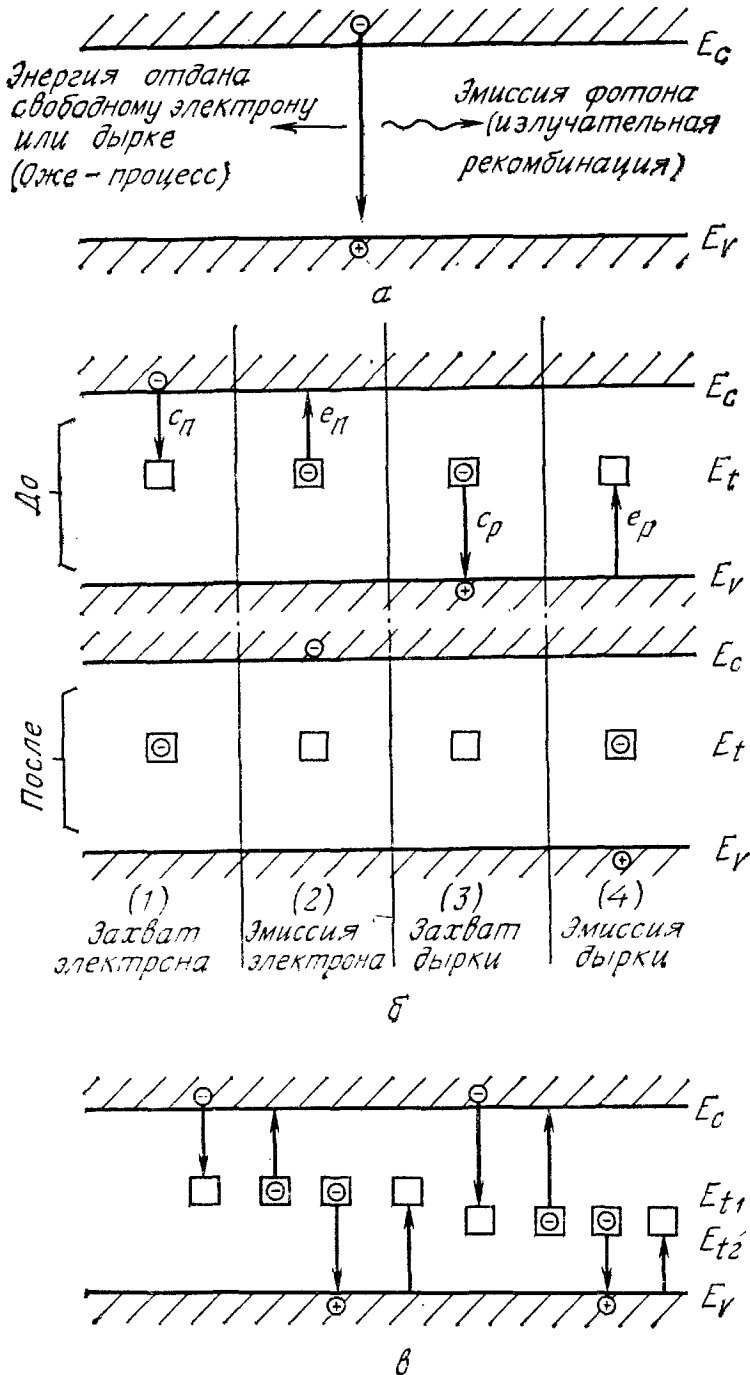


Рис. 24. Основные рекомбинационные процессы.

*а* — рекомбинация зона — зона (излучательная или зона Оже); *б* — рекомбинация через моноэнергетический уровень; *в* — рекомбинация с участием двух уровней [43].

На рис. 24, *б* показана рекомбинация через дискретный энергетический уровень, расположенный в запрещенной зоне полупроводника, а на рис. 24, *в* — рекомбинация с участием двух таких дискретных уровней. При рекомбинации через дискретный уровень на это состояние захватывается электрон, а затем дырка. Кроме того, при расчете результирующего темпа такой рекомби-

нации  $U$  ( $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ) необходимо принять во внимание и обратные процессы эмиссии электрона и дырки с уровня в зоны. Согласно теории Шокли—Рида—Холла [43—45],

$$U = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} (pn - n_i^2) N_t}{\sigma_n \left[ n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] + \sigma_p \left[ p + n_i \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right]}, \quad (58)$$

где  $\sigma_p$  и  $\sigma_n$  — сечения захвата электрона и дырки;  $v_{th}$  — тепловая скорость носителей, равная  $\sqrt{3kT/m^*}$ ;  $N_t$  — концентрация ловушек;  $E_t$  — уровень ловушек;  $n_i$  — собственная концентрация носителей;  $E_i$  — собственный уровень Ферми. Очевидно, что при тепловом равновесии  $pn = n_i^2$  и  $U = 0$ . Полагая для простоты  $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$ , вместо выражения (58) будем иметь

$$U = \sigma v_{th} N_t \frac{pn - n_i^2}{n + p + 2n_i \operatorname{ch}\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)}. \quad (59)$$

Из этого выражения видно, что темп рекомбинации максимален в том случае, когда рекомбинационный уровень расположен вблизи середины запрещенной зоны ( $E_t \approx E_i$ ). Именно такие ловушки будут наиболее эффективными рекомбинационными центрами.

При малых уровнях инжекции, т. е. когда концентрация инжектированных носителей ( $\Delta n = \Delta p$ ) много меньше концентрации основных носителей, рекомбинационный процесс можно описывать приближенным выражением

$$U = \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}, \quad (60)$$

где  $p_{n0}$  — равновесная концентрация неосновных носителей,  $p_n = p_{n0} + \Delta p$ ,  $\tau_p$  — время жизни неосновных носителей. В случае полупроводника  $n$ -типа, где  $n \approx n_{n0} \gg n_i$  и  $p_n$ , разлагая выражение (58) по  $\Delta p/n$ , получим

$$U = \sigma_p v_{th} N_t (p_n - p_{n0}). \quad (61)$$

Следовательно, время жизни неосновных носителей (дырок) в полупроводнике  $n$ -типа

$$\theta_p = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_t}. \quad (62)$$

Аналогично в полупроводнике  $p$ -типа время жизни электронов

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_t}. \quad (63)$$

На многоуровневых ловушках рекомбинационный процесс в общем случае происходит аналогично. Конечно, имеются определенные количественные различия, особенно при высоких уровнях инжекции (когда величина  $\Delta n = \Delta p$  — порядка концентрации основных носителей), когда результирующее время жизни асимптотически стремится к среднему по всем (положительно заряженным, отрицательно заряженным и нейтральным) уровням ловушки.

Справедливость соотношений (62) и (63) проверена экспериментально при диффузионном введении в материал дополнительных примесей с энергией уровня вблизи середины запрещенной зоны (рис. 13). Согласно изложенному выше, такие примеси являются эффективными рекомбинационными центрами. Типичным примером служит золото в кремнии [29], где время жизни неосновных носителей уменьшалось обратно пропорционально концентрации введенного золота от  $2 \cdot 10^{-7}$  до  $2 \cdot 10^{-10}$  с при увеличении концентрации от  $10^{14}$  до  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Этот эффект используется при изготовлении некоторых быстродействующих переключателей, где необходимы малые времена жизни. В качестве другого способа уменьшения времени жизни неосновных носителей используется облучение полупроводников частицами высоких энергий, которое вызывает смещение атомов из их равновесных положений в решетке и создает другие дефекты кристаллической структуры полупроводника. При этом образуются глубокие уровни в запрещенной зоне полупроводника. Так, например, при электронном облучении кремния возникают акцепторные уровни с энергией 0,4 эВ выше потолка валентной зоны и донорные уровни, лежащие на 0,36 эВ ниже края зоны проводимости [18]. При облучении нейтронами в Si возникает акцепторный уровень 0,56 эВ, а облучение дейтерием дает промежуточное состояние с энергией 0,25 эВ над краем валентной зоны. Аналогичные результаты получаются при радиационных воздействиях на Ge, GaAs и другие полупроводники. Отметим, что в отличие от рекомбинационных центров, введенных в полупроводник диффузией, радиационные рекомбинационные центры отжигаются при сравнительно низких температурах.

Для экспериментального определения времени жизни неосновных носителей обычно используют измерения фотопроводимости (ФП) [46], или фотоэлектромагнитный эффект (ФЭМ) [47]. Плотность добавочного фототока  $J_{\text{ФП}}$ , возникающего при освещении полупроводника, равна

$$J_{\text{ФП}} = q(\mu_n + \mu_p)\Delta n\mathcal{E}, \quad (64)$$

где  $\mathcal{E}$  — продольное электрическое поле, приложенное к образцу;  $\Delta n$  — концентрация фотовозбужденных носителей, равная произведению темпа оптической генерации электронно-дырочных

пар  $G$  на время жизни  $\tau$  ( $\Delta n = G\tau$ ). Таким образом, время жизни носителей можно определить с помощью соотношения

$$\tau = \frac{\Delta n}{G} = \frac{J_{\text{ФП}}}{G\mathcal{E}q(\mu_n + \mu_p)} \sim J_{\text{ФП}}. \quad (65)$$

Экспериментальная схема, используемая при определении  $\tau$  по фотопроводимости, рассмотрена в разд. 1.7. При фотоэлектромагнитном эффекте измеряют ток короткого замыкания, который появляется в освещенном образце, помещенном в магнитное поле, направленное перпендикулярно направлению падения возбуждающего света:

$$J_{\text{ФЭМ}} = q(\mu_n + \mu_p) \mathcal{B}_z \frac{D}{L} (\tau G), \quad (66)$$

где  $L \equiv \sqrt{D\tau}$  — диффузионная длина. Отсюда для времени жизни получим

$$\tau = \left[ \frac{J_{\text{ФЭМ}}}{\mathcal{B}_z \sqrt{DG}q(\mu_n + \mu_p)} \right]^2 \sim (J_{\text{ФЭМ}}/\mathcal{B}_z)^2. \quad (67)$$

## 1.6. ФОНОННЫЕ СПЕКТРЫ. ОПТИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ. ПОВЕДЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПРИ СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В предыдущих разделах мы рассматривали процессы переноса электронов и дырок в слабых и умеренно сильных электрических полях. В этом разделе мы кратко обсудим некоторые другие эффекты и свойства полупроводников, важные для работы полупроводниковых приборов.

### 1.6.1. Фононные спектры

Хорошо известно, что в одномерной цепочке, состоящей из перемежающихся атомов двух разных типов (с отличающимися массами  $m_1$  и  $m_2$ ), существуют две ветви колебаний, частоты которых (при учете лишь взаимодействия между ближайшими соседями) равны [3]

$$\nu_{\pm} = \left[ \alpha_f \left( \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \pm \alpha_f \sqrt{\left( \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)^2 - \frac{4 \sin(qa)}{m_1 m_2}} \right]^{1/2}, \quad (68)$$

где  $\alpha_f$  — силовая константа,  $a$  — расстояние между ближайшими атомами в цепочке,  $q$  — волновое число. При  $q \rightarrow 0$  частота  $\nu_-$  пропорциональна  $q$ . Это акустическая ветвь спектра, поскольку

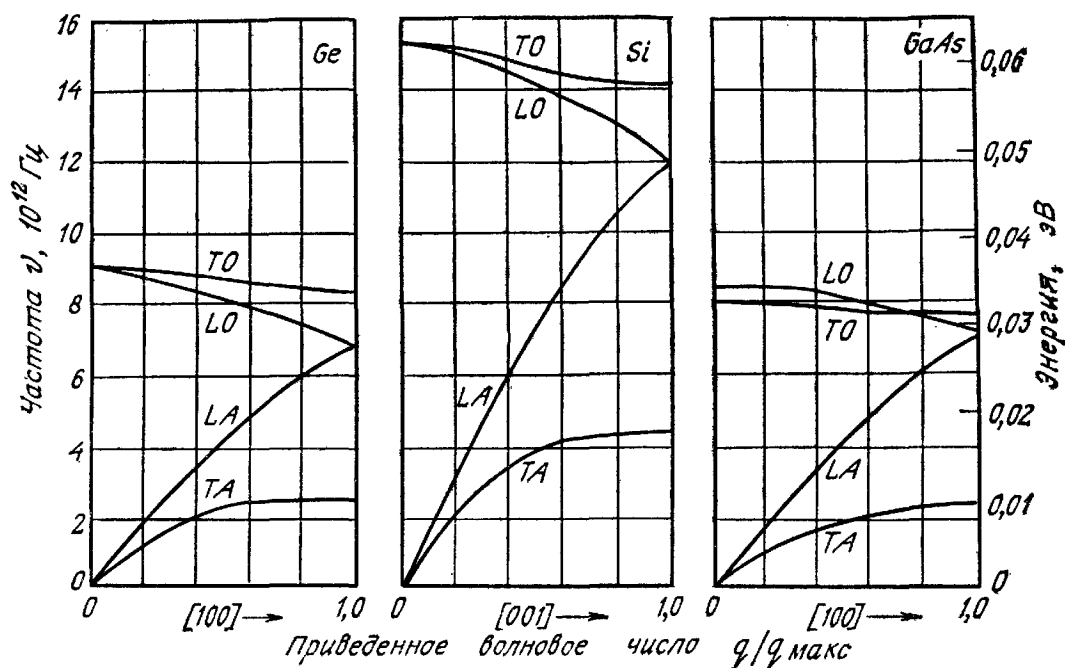


Рис. 25. Экспериментальные фоновые спектры Ge, Si и GaAs [48—50].

дисперсия ее длинноволнового участка совпадает с законом дисперсии звука, распространяющегося в среде. В свою очередь частота

$$\nu_+ \rightarrow \left[ 2\alpha_f \left( \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \right]^{1/2}$$

при  $q \rightarrow 0$ . Эту ветвь колебаний, существенно отличающуюся от акустической, называют оптической, поскольку соответствующие частоты обычно лежат в оптическом диапазоне. Отметим, что в акустической моде атомы обеих подрешеток с отличающимися массами двигаются при колебаниях в одном направлении, в то время как в оптической моде подрешетки смещаются в противоположных направлениях.

В трехмерных решетках с одним атомом на элементарную ячейку, таких, как простая кубическая, объемно-центрированная и гранецентрированная кубические решетки, существуют лишь три акустические моды колебаний. В трехмерных решетках с двумя атомами на элементарную ячейку таких, как решетки Ge, Si и GaAs, имеются три акустические и три оптические моды. В продольно поляризованных модах атомы смещаются в направлении, параллельном волновому вектору, а в поперечно-поляризованных модах — перпендикулярно ему. Имеются одна продольная акустическая (LA) и одна продольная оптическая (LO) моды и соответственно две поперечные акустические (TA) и две поперечные оптические (TO) моды.

На рис. 25 приведены экспериментальные фоновые спектры Ge, Si и GaAs [48—50]. Отметим, что при малых значениях  $q$

частоты LA- и TA-колебаний пропорциональны волновому числу  $q$ . Фононная энергия, соответствующая пику первого порядка рамановского рассеяния света, представляет собой энергию продольного оптического фонона при  $q = 0$ . Она равна 0,037 эВ в Ge, 0,063 эВ в Si, 0,035 эВ в GaAs. Эти значения вместе с другими важнейшими параметрами Ge, Si и GaAs приведены в приложении Е.

### 1.6.2. Оптические свойства полупроводников

Оптические измерения являются одним из основных методов определения зонной структуры полупроводников. Световые кванты вызывают электронные переходы между различными зонами. Это явление называется межзонным (фундаментальным) поглощением света, и оно используется для определения ширины запрещенной зоны материала. Кроме того, фотоны могут поглощаться, возбуждая электроны в состояния с более высокой энергией в пределах той же энергетической зоны. Это явление называется поглощением на свободных носителях. Оптические измерения используются также для определения фононных спектров кристалла.

Обычно измеряют коэффициент пропускания  $T$  и коэффициент отражения света  $R$ , которые для случая нормального падения равны

$$T = \frac{(1 - R^2) \exp(-4\pi x k / \lambda)}{1 - R^2 \exp(-8\pi x k / \lambda)}, \quad (69)$$

$$R = \frac{(1 - \bar{n})^2 + k^2}{(1 + \bar{n})^2 + k^2}, \quad (70)$$

где  $\lambda$  — длина волны света,  $n$  — показатель преломления,  $k$  — коэффициент экстинкции,  $x$  — толщина образца. Коэффициент поглощения света на единице длины

$$\alpha \equiv \frac{4\pi k}{\lambda}. \quad (71)$$

Анализируя зависимости коэффициентов  $T$  и  $R$  от длины волны при нормальном падении света или любого из них при нескольких различных углах падения, можно определить и показатель преломления  $\bar{n}$ , и коэффициент поглощения  $\alpha$ , что позволяет затем рассчитать характерные энергии электронных оптических переходов.

Вблизи края фундаментального поглощения [5]

$$\alpha \sim (h\nu - E_g)^\gamma, \quad (72)$$

где  $h\nu$  — энергия фотона,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\gamma$  — показатель степени. Теоретически (в одноэлектронном приближении)  $\gamma = \frac{1}{2}$  для разрешенных прямых переходов и  $\gamma = \frac{3}{2}$

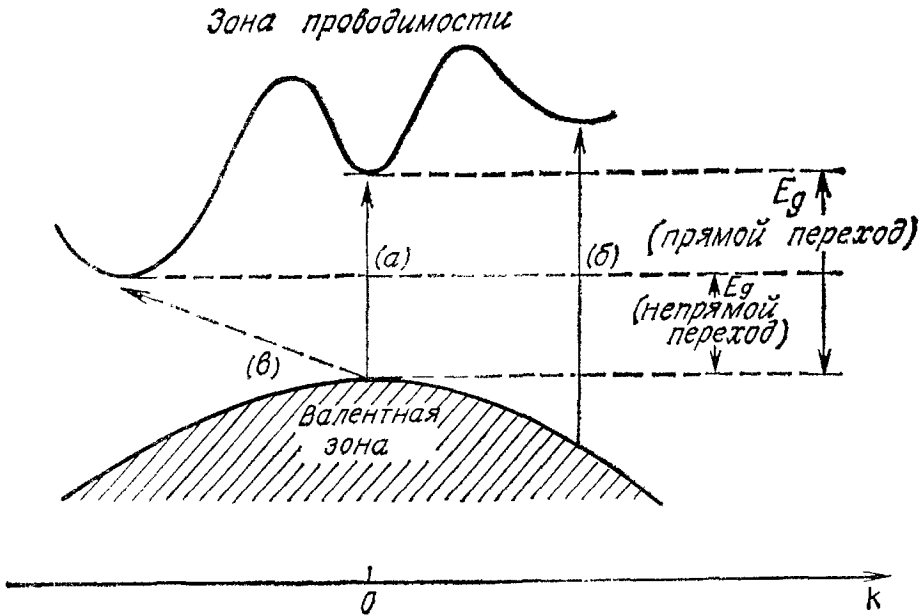


Рис. 26. Оптические переходы.

для запрещенных прямых переходов (случаи (а) и (б) на рис. 26, когда экстремумы соответствующих зон расположены при одном и том же значении волнового вектора  $k_{\max} = k_{\min}$ ). Для непрямых переходов (случай (в) на рис. 26), которые происходят с участием фононов,  $\gamma = 2$ . Кроме того, в случае непрямых переходов в экситонное состояние  $\gamma = \frac{1}{2}$ . Экситон — это связанное состояние электрона и дырки с энергией, чуть меньшей ширины запрещенной зоны. Такая связанная электронно-дырочная пара может перемещаться по кристаллу как одно целое.

Вблизи края поглощения, когда значения разности  $h\nu - E_g$  сравнимы с энергией связи экситона, при расчете  $\alpha$  нужно учитывать кулоновское взаимодействие между генерированными электроном и дыркой. В этой области частот ( $h\nu \approx E_g$ ) край поглощения с образованием свободных электрона и дырки непрерывно сливается с размытыми линиями поглощения, которые соответствуют рождению экситонов в высоковозбужденных состояниях. При высоких частотах ( $h\nu \gg E_g$ ) в процессах оптического поглощения участвуют более высокие энергетические зоны полупроводника с более сложной зонной структурой, что отражается на форме зависимости  $\alpha(h\nu)$ .

На рис. 27 приведены экспериментальные зависимости коэффициента поглощения  $\alpha$  от энергии фотонов в Ge, Si и GaAs вблизи и выше края фундаментального поглощения [51—54]. Наблюдаемое смещение кривых поглощения в сторону высоких энергий при понижении температуры обычно связывают с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны (рис. 8).



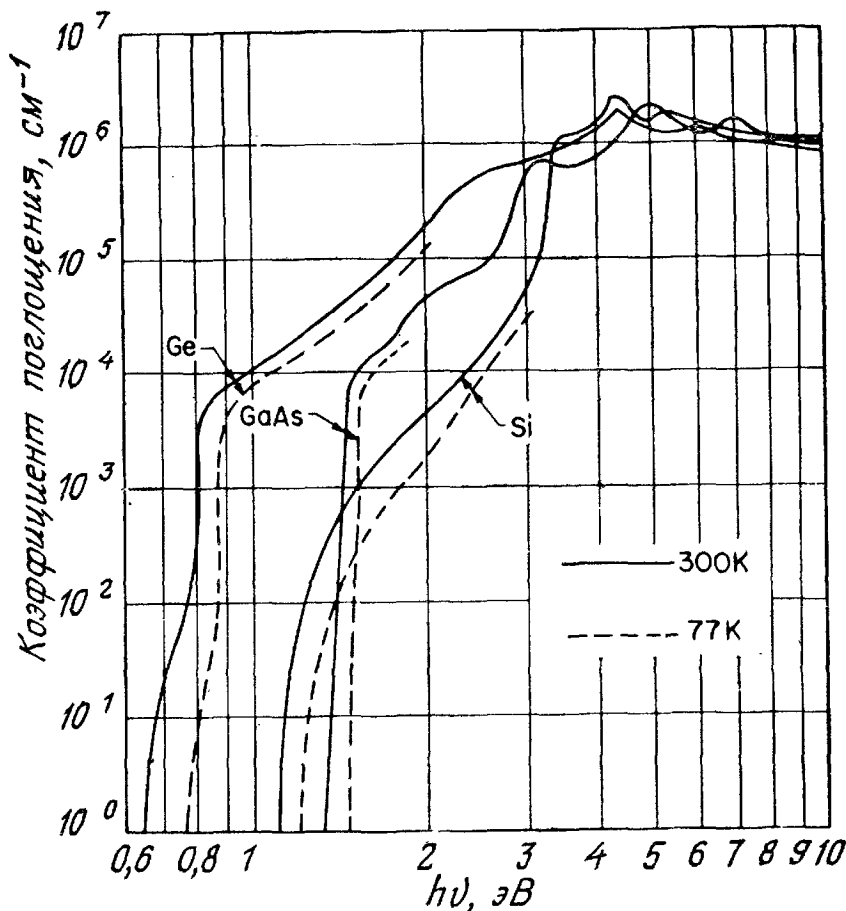


Рис. 27. Экспериментальные спектры оптического поглощения в чистых кристаллах Ge, Si и GaAs [51—54].

### 1.6.3. Тепловые свойства полупроводников

Если в полупроводнике наряду с электрическим полем имеется градиент температуры, то полная плотность тока (в одномерном случае) определяется выражением [5]

$$J = \sigma \left( \frac{1}{q} \frac{\partial E_F}{\partial x} - \mathcal{P} \frac{\partial T}{\partial x} \right), \tag{73}$$

где  $\sigma$  — проводимость,  $E_F$  — энергия Ферми (электрохимический потенциал),  $\mathcal{P}$  — дифференциальная термо-э. д. с. Для невырожденных полупроводников при степенной зависимости среднего времени свободного пробега от энергии  $\tau \sim E^{-s}$  термо-э. д. с. равна

$$\mathcal{P} = - \frac{k}{q} \left\{ \frac{\left[ \frac{5}{2} - s + \ln(N_C/n) \right] n\mu_n - \left[ \frac{5}{2} - s - \ln(N_V/p) \right] p\mu_p}{n\mu_n + p\mu_p} \right\}, \tag{74}$$

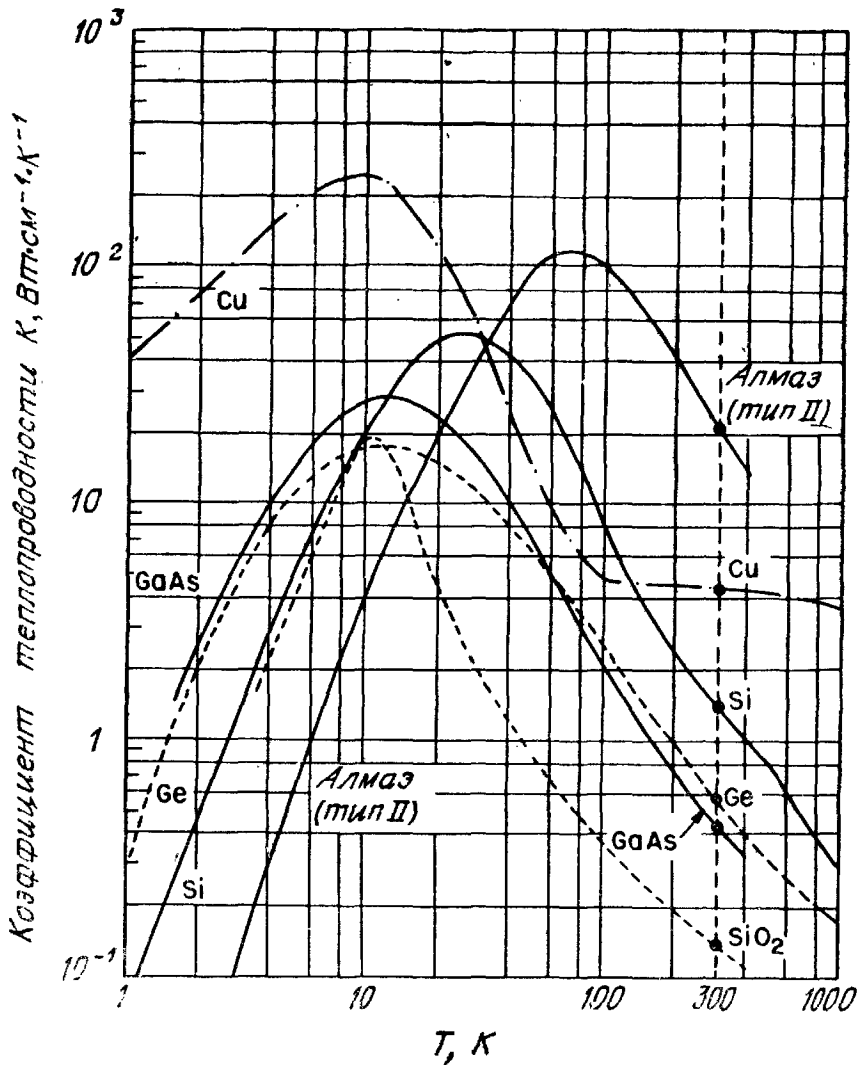


Рис. 28. Экспериментальные температурные зависимости коэффициента теплопроводности в чистых Ge, Si, GaAs, Cu, SiO<sub>2</sub> и алмазе [тип II] [55–57].

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $N_C$  и  $N_V$  — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно. Отсюда следует, что в полупроводниках  $n$ -типа термо-э. д. с. отрицательна, а в полупроводниках  $p$ -типа термо-э. д. с. положительна. Этот результат часто используют для определения типа проводимости полупроводниковых образцов. Измерения термо-э. д. с. также можно использовать для определения положения уровня Ферми относительно краев разрешенных зон. При комнатных температурах в кремнии  $p$ -типа термо-э. д. с. увеличивается с ростом удельного сопротивления (от  $1 \text{ мВ} \cdot \text{К}^{-1}$  в образце с  $\rho = 0,1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  до  $1,7 \text{ мВ} \cdot \text{К}^{-1}$  в образце с  $\rho = 100 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ). Аналогичные результаты (с точностью до знака  $\mathcal{P}$ ) получаются в кремниевых образцах с проводимостью  $n$ -типа.

Другим важным параметром, характеризующим тепловые свойства полупроводников, является коэффициент теплопроводности  $\kappa$

$$\kappa = \kappa_L + \frac{\left(\frac{5}{2} - s\right) k^2 \sigma T}{q^2} + \frac{k^2 \sigma T}{q^2} \frac{(5 - 2s + E_g \cdot kT)^2 n p \mu_n \mu_p}{(n \mu_n + p \mu_p)^2} \quad (75)$$

в случае, когда для электронов и дырок  $\tau \sim E^{-s}$ . В этом выражении первое слагаемое соответствует решеточной теплопроводности, второе — электронной теплопроводности, а третье — комбинированным электронно-решеточным процессам. Вклад второго слагаемого в полную теплопроводность обычно мал. Третий член может быть достаточно велик, когда  $E_g \gg kT$ . Установлено, что коэффициент теплопроводности сначала увеличивается с ростом  $T$  (при низких температурах), а затем при высоких температурах уменьшается.

На рис. 28 приведены экспериментальные температурные зависимости коэффициента теплопроводности в Ge, Si и GaAs [55, 56], а в приложении Е даны значения этих коэффициентов при комнатной температуре. На рис. 28 приведены также соответствующие зависимости для меди, алмаза (тип II) [55] и SiO<sub>2</sub> [57]. Медь — наиболее часто используемый материал для теплоотводов в приборах с  $p$ — $n$ -переходами. Алмаз (тип II) имеет наибольшую среди всех известных материалов теплопроводность при комнатной температуре. Его применение в качестве теплоотвода в лазерах с  $p$ — $n$ -переходом и в ЛПД-генераторах рассмотрено в соответствующих разделах книги.

#### 1.6.4. Поведение носителей заряда при сильных электрических полях

Как уже говорилось в разд. 1.5.1, при малых электрических полях дрейфовая скорость носителей в полупроводниках пропорциональна напряженности электрического поля, а коэффициент этой пропорциональности, который называется подвижностью, не зависит от электрического поля. Однако при достаточно сильных электрических полях полевая зависимость дрейфовой скорости носителей становится нелинейной, и в некоторых случаях происходит насыщение дрейфовой скорости. При более сильных полях начинается ударная ионизация. Сначала мы рассмотрим нелинейность дрейфовой скорости (подвижности).

При термодинамическом равновесии носители заряда в процессах рассеяния испускают столько же фононов, сколько и поглощают. Распределение носителей по энергии при этом описывается максвелловской функцией с температурой, равной температуре кристаллической решетки. Когда к полупроводнику при-

ложено внешнее электрическое поле, носители приобретают в нем дополнительную энергию и отдают ее в решетку в результате превышения эмиссии фононов над их поглощением при рассеянии. При этом средняя энергия носителей оказывается больше, чем в равновесном случае, а их распределение по энергии характеризуется эффективной электронной температурой  $T_e$ , которая больше температуры решетки  $T$ . Уравнение, определяющее электронную температуру  $T_e$ , получают из условия равенства скорости поступления энергии в электронную подсистему от электрического поля и скорости, с которой эта энергия переходит из электронной подсистемы в решетку за счет испускания фононов [3]:

$$\frac{T_e}{T} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \left[ 1 + \frac{3\pi}{8} \left( \frac{\mu_0 \mathcal{E}}{C_s} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (76)$$

Здесь  $\mu_0$  — подвижность при малых полях,  $C_s$  — скорость звука,  $\mathcal{E}$  — электрическое поле. При этом

$$v_d = \mu_0 \mathcal{E} \sqrt{\frac{T}{T_e}}. \quad (77)$$

При малых электрических полях, когда  $\mu_0 \mathcal{E} < C_s$ , соответствующим образом разлагая выражения (76) и (77), получим

$$T_e \simeq T \left[ 1 + \frac{3\pi}{32} \left( \frac{\mu_0 \mathcal{E}}{C_s} \right)^2 \right] \quad (78)$$

и

$$v_d \simeq \mu_0 \mathcal{E} \left[ 1 - \frac{3\pi}{64} \left( \frac{\mu_0 \mathcal{E}}{C_s} \right)^2 \right]. \quad (79)$$

При напряженности электрического поля  $\mu_0 \mathcal{E} \simeq 8C_s/3$  электронная температура  $T_e$  становится в 2 раза больше решеточной, а подвижность носителей уменьшается на 30%. При еще больших полях дрейфовая скорость в Si и Ge перестает зависеть от поля и становится равной скорости насыщения

$$v_s = \sqrt{\frac{8E_p}{3\pi m_0}} \simeq 10^7 \text{ см/с}, \quad (80)$$

где  $E_p$  — энергия оптического фонона (приложение E).

В GaAs полевая зависимость дрейфовой скорости более сложная, чем в Ge и Si, что обусловлено особенностями энергетического спектра зоны проводимости этого материала (рис. 5). Основным минимумом зоны проводимости (долина) здесь расположен в центре зоны Бриллюэна и характеризуется высокой подвижностью ( $\mu \approx 4000\text{--}8000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ), а на осях  $\langle 111 \rangle$  [58] расположены долины с малой ( $\sim 100 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ) подвижностью и энергией на 0,3 эВ выше основного минимума. В нижней долине эффективная масса  $m^* = 0,068 m_0$ , а в верхних долинах  $m^* = 1,2 m_0$ .

Следовательно, плотность состояний в верхней долине примерно в 70 раз больше, чем в нижней. В достаточно сильных электрических полях электроны в основной долине разогреваются настолько, что становятся возможными их переходы в верхние долины с малой подвижностью. Это приводит к возникновению отрицательного дифференциального сопротивления. Более подробно механизм междолинных переходов и полевая зависимость дрейфовой скорости в GaAs рассмотрены в гл. 11.

На рис. 29, а приведены зависимости дрейфовой скорости от электрического поля, измеренные при комнатной температуре в довольно чистых кристаллах Ge, Si и GaAs [37, 59, 60]. Сильнолегированные кристаллы характеризуются меньшей подвижностью носителей при малых полях. Однако, как оказалось [75], скорость насыщения слабо зависит от концентрации примесей и примерно одинакова в чистых и сильнолегированных образцах. В Ge скорость насыщения для электронов и дырок примерно одинакова и равна  $6 \cdot 10^6$  см/с, а в Si  $v_s = 1 \cdot 10^7$  см/с. В GaAs имеется довольно протяженный участок с отрицательной дифференциальной подвижностью (при полях, превышающих  $3 \cdot 10^3$  В/см). При значительно больших полях дрейфовая скорость электронов в GaAs стремится к значению  $6 \cdot 10^6$  В/см. На рис. 29, б приведена температурная зависимость скорости насыщения электронов в Si и GaAs [37, 61, 62]. Как можно видеть, с ростом температуры скорость насыщения в Si и GaAs уменьшается.

Рассмотрим теперь ударную ионизацию. В достаточно сильном электрическом поле носители тока «разгоняются» до таких больших энергий, что могут возбуждать новые электронно-дырочные пары за счет ударной ионизации. Темп генерации электронно-дырочных пар в единице объема при ударной ионизации можно записать в виде

$$G = \alpha_n n v_n + \alpha_p p v_p, \quad (81)$$

где  $\alpha_n$  и  $\alpha_p$  — коэффициенты ударной ионизации, определяемые как число электронно-дырочных пар, генерируемых носителем тока на единице длины траектории. Коэффициенты  $\alpha_n$  и  $\alpha_p$  являются весьма резкими функциями электрического поля. Для этих величин в работе [76] получено следующее соотношение:

$$\alpha(\mathcal{E}) = (q\mathcal{E}/E_I) \exp \{ -\mathcal{E}_I / \{ \mathcal{E} (1 + \mathcal{E}/\mathcal{E}_p) + \mathcal{E}_{KT} \} \}, \quad (82)$$

где  $E_I$  — пороговая энергия ударной ионизации,  $\mathcal{E}_{KT}$ ,  $\mathcal{E}_p$  и  $\mathcal{E}_I$  — пороговые электрические поля, при превышении которых начинают проявляться эффекты замедления носителей за счет испускания тепловых и оптических фононов, а также ионизационных потерь соответственно. Как было установлено, в Si для электронов  $E_I = 3,6$  эВ и для дырок  $E_I = 5,0$  эВ. В ограниченном

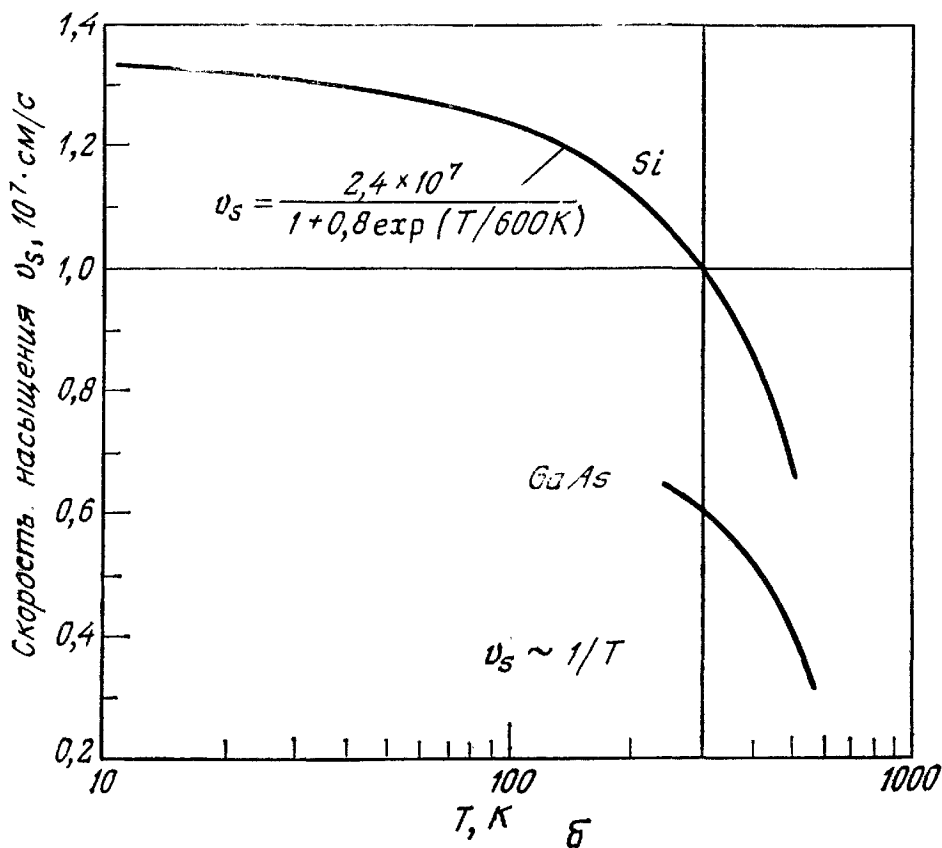
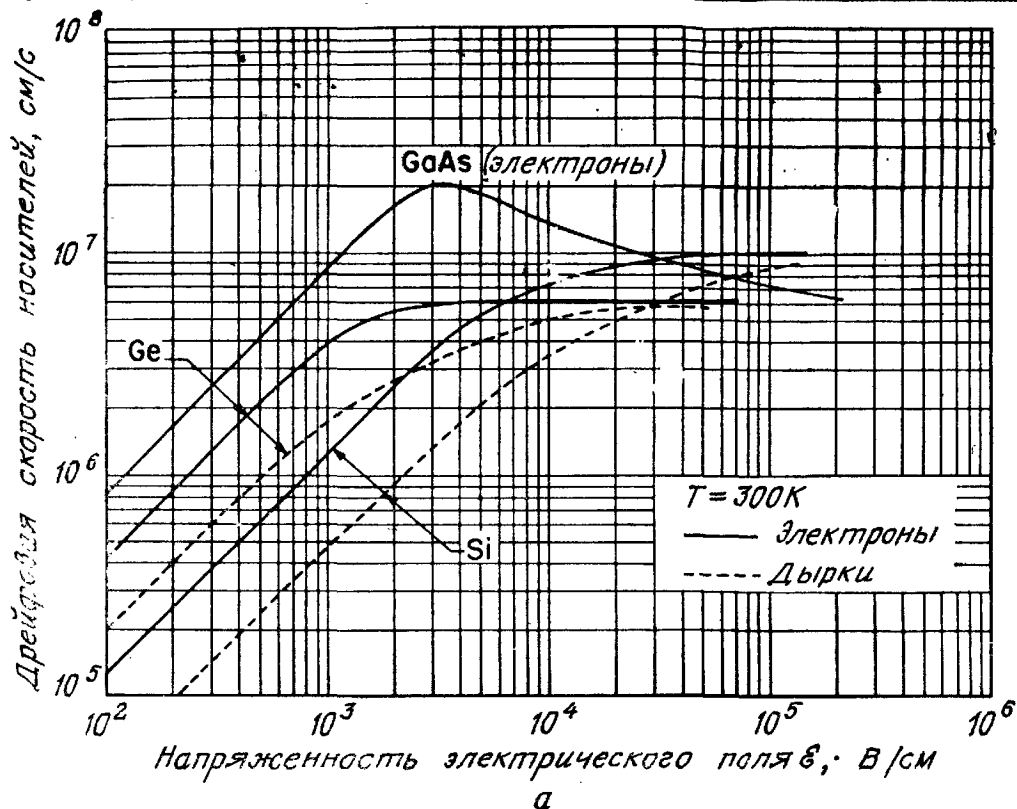


Рис. 29. Экспериментальные зависимости дрейфовой скорости (а) от электрического поля в чистых кристаллах Ge, Si и GaAs [37, 59, 60] и температурная зависимость скорости насыщения электронов (б) в Si и GaAs [37, 61, 62].

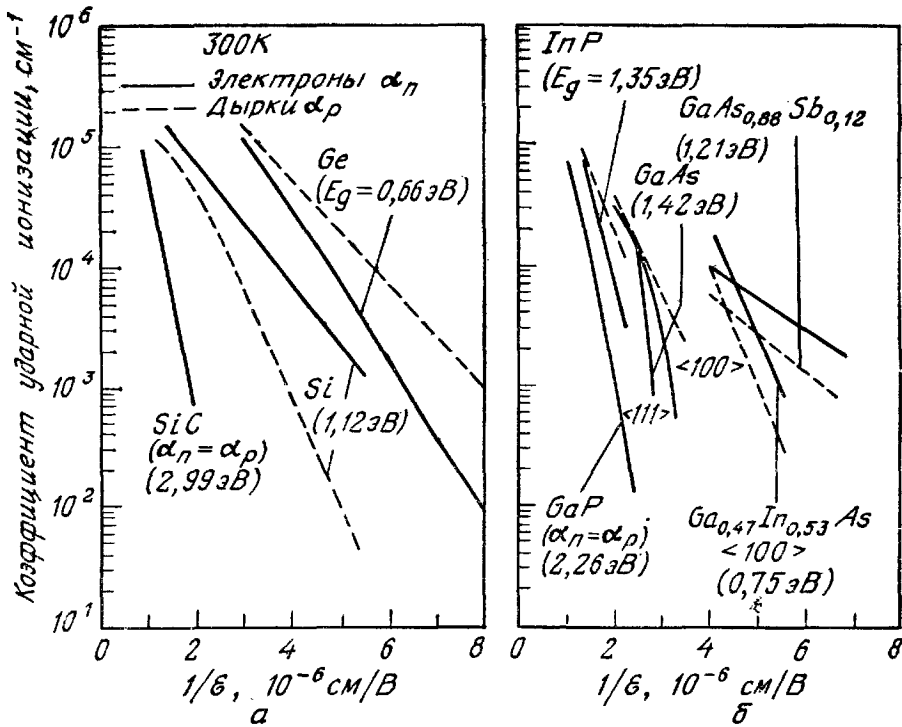


Рис. 30. Полевая зависимость коэффициентов ударной ионизации при  $T = 300\text{ К}$  в Ge, Si, GaAs и некоторых других полупроводниковых соединениях [63—69].

диапазоне электрических полей вместо выражения (82) можно записать следующие упрощенные соотношения:

$$\alpha(\mathcal{E}) = (q\mathcal{E}/E_I) \exp(-\mathcal{E}_I/\mathcal{E}) \text{ для } \mathcal{E}_p > \mathcal{E} > \mathcal{E}_{KT}, \quad (83a)$$

$$\alpha(\mathcal{E}) = (q\mathcal{E}/E_I) \exp(-\mathcal{E}_I\mathcal{E}_p/\mathcal{E}^2) \text{ для } \mathcal{E} > \mathcal{E}_p, \sqrt{\mathcal{E}_p\mathcal{E}_{KT}}. \quad (83b)$$

На рис. 30, а показаны результаты экспериментального определения коэффициентов ударной ионизации [63—65] в Ge, Si SiC, а на рис. 30, б — коэффициенты ионизации в GaAs и некоторых других бинарных и тройных соединениях типа  $A^{III}B^V$  [66—70]. Эти результаты получены при измерении фотоумножения в  $p-n$ -переходах. Отметим, что в некоторых полупроводниках, например в GaAs, коэффициенты ионизации зависят от ориентации кристалла. Как правило, характерное электрическое поле, соответствующее определенному (например,  $10^4\text{ см}^{-1}$ ) значению коэффициента ионизации, уменьшается с уменьшением ширины запрещенной зоны. Отметим также, что приведенные на рис. 30 экспериментальные зависимости для большинства полупроводников хорошо аппроксимируются выражением (83а), за исключением GaAs и GaP, для которых лучшее соответствие обеспечивает формула (83б).

Температурную зависимость коэффициентов ударной ионизации можно выразить в терминах модифицированной трехпараме-

трической теории Бараффа [71, 72]. Этими параметрами являются [69] пороговая энергия ударной ионизации  $E_I$ , средняя длина свободного пробега носителя до испускания оптического фонона  $\lambda$  и средняя потеря энергии при фононном рассеянии  $\langle E_p \rangle$ . Они определяются формулами [69]

$$\lambda = \lambda_0 \operatorname{th} \left( \frac{E_p}{2kT} \right), \quad (84)$$

$$\langle E_p \rangle = E_p \operatorname{th} \left( \frac{E_p}{2kT} \right), \quad (85)$$

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{\langle E_p \rangle}{E_p}, \quad (86)$$

где  $E_p$  — энергия оптического фонона (приложение E),  $\lambda_0$  — асимптотическое низкотемпературное значение средней длины свободного пробега носителя с высокой энергией до испускания оптического фонона.

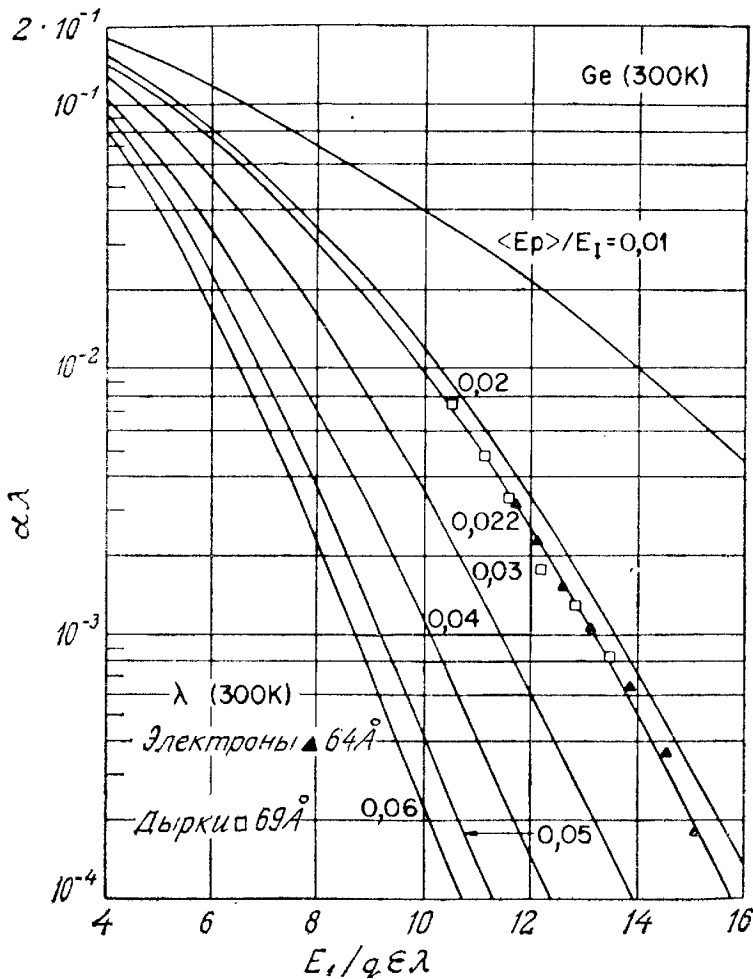


Рис. 31. Графики трехпараметрической теории Бараффа для расчета зависимости  $\alpha$  ( $\mathcal{E}$ ) при различных температурах [71].



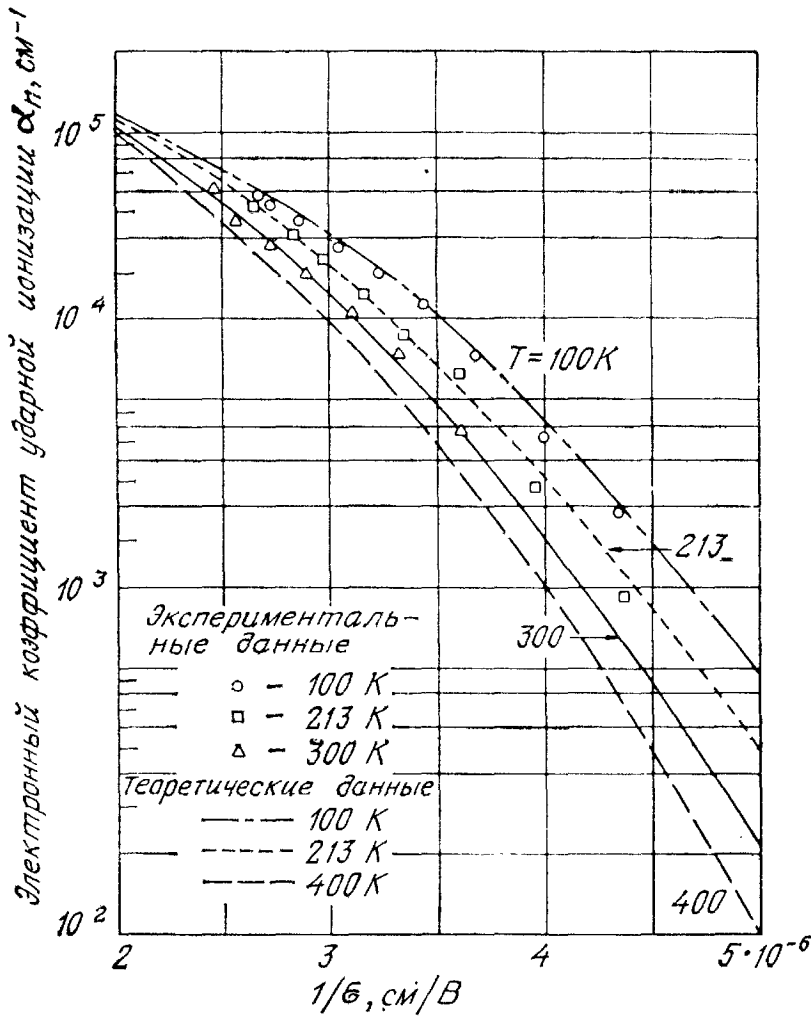


Рис. 32. Зависимость коэффициента ударной ионизации от обратного электрического поля в кремнии при четырех различных температурах [72].

Результаты теории Бараффа показаны на графиках рис. 31, где произведение  $\alpha\lambda$  представлено в зависимости от величины  $E_1/q\mathcal{E}\lambda$ . Параметром кривых является величина  $\langle E_p \rangle / E_1$  — отношение средней энергии оптического фонона к пороговой энергии ионизации. Поскольку в конкретной серии ионизационных измерений значения  $E_1$  ( $\approx 1,0$  эВ для Ge), коэффициента  $\alpha$  и его зависимости от поля фиксированы, сравнивая экспериментальные результаты с графиками Бараффа, можно определить  $\lambda$  — характерную среднюю длину пробега носителя до испускания оптического фонона. Типичный пример такого сравнения для Ge при 300 К показан на рис. 31. Так как параметр  $\langle E_p \rangle / E_1$  в данном случае равен 0,022, получается, что при комнатной температуре  $\lambda = 64 \text{ \AA}$  для электронов и  $\lambda = 69 \text{ \AA}$  для дырок. Подобные результаты были получены также в кристаллах Si, GaAs и GaP. Определив таким способом величину  $\lambda$  при комнатной температуре, по формуле (84) находим значение  $\lambda_0$  (для основных полупровод-

никовых материалов они приведены в приложении Е). Следовательно, теперь можно рассчитать величину  $\lambda$  при любой интересующей нас температуре  $T_1$ . Учитывая температурную зависимость  $\langle E_p \rangle$  (выражение (85)), можно найти соответствующий  $T_1$  график Баратфа, который даст в конечном итоге искомую зависимость  $\alpha(\mathcal{E})$  при  $T = T_1 \neq 300$  К. На рис. 32 приведены полученные описанным выше способом теоретические зависимости коэффициента ударной ионизации от электрического поля в кремнии при нескольких различных температурах и экспериментальные результаты. Отметим в заключение, что при одинаковых электрических полях коэффициент ударной ионизации тем меньше, чем выше температура.

## 1.7. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА РАБОТЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

### 1.7.1. Основные уравнения [31]

Основные уравнения для анализа работы полупроводниковых приборов определяют статику и динамику поведения носителей тока в полупроводниках, которые находятся под действием внешних полей, обуславливающих соответствующие отклонения от равновесных условий. Их можно разделить на три группы: уравнения Максвелла, уравнения для плотности токов и уравнения непрерывности.

Уравнения Максвелла для однородных и изотропных материалов:

$$\nabla \times \mathcal{E} = - \frac{\partial \mathcal{B}}{\partial t}, \quad (87)$$

$$\nabla \times \mathcal{H} = \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial t} + \mathbf{J}_{\text{cond}} = \mathbf{J}_{\text{tot}}, \quad (88)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{D} = \rho(x, y, z), \quad (89)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{B} = 0, \quad (90)$$

$$\mathcal{B} = \mu_0 \mathcal{H}, \quad (91)$$

$$\mathcal{D}(r, t) = \int_{-\infty}^t \epsilon_s(t - t') \mathcal{E}(r, t') dt'. \quad (92)$$

Здесь  $\mathcal{E}$  и  $\mathcal{D}$  — электрическое поле и вектор электрической индукции,  $\mathcal{H}$  и  $\mathcal{B}$  — магнитные поле и индукция,  $\epsilon_s$  и  $\mu_0$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости,  $\rho(x, y, z)$  — объемная плотность полного электрического заряда,  $\mathbf{J}_{\text{cond}}$  — плотность тока проводимости,  $\mathbf{J}_{\text{tot}}$  — плотность полного тока (состоящего из тока проводимости и тока смещения) ( $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\text{tot}} = 0$ ). Среди этих

шести уравнений наиболее важным в практическом отношении является уравнение Пуассона (уравнение (89)), определяющее свойства обедненных слоев в  $p$ - $n$ -переходах (гл. 2).

**Уравнения для плотности токов:**

$$\mathbf{J}_n = q\mu_n n \mathcal{E} + qD_n \nabla n, \quad (93)$$

$$\mathbf{J}_p = q\mu_p p \mathcal{E} - qD_p \nabla p, \quad (94)$$

$$\mathbf{J}_{\text{cond}} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p. \quad (95)$$

Здесь  $\mathbf{J}_n$  и  $\mathbf{J}_p$  — плотности электронного и дырочного тока, состоящие из полевой и диффузионной (обусловленной градиентом концентрации) компонент. Вопрос о подвижностях электронов  $\mu_n$  и дырок  $\mu_p$  мы уже обсуждали в разд. 1.5.1. В невырожденных полупроводниках коэффициенты диффузии  $D_n$  и  $D_p$  связаны со значениями подвижностей  $\mu_n$  и  $\mu_p$  соотношением Эйнштейна  $D_n = (kT/q) \mu_n$ .

В одномерном случае уравнения (93) и (94) имеют вид

$$J_n = q\mu_n n \mathcal{E} + qD_n + \frac{\partial n}{\partial x} = q\mu_n \left( n \mathcal{E} + \frac{kT}{q} \frac{\partial n}{\partial x} \right), \quad (93a)$$

$$J_p = q\mu_p p \mathcal{E} - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} = q\mu_p \left( p \mathcal{E} - \frac{kT}{q} \frac{\partial p}{\partial x} \right), \quad (94a)$$

которые справедливы при не очень сильных электрических полях. При сильных полях в этих уравнениях следует заменить произведения  $\mu_p \mathcal{E}$  и  $\mu_n \mathcal{E}$  на соответствующие скорости насыщения  $v_s$ . Для полупроводников, находящихся во внешних магнитных полях, к правой части уравнений (93) и (94) нужно добавить слагаемые  $J_{n\perp} \text{tg } \theta_n$  и  $J_{p\perp} \text{tg } \theta_p$  соответственно, где  $J_{n\perp}$  и  $J_{p\perp}$  — компоненты плотности электронного и дырочного тока, перпендикулярные магнитному полю, а  $\text{tg } \theta_n = q\mu_n n R_H |\mathcal{H}|$  ( $\text{tg } \theta_p = q\mu_p p R_H |\mathcal{H}|$ ). Напомним, что электронный холловский коэффициент  $R_H$  отрицателен, а дырочный  $R_H$  положителен.

**Уравнения непрерывности:**

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_n, \quad (96)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - U_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_p, \quad (97)$$

где  $G_n$  и  $G_p$  — темп генерации электронов и дырок в единице объема ( $\text{см}^{-3}/\text{с}$ ), вызываемой внешними воздействиями, такими, как оптическое возбуждение или ударная ионизация при сильных полях. Скорость рекомбинации электронов в полупроводнике  $p$ -типа здесь обозначена символом  $U_n$ . При малых уровнях инжекции, когда концентрация инжектированных носителей много меньше равновесной концентрации основных носителей тока,

$U_n \approx (n_p - n_{p0})/\tau_n$ , где  $n_p$  — концентрация неосновных носителей тока,  $n_{p0}$  — термодинамически равновесное значение этой концентрации,  $\tau$  — время жизни неосновных носителей (электронов). Аналогичным образом в полупроводнике  $n$ -типа скорость рекомбинации дырок определяется через дырочное время жизни  $\tau_p$ . Если электроны и дырки генерируются и рекомбинируют парами без прилипания или других аналогичных эффектов, то  $\tau_n = \tau_p$ . В одномерном случае в условиях малой инжекции уравнения (96) и (97) имеют вид

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + n_p \mu_n \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + \mu_n \mathcal{E} \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2}, \quad (96a)$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - p_n \mu_p \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} - \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}. \quad (97a)$$

### 1.7.2. Примеры применения основных уравнений

**Релаксация фотовозбужденных носителей.** Рассмотрим образец  $n$ -типа, освещаемый так, что свет генерирует электронно-дырочные пары равномерно по его объему (рис. 33, а). При  $\mathcal{E} = 0$  и  $\partial p_n / \partial x = 0$  уравнение (97a) имеет вид

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}. \quad (98)$$

В стационарных условиях  $\partial p_n / \partial t = 0$  и

$$p_n = p_{n0} + \tau_p G = \text{const}. \quad (99)$$

Пусть в некоторый момент времени, например при  $t = 0$ , освещение выключается. В последующие моменты времени ( $t > 0$ ) концентрация определяется уравнением

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}, \quad (100)$$

которое нужно решить с начальным условием  $p_n(0) = p_{n0} + \tau_p G$  (выражение (99)). Это решение

$$p_n(t) = p_{n0} + \tau_p G e^{-t/\tau_p} \quad (101)$$

показано на рис. 33, б.

Рассмотренный пример лежит в основе метода измерения времени жизни неосновных носителей [46]. Соответствующая экспериментальная установка схематически изображена на рис. 33, в. Избыточные носители здесь генерируются однородно в образце короткими световыми импульсами. Если по образцу пропускается постоянный ток, появление фотоносителей вызывает соответствующее уменьшение падения напряжения на образце. Наблюдая релаксацию фотопроводимости в промежутке между возбуждающими импульсами на осциллографе, определяют время жизни  $\tau$

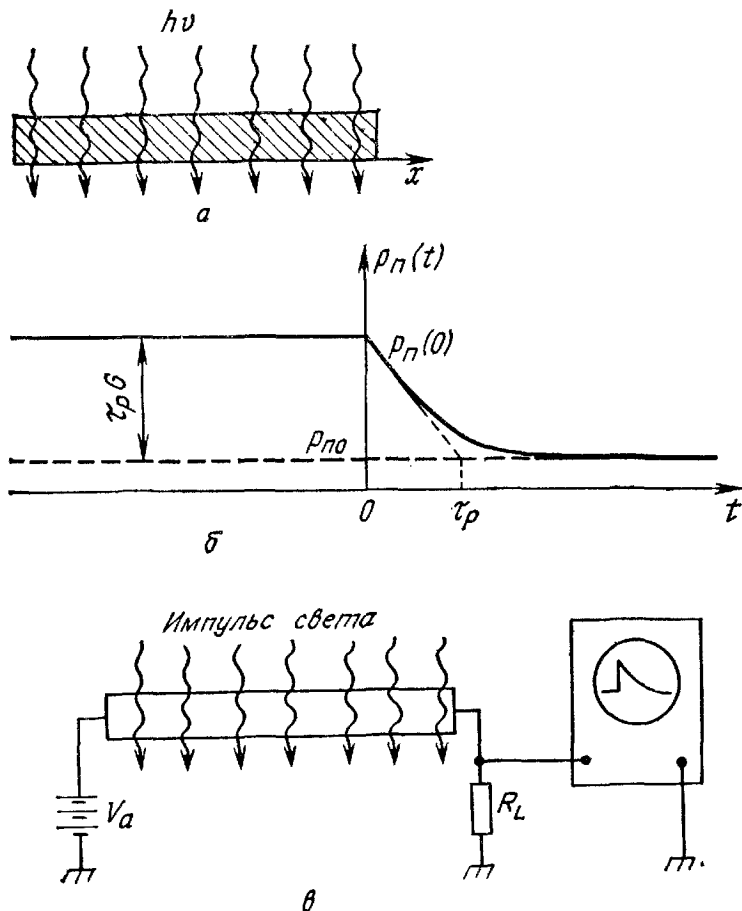


Рис. 33. Релаксация фотовозбужденных носителей [46].

*a* — образец *n*-типа при постоянном освещении; *б* — зависимость концентрации неосновных носителей (дырок) от времени; *в* — схема эксперимента для определения времени жизни неосновных носителей.

(длительность световых импульсов при этом должна быть много меньше  $\tau$ ).

**Стационарная инжекция с одной стороны образца.** На рис. 34, *a* рассмотрен пример, когда избыточные носители инжектируются с одной стороны образца, например при освещении коротковолновым светом, который генерирует электронно-дырочные пары в тонком приповерхностном слое. Из графиков, приведенных на рис. 27, для фотонов с  $h\nu = 3,5 \text{ эВ}$   $\alpha = 10^6 \text{ см}^{-1}$ , т. е. интенсивность такого излучения ослабляется в  $e$  раз в приповерхностном слое толщиной  $100 \text{ \AA}$ , где и генерируются в основном избыточные носители тока.

В стационарных условиях ( $\frac{\partial p_n}{\partial t} = 0$ ) поверхностная генерация приводит к возникновению градиента концентрации неосновных носителей в приповерхностной области образца. При этом уравнение (97а) принимает вид

$$-\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = 0. \tag{102}$$

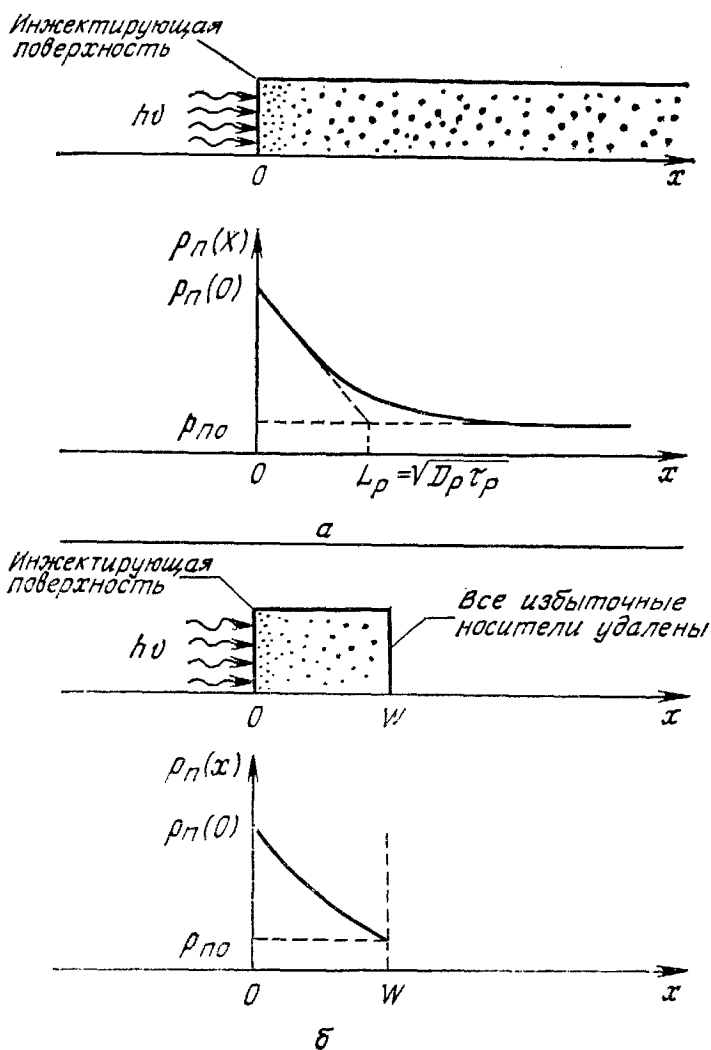


Рис. 34. Стационарная инжекция с одной стороны образца.

*a* — полубесконечный образец; *b* — образец конечных размеров.

Его решение, удовлетворяющее граничным условиям  $\rho_n(x=0) = \rho_n(0)$  и  $\rho_n(x \rightarrow \infty) = \rho_{n0}$ , имеет вид (рис. 34, *a*)

$$\rho_n(x) = \rho_{n0} + [\rho_n(0) - \rho_{n0}] e^{-x/L_p}, \quad (103)$$

где  $L_p \equiv \sqrt{D_p \tau_p}$  — диффузионная длина неосновных носителей. В чистых образцах Ge и Si  $L_p$  и  $L_n \equiv \sqrt{D_n \tau_n}$  достигают значений порядка 1 см, а в GaAs  $L_{\text{макс}} \approx 10^{-2}$  см.

Изменим теперь второе граничное условие, полагая, что все избыточные носители удаляются из образца при  $x = W$ , т. е.  $\rho_n(W) = \rho_{n0}$ . В этом случае решением уравнения (102) является функция (рис. 34, *b*)

$$\rho_n(x) = \rho_{n0} + (\rho_n(0) - \rho_{n0}) \frac{\text{sh} \frac{W-x}{L_p}}{\text{sh} \frac{W}{L_p}}. \quad (104)$$

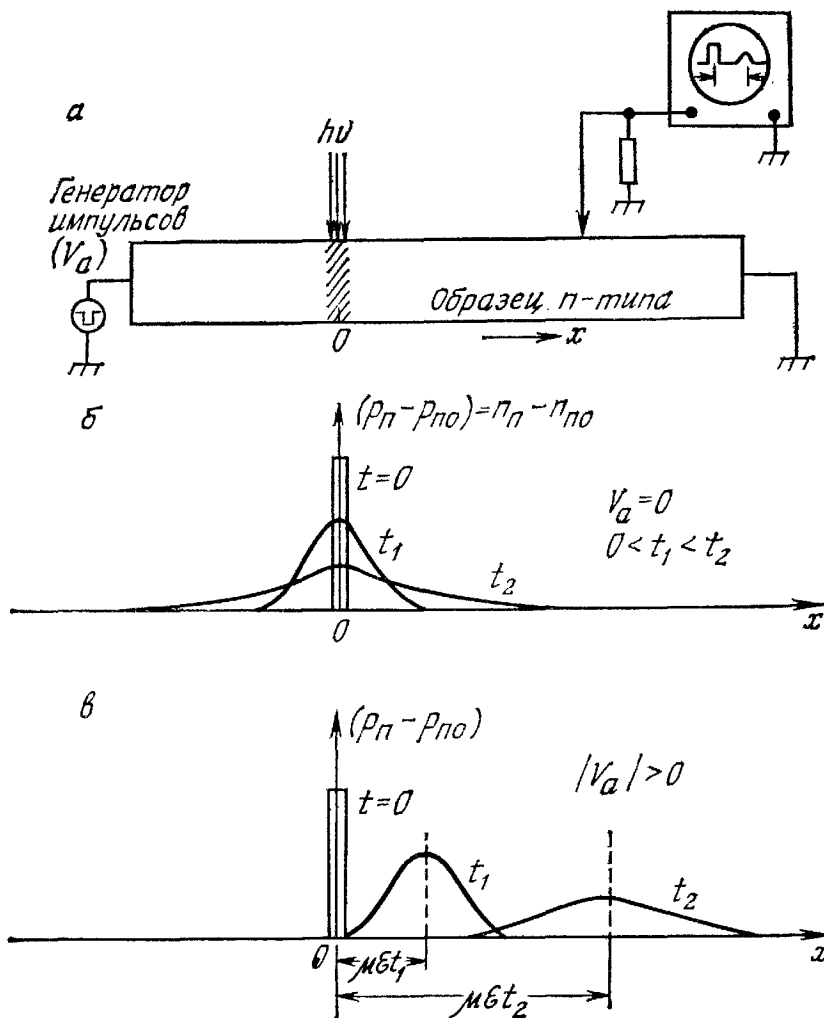


Рис. 35. Нестационарный процесс диффузионного расплывания локального «пакета» неосновных носителей [73].

*a* — схема эксперимента; *б* — поле отсутствует; *в* — поле наложено.

С помощью выражения (94а) можно рассчитать плотность дырочного тока при  $x = W$ :

$$J_p = -qD_p \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=W} = q(p_n(0) - p_{n0}) \frac{D_p}{L_p} \frac{1}{\text{sh} \frac{W}{L_p}}. \quad (105)$$

Как показано в гл. 3, это выражение фактически определяет коэффициент усиления тока в биполярном транзисторе.

**Стационарная и нестационарная диффузия.** Рассмотрим теперь случай, когда избыточные носители генерируются узким импульсом света в локальном участке образца (рис. 35, *a*). Распределение концентрации неравновесных дырок в образце по окончании возбуждающего светового импульса ( $G = 0$ ). определяется уравнением

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}, \quad (106)$$

которое следует из уравнения (97а) в предположении, что электрическое поле в образце однородно ( $\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} = 0$ ). В отсутствие внешнего поля ( $\mathcal{E} = 0$ ) решение уравнения (106), удовлетворяющее этим «импульсным» начальным условиям, имеет вид

$$p_n(x, t) = \frac{N}{\sqrt{4\pi D_p t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_p t} - \frac{t}{\tau_p}\right) + p_{n0}, \quad (107)$$

где  $N$  — полное число избыточных неосновных носителей, генерированных световым импульсом, на единицу площади поперечного сечения образца. Из рис. 35, б видно, что неосновные носители диффундируют от точки инжекции и при этом рекомбинируют.

Для образца во внешнем электрическом поле в выражении (107)  $x$  следует заменить на  $x - \mu_p \mathcal{E} t$ . Характер такого решения показан на рис. 35, в. В этом случае первоначально узкий «пакет» неосновных носителей диффузионно расплывается и рекомбинирует, одновременно смещаясь во внешнем электрическом поле к отрицательному контакту образца с дрейфовой скоростью  $\mu_p \mathcal{E}$ . Рассмотренный пример представляет собой известный эксперимент Хайнса—Шокли по измерению дрейфовой подвижности в полупроводниках [73]. Зная длину образца и приложенное электрическое поле и измерив время задержки между инжектирующим импульсом и детектированным импульсом, можно легко определить подвижность  $\mu = x/\mathcal{E}t$ .

**Поверхностная рекомбинация.** При учете поверхностной рекомбинации граничное условие на поверхности образца ( $x = 0$ ) имеет вид

$$qD_n \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=0} = qS_p (p_n(0) - p_{n0}). \quad (108)$$

Оно означает, что число рекомбинирующих на единицу площади поверхности кристалла неосновных носителей пропорционально отклонению их концентрации на этой границе от равновесного значения  $p_{n0}$ . Коэффициент пропорциональности  $S_p$  имеет размерность скорости и называется скоростью поверхностной рекомбинации. Распределение концентрации неосновных носителей в однородно освещенном образце определяется уравнением непрерывности

$$G - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = 0, \quad (109)$$

(стационарное освещение). Пренебрегая взаимодействием границ, в качестве второго граничного условия при  $x \rightarrow \infty$  используем выражение (99). Решение уравнения (109), удовлетворяющее указанным граничным условиям, имеет вид

$$p_n(x) = p_{n0} + \tau_p G \left[ 1 - \frac{\tau_p S_p \exp(-x/L_p)}{L_p + \tau_p S_p} \right]. \quad (110)$$



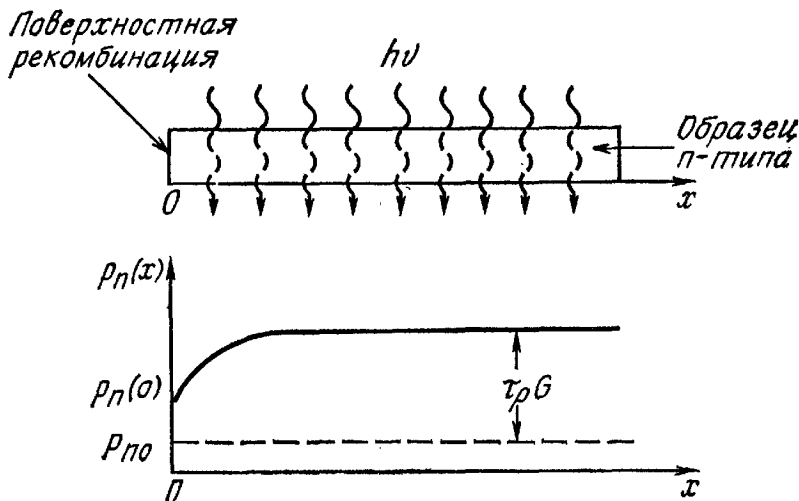


Рис. 36. Распределение неосновных носителей вблизи границы образца при учете поверхностной рекомбинации.

Его характер иллюстрирует график на рис. 36. При  $S_p \rightarrow 0$  концентрация дырок однородна по длине образца ( $p_n(x) \rightarrow p_{n0} + \tau_p G$ ); при  $S_p \rightarrow \infty$   $p_n(x) \rightarrow p_{n0} + \tau_p G [1 - \exp(-x/L_p)]$ , т. е. концентрация неосновных носителей на границе образца вне зависимости от интенсивности освещения остается равной термодинамически равновесному значению  $p_{n0}$ . По аналогии с рекомбинационным процессом в объеме полупроводника, где при малых уровнях инжекции обратное время жизни неосновных носителей  $\tau^{-1}$  равно  $\sigma_p v_{th} N_t$ , скорость поверхностной рекомбинации определяется выражением

$$S_p = \sigma_p v_{th} N_{st}, \tag{111}$$

где  $N_{st}$  — число поверхностных рекомбинационных центров на единицу площади границы кристалла.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Dunlap W. C. An Introduction to Semiconductors, Wiley, N. Y., 1957.
2. Madelung O. Physics of III—V Compounds, Wiley, N. Y., 1964.
3. Moll J. L. Physics of Semiconductors, McGraw-Hill, N. Y., 1964.
4. Moss T. S., Ed., Handbook on Semiconductors. Vols. 1—4, North-Holland, Amsterdam, 1980.
5. Smith R. A. Semiconductors, 2nd ed., Cambridge University Press, London, 1979.
6. See, for example, Kittel C. Introduction to Solid State Physics, Wiley, N. Y., 1976.
7. Willardson R. K., Beer A. C., Eds. Semiconductors and Semimetals, Vol. 2, Physics of III—V Compounds, Academic, N. Y., 1966.
8. Pearson W. B. Handbook of Lattice Spacings and Structure of Metals and Alloys, Pergamon, N. Y., 1967.
9. Casey H. C., Jr., Panish M. B. Heterostructure Lasers, Academic, N. Y., 1978.
10. Brillouin L. Wave Propagation in Periodic Structures, 2nd ed., Dover, N. Y., 1963.

11. Ziman J. M. Principles of the Theory of Solids, Cambridge University Press, London, 1964.
12. Cohen M. L. Pseudopotential Calculations for II—VI Compounds, Thomas D. G., Ed., II—VI Semiconducting Compounds, Benjamin W. A., N. Y., 1967, p. 462.
13. Kittel C. Quantum Theory of Solids, Wiley, N. Y., 1963.
14. Allen L. C. Interpolation Scheme for Energy Bands in Solids, *Phys. Rev.*, **98**, 995 (1955).
15. Herman F. The Electronic Energy Band Structure of Silicon and Germanium. *Proc. IRE*, **43**, 1703 (1955).
16. Phillips J. C. Energy-Band Interpolation Scheme Based on a Pseudopotential, *Phys. Rev.*, **112**, 685 (1958).
17. Chelikowsky J. R., Cohen M. L. Nonlocal Pseudopotential Calculations for the Electronic Structure of Eleven Diamond and Zinc-Blende Semiconductors, *Phys. Rev.*, **B14**, 556 (1976).
18. Neuberger M. Germanium Data Sheets, DS-143 (Feb. 1965, Oct. 1960); Silicon Data Sheets, DS-137 (May 1964, July 1968); Gallium Arsenide Data Sheets, DS-144 (Apr. 1965, Sept. 1967), Compiled from Data Sheets of Electronic Properties Information Center (EPIC), Hughes Aircraft Co., Culver City, Calif.
  - (a) Dalven R. A. Review of the Semiconductor Properties of PbTe, PbSe, PbS and PbO, *Infrared Phys.*, **9**, 141 (1969).
  - (b) Strzalkowski I., Joshi S., Crowel C. R. Dielectric Constant and Its Temperature Dependence for GaAs, CdTe and ZnSe, *Appl. Phys. Lett.*, **28**, 350 (1976).
  - (c) Jensen G. H. Temperature Dependence of Bandgap in ZnO from Reflection Data, *Phys. Status Solidi*, **64**, K51 (1974).
  - (d) Kesamanly F. P. GaN: Band Structure, Properties and Potential Applications, *Sov. Phys. Semicond.*, **8**, 147 (1974).
19. Ziman J. M. Electrons and Phonons, Clarendon, Oxford, 1960.
20. Thurmond C. D. The Standard Thermodynamic Function of the Formation of Electrons and Holes in Ge, Si, GaAs and GaP, *J. Electrochem. Soc.*, **122**, 1133 (1975).
21. Paul W., Warschauer D. M., Eds., Solids under Pressure, McGraw-Hill, N. Y., 1963.
22. Blackmore J. S. Carrier Concentrations and Fermi Levels in Semiconductors, *Electron. Commun.*, **29**, 131 (1952).
23. Hall R. N., Racette J. H. Diffusion and Solubility of Copper in Extrinsic and Intrinsic Germanium, Silicon, and Gallium Arsenide, *J. Appl. Phys.*, **35**, 379 (1964).
24. Milnes A. G. Deep Impurities in Semiconductors, Wiley, N. Y., 1973.
25. Hermanson J., Phillips J. C. Pseudopotential Theory of Excitation and Impurity States, *Phys. Rev.*, **150**, 652 (1966).
26. Callaway J., Hughes A. J. Localized Defects in Semiconductors, *Phys. Rev.*, **156**, 860 (1967).
27. Conwell E. M. Properties of Silicon and Germanium, Part II, *Proc. IRE*, **46**, 1281 (1958).
28. Sze S. M., Irvin J. C. Resistivity, Mobility, and Impurity Levels in GaAs, Ge, and Si at 300 K, *Solid State Electron.*, **11**, 599 (1968).
29. Bullis W. M. Properties of Gold in Silicon, *Solid State Electron.*, **9**, 143 (1966).
30. Wolfstirn K. B. Holes and Electron Mobilities in Doped Silicon from Radio Chemical and Conductivity Measurements, *J. Phys. Chem. Solids*, **16**, 279 (1960).
31. Shockley W. Electrons and Holes in Semiconductors, D. Van Nostrand, Princeton, N. J., 1950.
32. Grove A. S. Physics and Technology of Semiconductor Devices, Wiley, N. Y., 1967.

33. Bardeen J., Shockley W. Deformation Potentials and Mobilities in Nonpolar Crystals, *Phys. Rev.*, **80**, 72 (1950).
34. Conwell E., Weisskopf V. F. Theory of Impurity Scattering in Semiconductors, *Phys. Rev.*, **77**, 388 (1950).
35. Ehrenreich H. Band Structure and Electron Transport in GaAs, *Phys. Rev.*, **120**, 1951 (1960).
36. Prince M. B. Drift Mobility in Semiconductors I, Germanium, *Phys. Rev.*, **92**, 681 (1953).
37. Jacoboni C., Canali C., Ottaviani G., Quaranta A. A. A Review of Some Charge Transport Properties of Silicon, *Solid State Electron.*, **20**, 77 (1977).
38. Beadle W. F., Plummer R. D., Tsai J. C. C. Quick Reference Manual for Semiconductor Engineers (в печати).
39. Smits F. M. Measurement of Sheet Resistivities with the Four-Point Probe, *Bell Syst. Tech. J.*, **37**, 711 (1958).
40. Irvin J. C. Resistivity of Bulk Silicon and of Diffused Layers in Silicon, *Bell Syst. Tech. J.*, **41**, 387 (1962).
41. Hall E. H. On a New Action of the Magnet on Electric Currents, *Am. J. Math.*, **2**, 287 (1979).
42. Van der Pauw L. J. A Method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Disc or Arbitrary Shape, *Phillips Res. Rep.*, **13**, 1 (Feb. 1958).
43. Sah C. T., Noyce R. N., Shockley W. Carrier Generation and Recombination in  $p-n$  Junction and  $p-n$  Junction Characteristics, *Proc. IRE*, **45**, 1228 (1975).
44. Hall R. N. Electron-Hole Recombination in Germanium, *Phys. Rev.*, **87**, 387 (1952).
45. Shockley W., Read W. T. Statistics of the Recombination of Holes and Electrons, *Phys. Rev.*, **87**, 835 (1952).
46. Stevenson D. T., Keyes R. J. Measurement of Carrier Lifetime in Germanium and Silicon, *J. Appl. Phys.*, **26**, 190 (1955).
47. Gartner W. W. Spectral Distribution of the Photomagnetic Electric Effect, *Phys. Rev.*, **105**, 823 (1957).
48. Brockhouse B. N., Iyengar P. K. Normal Modes of Germanium by Neutron Spectrometry, *Phys. Rev.*, **111**, 747 (1958).
49. Brockhouse B. N. Lattice Vibrations in Silicon and Germanium, *Phys. Rev. Lett.*, **2**, 256 (1959).
50. Waugh J. L. T., Dolling G. Crystal Dynamics of Gallium Arsenide, *Phys. Rev.*, **132**, 2410 (1963).
51. Dash W. C., Newman R. Intrinsic Optical Absorption in Single-Crystal Germanium and Silicon at 77° K and 300 °K, *Phys. Rev.*, **99**, 1151 (1955).
52. Philipp H. R., Taft E. A. Optical Constants of Germanium in the Region 1 to 10 eV, *Phys. Rev.* **113**, 1002 (1959); Optical Constants of Silicon in the Region 1 to 10 eV, *Phys. Rev. Lett.*, **8**, 13 (1962).
53. Hill D. E. Infrared Transmission and Fluorescence of Doped Gallium Arsenide, *Phys. Rev.*, **133**, A866 (1964).
54. Casey H. C., Jr., Sell D. D., Wecht K. W. Concentration Dependence of the Absorption Coefficient for  $n$ - and  $p$ -type GaAs between 1,3 and 1,6 eV, *J. Appl. Phys.*, **46**, 250 (1975).
55. Ho C. Y., Powell R. W., Liley P. E. Thermal Conductivity of the Elements — A Comprehensive Review, American Chemical Society and American Institute of Physics, N. Y., 1975.
56. Holland M. G., Phonon Scattering in Semiconductors from Thermal Conductivity Studies, *Phys. Rev.*, **134**, A471 (1964).
57. Armstrong B. H. Thermal Conductivity in SiO<sub>2</sub>, in Pantelides S. T., Ed., *The Physic of SiO<sub>2</sub> and Its Interface*, Pergamon, N. Y., 1978.
58. Aspnes D. E. GaAs Lower Conduction-Band Minima: Ordering and Properties, *Phys. Rev.*, **B14**, 5331 (1976).

59. Smith P., Inoue M., Frey J. Electron Velocity in Si and GaAs at Very High Electric Fields, *Appl. Phys. Lett.*, **37**, 797 (1980).
60. Ruch J. G., Kino G. S. Measurement of the Velocity — Field Characteristics of Gallium Arsenide, *Appl. Phys. Lett.*, **10**, 40 (1967).
61. Okamoto H., Ikeda M. Measurement of the Electron Drift Velocity in Avalanche GaAs Diodes, *IEEE Trans. Electron. Devices*, **ED-23**, 372 (1976).
62. Kramer B., Mircea A. Determination of Saturated Electron Velocity in GaAs, *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 623 (1975).
63. Logan R. A., Sze S. M. Avalanche Multiplication in Ge and GaAs  $p - n$  Junctions, Proc. Int. Conf. Phys. Semicond., Kyoto, and *J. Phys. Soc. Jpn. Suppl.*, **21**, 434 (1966).
64. Grant W. N. Electron and Hole Ionization Rates in Epitaxial Silicon at High Electric Fields, *Solid State Electron.*, **16**, 1189 (1973).
65. Glover G. H. Charge Multiplication in Au — SiC (6H) Schottky Junction, *J. Appl. Phys.*, **46**, 4842 (1975).
66. Pearsall T. P., Capasso F., Nahory R. E., Pollack M. A., Chelikowsky J. R. The Band Structure Dependence of Impact Ionization by Hot Carriers in Semiconductors GaAs, *Solid State Electron.*, **21**, 297 (1978).
67. Umebu I., Choudhury A. N. M. M., Robson P. N., Ionization Coefficients Measured in Abrupt InP Junction, *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 302 (1980).
68. Logan R. A., White H. G. Charge Multiplication in GaP  $p - n$  Junctions, *J. Appl. Phys.*, **36**, 3945 (1965).
69. Pearsall T. P. Impact Ionization Rates for Electrons and Holes in  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ , *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 218 (1980).
70. Pearsall T. P., Nahory R. E., Pollack M. A. Impact Ionization Rates for Electrons and Holes in  $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  Alloys, *Appl. Phys. Lett.*, **28**, 403 (1976).
71. Baraff G. A. Distribution Junctions and Ionization Rates for Hot Electrons in Semiconductors, *Phys. Rev.*, **128**, 2507 (1962).
72. Crowell C. R., Sze S. M. Temperature Dependence of Avalanche Multiplication in Semiconductors, *Appl. Phys. Lett.*, **9**, 242 (1966).
73. Haynes J. R., Shockley W. The Mobility and Life of Injected Holes and Electrons in Germanium, *Phys. Rev.*, **81**, 835 (1951).
74. Kroemer H. The Einstein Relation for Degenerate Carrier Concentration, *IEEE Trans. Elec. Dev.* **ED-25**, 850 (1978).
75. Thornber K. K. Relation of Drift Velocity to Low-Field Mobility and High Field Saturation Velocity, *J. Appl. Phys.*, **51**, 2127 (1980).
76. Thornber K. K. Application of Scaling to Problems in High-Field Electronic Transport, *J. Appl. Phys.* **52**, 279 (1981).

# Часть II

## Биполярные приборы

### Глава 2

#### ПЛОСКОСТНЫЕ ДИОДЫ

##### 2.1. ВВЕДЕНИЕ

Плоскостные  $p-n$ -переходы играют важную роль в современной электронике как самостоятельные изделия (диоды) и для понимания работы других полупроводниковых приборов. Теория плоскостных  $p-n$ -переходов лежит в основе объяснения работы полупроводниковых приборов. Основы теории вольт-амперных характеристик плоскостных  $p-n$ -переходов были заложены Шокли [1] и развиты Са, Нойсом и Шокли [2], а также Моллом [3].

В начале главы кратко описаны основы технологии полупроводниковых приборов, используемой не только для получения  $p-n$ -переходов, но и для изготовления большинства других полупроводниковых приборов. Затем с помощью уравнений, рассмотренных в гл. 1, получены статические и динамические характеристики идеальных  $p-n$ -переходов. Далее обсуждаются отклонения характеристик реального прибора от характеристик идеального прибора, обусловленные генерацией и рекомбинацией носителей в обедненном слое  $p-n$ -перехода, высоким уровнем инжекции носителей и наличием последовательно включенного с ним сопротивления. Подробно рассмотрен пробой  $p-n$ -перехода, и особое внимание уделено пробую, вызванному лавинным размножением носителей. Один раздел посвящен переходным процессам и шумам в  $p-n$ -переходе. Плоскостной  $p-n$ -переход является двухполюсником. В зависимости от профиля легирующей примеси, геометрии прибора и режима работы прибор может выполнять различные схемные функции (разд. 2.7). В конце главы рассмотрены такие приборы, как гетеропереходы, — переходы, сформированные между различными полупроводниками (например, между  $Ge$   $n$ -типа и  $GaAs$   $p$ -типа), играющие большую роль в полупроводниковой электронике.

##### 2.2. ОСНОВЫ ТЕХНОЛОГИИ

В этой главе речь преимущественно пойдет о кремниевой технологии [4], поскольку ее развитие намного опережает технологию на других полупроводниковых материалах. Несколько важ-

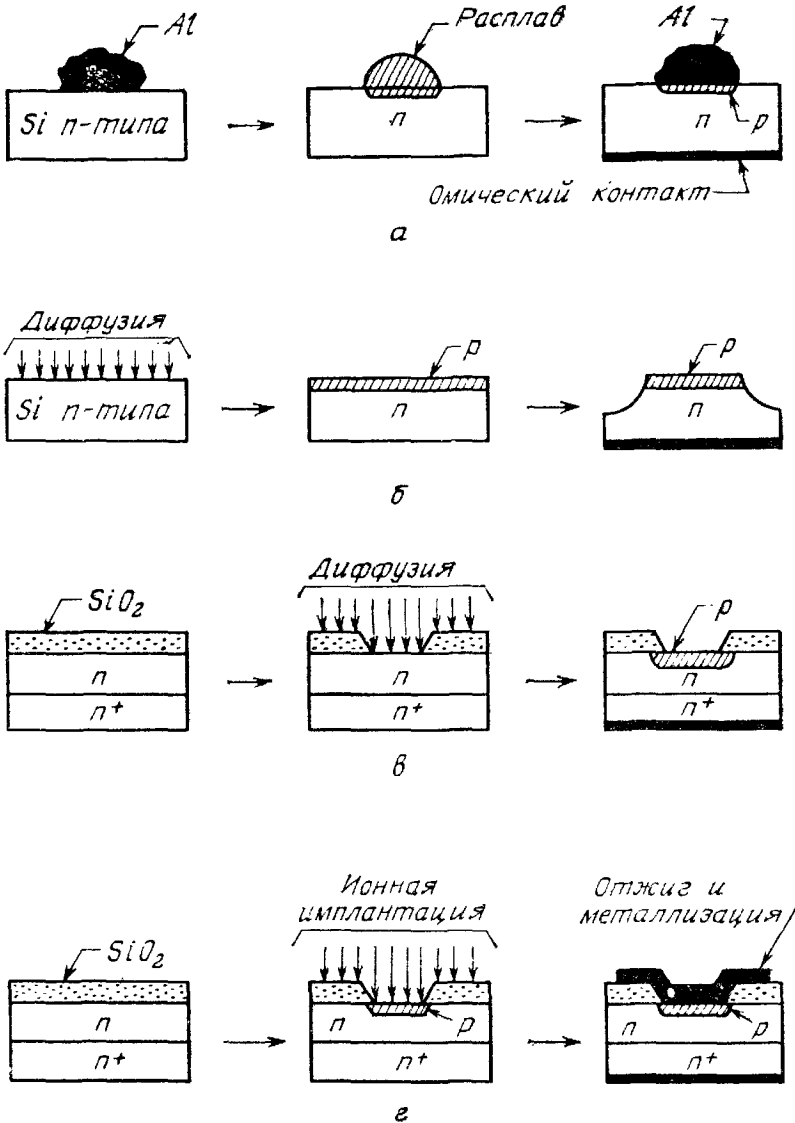


Рис. 1. Методы изготовления полупроводниковых приборов.

а — сплавной переход; б — диффузионный мезопереход; в — диффузионный планарный переход на эпитаксиальной подложке; г — ионно-имплантированный переход.

нейших методов изготовления полупроводниковых приборов схематически показано на рис. 1. При методе сплавления [5] (рис. 1, а) небольшую таблетку алюминия помещают на поверхность кремниевой пластины с проводимостью *n*-типа, имеющей ориентацию (111). Затем пластину с таблеткой нагревают до температуры, немного превышающей температуру эвтектики (~580 °С для системы Al—Si). При расплавлении таблетки образуется небольшая капля смеси Al—Si, которая с последующим понижением температуры начинает затвердевать. В результате образуется рекристаллизованная область, насыщенная акцепторной примесью и имеющая ту же кристаллографическую ориентацию, что и исходная пластина. Таким образом, в подложке проводимостью *n*-типа сформи-

рована сильнолегированная область  $p$ -типа ( $p^+$ ). Алюминиевый выступ на поверхности пластины можно использовать как контакт к области  $p$ -типа. Чтобы получить омический контакт к пластине  $n$ -типа, на ее нижнюю поверхность напыляют сплав  $Au-Sb$ , содержащий  $\sim 0,1\%$   $Sb$ , и вплавляют его при температуре  $400^\circ C$  для формирования сильнолегированного слоя  $n$ -типа ( $n^+$ ). При использовании пластины  $p$ -типа роли алюминия и сплава  $Au-Sb$  меняются. Первый служит для создания омического контакта  $p^+-p$ -типа, а второй — для получения  $n^+-p$ -перехода. При сплавном методе нельзя контролировать положение  $p-n$ -перехода, поскольку оно сильно зависит от температуры и длительности цикла сплавления.

Диффузионный метод (или метод диффузии в твердой фазе), разработанный в 1956 г., позволяет более точно управлять распределением примеси [6]. Рисунок 1, б иллюстрирует диффузионный метод получения  $p-n$ -перехода с мезоструктурой. В подложку  $n$ -типа проводят диффузию примеси  $p$ -типа, например бора из соединения  $BBr_3$ . После диффузии определенные участки поверхности защищают от действия травителей, например, слоем воска или металлическим покрытием. Незащищенные участки поверхности подложки удаляют с помощью травления. В результате образуются мезоструктуры.

Более точный контроль геометрических размеров диффузионного перехода был достигнут за счет использования изолирующей пленки, которая препятствует диффузии большинства донорных и акцепторных примесей в глубь подложки [7]. Рисунок 1, в иллюстрирует типичный пример такого процесса. На поверхности кремниевой подложки при высокой температуре выращивают тонкий слой двуокиси кремния толщиной  $\sim 1$  мкм. Литографическими методами (например, фотолитографией, рентгенолитографией, электронной литографией) удаляют определенные участки окисла, образуя в нем окна или более сложные рисунки. Примеси диффундируют в открытые участки поверхности кремния, и  $p-n$ -переходы образуются только в местах окон в окисле. Этот процесс, получивший название планарного [8], является основой технологии изготовления полупроводниковых приборов и интегральных схем<sup>1)</sup>.

Эпитаксиальные структуры типа показанного на рис. 1, в [9] обычно используются в планарной технологии для уменьше-

<sup>1)</sup> В планарном процессе используются такие давно известные технологические методы, как окисная защита при диффузии. Принципиальная особенность планарного процесса заключается в сочетании методов, позволяющем получить большую точность контроля размеров, формы электродов и диффузионных областей приборов. Однако в этом случае требуется, чтобы поверхность пластины была гладкой без рельефа, в противном случае слой фоторезиста не будет ровным и появятся дефекты.

ния последовательного сопротивления. Слово «эпитаксия» имеет греческое происхождение: «эпи» означает «на» и «таксис» — «расположено в порядке». Эпитаксией называют метод выращивания путем химической реакции на поверхности кристалла тонких слоев полупроводниковых материалов с сохранением кристаллической структуры исходного кристалла. Таким методом на поверхности сильнолегированной низкоомной подложки выращивают высокоомные эпитаксиальные слои, добиваясь желаемых электрических свойств и механической прочности.

На рис. 1, з показан  $p-n$ -переход, полученный с помощью ионной имплантации [10]. В настоящее время этот метод позволяет наиболее точно контролировать распределение примесей. Ионную имплантацию можно производить при комнатной температуре, а возникающие в процессе имплантации дефекты кристаллической решетки устраняют путем последующего отжига при температуре 700 °С и ниже. Следовательно, ионная имплантация является относительно низкотемпературным процессом по сравнению с диффузией, которая обычно проводится при температуре 1000 °С и выше.

Рассмотрим кратко четыре основных процесса планарной технологии: эпитаксиальное выращивание, окисление, диффузию примесей и ионную имплантацию.

Эпитаксиальные слои можно получать методом выращивания из газовой фазы [4]. Основная реакция, в результате которой на подложке наращиваются кремниевые слои, состоит в восстановлении тетрахлорсилана в водороде:  $\text{SiCl}_4 + 2\text{H}_2 \rightarrow \text{Si}$  (твердый) +  $4\text{HCl}$  (газ). Обычно кремниевые слои выращивают со скоростью  $\sim 1$  мкм/мин при температуре 1200 °С и выше. Молярная концентрация  $\text{SiCl}_4$ , т. е. отношение числа молекул  $\text{SiCl}_4$  к общему числу молекул газовой смеси, составляет 0,01 %. Эпитаксиальные слои также получают выращиванием из жидкой фазы [11], что широко используется при работе со сложными полупроводниками. При молекулярно-лучевой эпитаксии удается контролировать с большой точностью состав полупроводниковой пленки в слоях толщиной порядка атомных размеров [12, 13].

Для создания пленок двуокиси кремния наиболее часто используют метод термического окисления [14] кремния, сопровождающийся химической реакцией  $\text{Si}$  (твердый) +  $\text{O}_2$  (сухой кислород)  $\rightarrow \text{SiO}_2$  (твердый) или  $\text{Si}$  (твердый) +  $2\text{H}_2\text{O}$  (пар)  $\rightarrow \text{SiO}_2$  (твердый) +  $2\text{H}_2$ . Можно показать, что в начале реакции толщина слоя окисла растет линейно со временем, а при длительном окислении — как квадратный корень из длительности [15]. При образовании слоя двуокиси кремния толщиной  $d$  расходуется слой кремния толщиной  $0,45d$ . Экспериментальные зависимости толщины окисла от времени и температуры реакции при выращивании в сухом кислороде и в парах воды приведены на рис. 2.



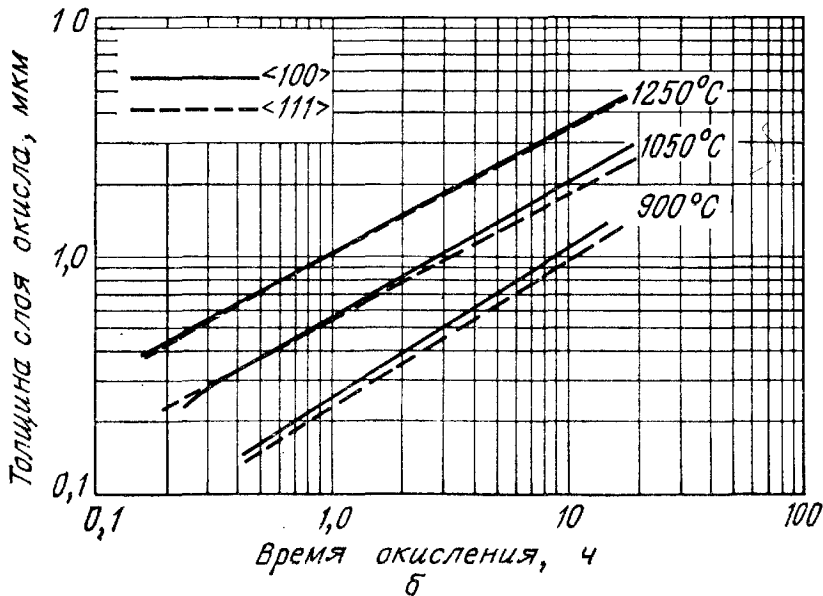
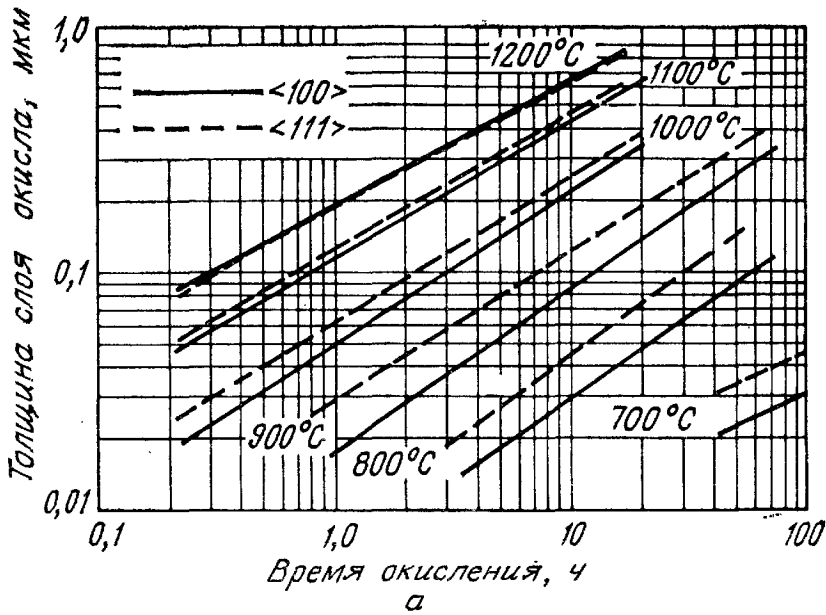


Рис. 2. Экспериментальные зависимости толщины окисла от времени окисления и температуры для двух ориентаций подложки [16]:

*a* — окисление в сухом кислороде; *б* — окисление в парах воды.

Для заданной температуры скорость окисления в парах воды в 5—10 раз выше, чем в сухом кислороде. Кроме того, при низких температурах скорость окисления зависит от ориентации кристалла [16].

Простой одномерный диффузионный процесс описывается законом Фика [17]

$$\frac{\partial C(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C(x, t)}{\partial x^2}, \quad (1)$$

где  $C$  — концентрация примеси,  $D$  — коэффициент диффузии. Это уравнение аналогично уравнению (96а) (гл. 1), но в нем от-

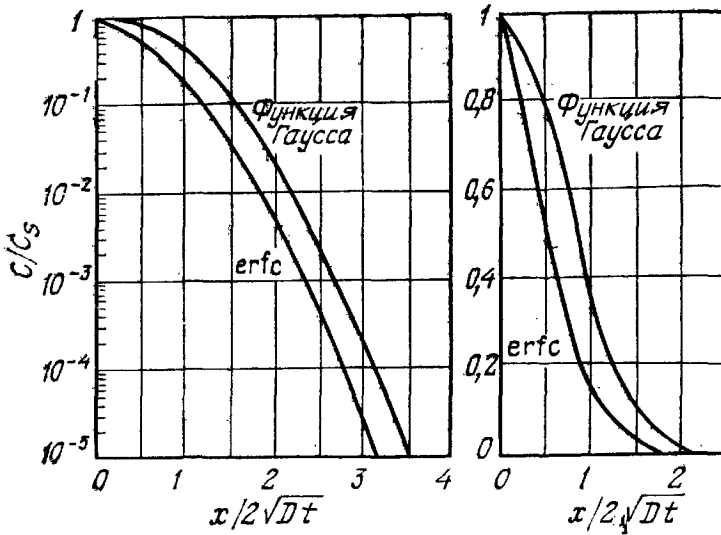


Рис. 3. Нормированные распределения концентрации для функции Гаусса и дополнительной функции ошибок (erfc) в полулогарифмическом и линейном масштабах [17].

сутствуют члены, связанные с генерацией, рекомбинацией и электрическим полем. При выполнении условий диффузии из «ограниченного источника», содержащего общее количество примеси  $S$ , решением уравнения (1) является функция Гаусса

$$C(x, t) = \frac{S}{\sqrt{\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right). \quad (2a)$$

При выполнении условий «постоянной поверхностной концентрации», равной  $C_s$ , решением уравнения (1) является дополнительная функция ошибок

$$C(x, t) = C_s \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right). \quad (26)$$

Зависимости нормированной концентрации от нормированного расстояния для обоих решений приведены на рис. 3. Диффузионные профили многих примесей действительно хорошо аппроксимируются полученными выражениями. Вместе с тем распределение многих примесей, например As в Si, имеют более сложные профили вследствие сильной зависимости процесса диффузии от концентрации примеси [18].

Коэффициент диффузии  $D$  в общем случае зависит от температуры и концентрации примеси. При низкой концентрации величина  $D$  не зависит от концентрации. (Концентрация примеси считается низкой, если она меньше, чем концентрация собственных носителей при температуре диффузии, например при  $1100^\circ\text{C}$ ,  $n_i \approx 10^{19}\text{см}^{-3}$ , как это следует из рис. 11 гл. 1.) В ограниченном температурном диапазоне и при низкой концентрации коэффициент диффузии может быть представлен в виде

$$D(T) = D_0 \exp(-\Delta E/kT), \quad (3)$$

где  $D_0$  — коэффициент диффузии при высокой температуре,  $\Delta E$  — энергия активации процесса диффузии. Значения  $D(T)$  для различных примесей в Ge, Si и GaAs при низкой их концентрации приведены на рис. 4 [19, 20]. При увеличении концентрации примеси коэффициент  $D(T)$  начинает сильно зависеть от концентрации.

Коэффициент диффузии примеси связан с предельной растворимостью примеси в твердой фазе, равной максимальной концентрации примеси, которая может быть введена в твердую фазу при любой заданной температуре. Зависимости предельных растворимостей наиболее важных примесей для кремния от температуры представлены на рис. 5 [21]. Из него следует, что в качестве примесей, обеспечивающих наиболее сильное легирование кремния  $n$ -типа, следует использовать мышьяк и фосфор, а для получения сильнолегированного кремния  $p$ -типа следует использовать бор.

Ионная имплантация представляет собой введение в подложку заряженных атомных частиц, обладающих определенной энергией, с целью изменения электрических, металлургических и химических свойств подложки. Обычно используют ионы с энергией в диапазоне 10—400 кэВ, а типичные дозы ионов варьируют от  $10^{11}$  до  $10^{16}$  ион/см<sup>2</sup>. Основные достоинства ионной имплантации заключаются в следующем: 1) общая доза примеси, глубина профиля и поверхностная однородность строго контролируются; 2) процесс

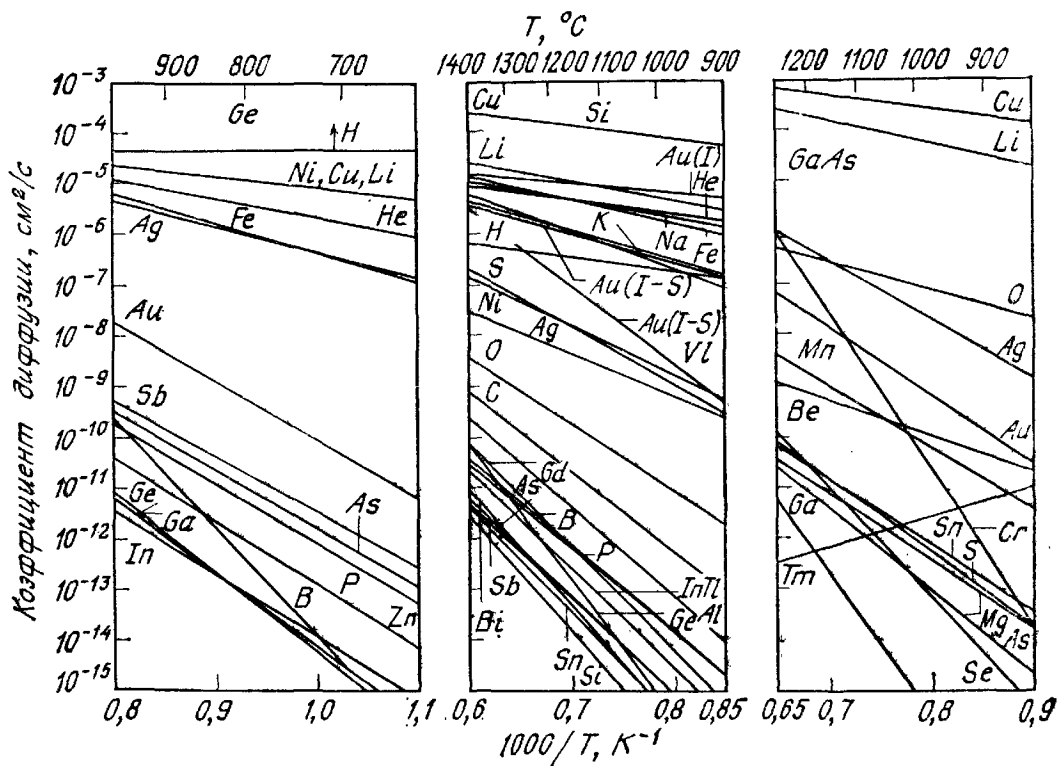


Рис. 4. Температурная зависимость коэффициентов диффузии примесей в Ge, Si и GaAs [19, 20].

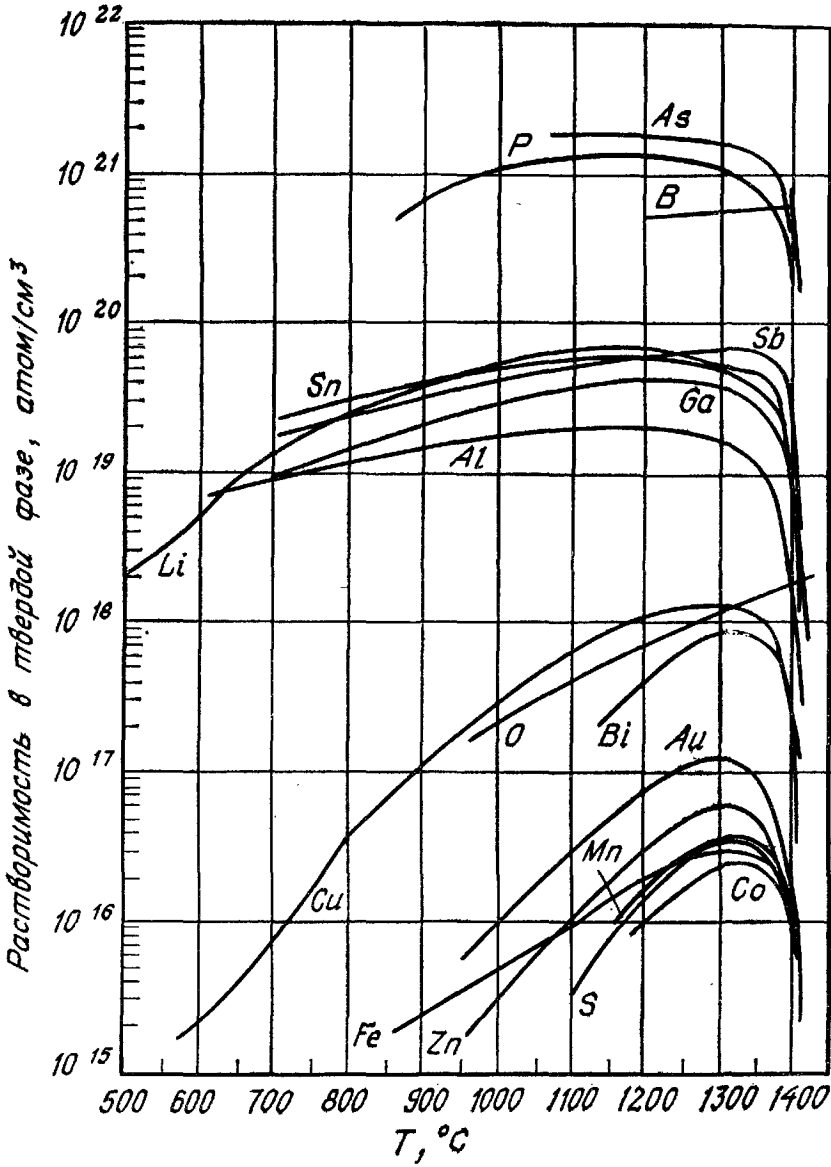


Рис. 5. Температурная зависимость растворимости различных элементов в Si [21].

протекает при низкой температуре; 3) имплантированная область точно совмещается с краем маски.

При имплантации ионным лучом бесконечно малого диаметра распределение ионов в подложке (вставка на рис. 6) описывается формулой <sup>1)</sup> [10]

$$n(x, y) = \frac{s}{(2\pi)^{3/2} \Delta R_p \Delta R_T^2} \exp \left[ - \left( \frac{x - R_p}{\sqrt{2} \Delta R_p} \right)^2 \right] \exp \left[ - \left( \frac{y}{\sqrt{2} \Delta R_T} \right)^2 \right], \quad (4)$$

<sup>1)</sup> Точнее, правую часть выражения надо еще умножить на время воздействия пучка. — Прим. ред.

где  $s$  — интенсивность облучения, измеряемая числом ионов в 1 с;  $R_p$  — нормальная длина пробега по направлению падения ионов;  $\Delta R_p$  — нормальная дисперсия;  $\Delta R_T$  — поперечная дисперсия. Зависимость  $R_p$  от энергии имплантируемых ионов бора, фосфора и мышьяка в Si и SiO<sub>2</sub> приведена на рис. 6. Нормальная длина пробега приблизительно линейно возрастает с энергией. Ионы бора имеют почти одинаковые нормальные длины пробега в Si и SiO<sub>2</sub>; вместе с тем для фосфора и мышьяка нормальная длина пробега в SiO<sub>2</sub> примерно на 20 % меньше, чем в Si. Нормальная и поперечная дисперсия для этих ионов показана на рис. 7. Дисперсия также возрастает с увеличением энергии ионов. Отношение  $\Delta R_p$  к  $R_p$  во всем диапазоне энергий лежит в интервале 0,2—0,5.

При равномерном сканировании имплантирующим лучом бесконечно малого диаметра по подложке концентрация легирующей примеси перестает зависеть от координат при удалении от края

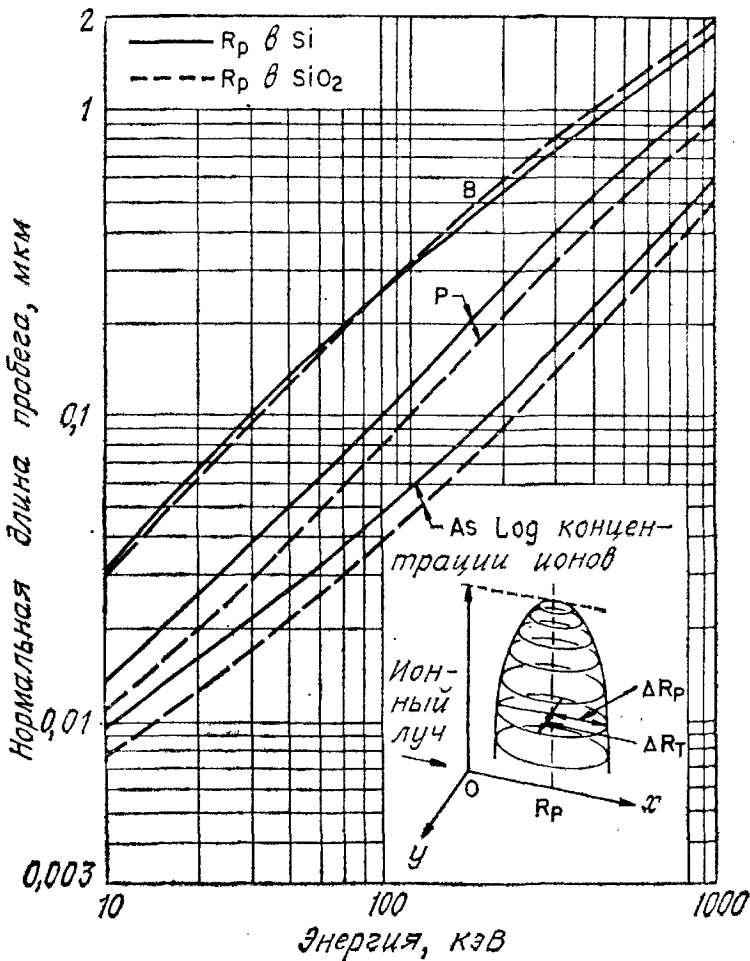


Рис. 6. Зависимость нормальной длины пробега ионов бора, фосфора и мышьяка в Si (сплошные линии) и SiO<sub>2</sub> (штриховые линии) от энергии имплантации. На вставке показано распределение имплантированных ионов [10].

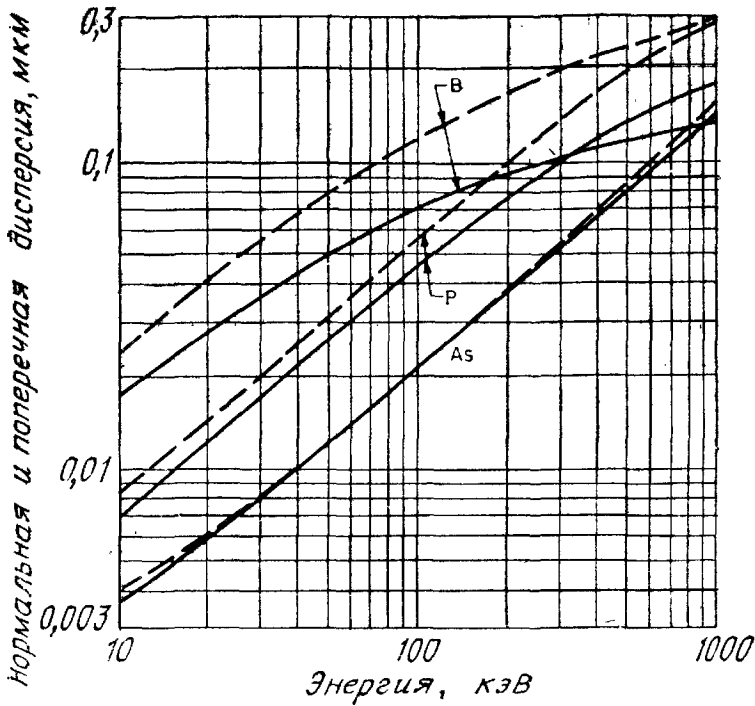


Рис. 7. Зависимость нормальной (сплошные линии) и поперечной (штриховые линии) дисперсии длины пробега ионов бора, фосфора и мышьяка в кремний от энергии имплантации [10].

области сканирования на расстояние, равное нескольким  $\Delta R_T$ . В этом случае распределение примеси принимает вид

$$n(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi}\Delta R_p} \exp\left[-\left(\frac{x - R_p}{\sqrt{2}\Delta R_p}\right)^2\right], \quad (4a)$$

что соответствует распределению Гаусса с общим числом ионов на единицу площади  $\Phi$  и максимальной концентрации  $\Phi/(\sqrt{2\pi}\Delta R_p)$  на глубине  $x = R_p$ .

Начиная с 1974 г. интенсивно изучается лазерная обработка полупроводников [22, 23]. Лазерное излучение высокой интенсивности (импульсная генерация рубинового лазера или непрерывная генерация аргонового лазера) способно устранить нарушения кристаллической решетки, вызванные ионной имплантацией, а также рекристаллизовать аморфные полупроводниковые пленки. Потенциальные преимущества лазерного процесса обработки состоят в следующем: 1) в управлении глубиной расположения отжигаемого слоя и профиля примеси за счет избирательного поглощения лазерного излучения и времени действия лазерного импульса или сканирования луча. Особенность лазерного излучения заключается в возможности активировать имплантированную примесь без ее перераспределения; 2) в высокой степени локализации процесса обработки вплоть до микронных масштабов, поскольку луч лазера допускает фокусировку до таких размеров; 3) в ре-

кристаллизации материала из аморфного слоя на кристаллической подложке или образовании поликристаллических пленок с большим размером зерна из пленок, нанесенных на изоляторы.

Практически большинство примесных профилей в  $p-n$ -переходах можно отнести к одному из двух предельных случаев: резкому переходу со ступенчатым распределением примеси и плавному переходу с линейным распределением примеси (рис. 8). Ступенчатая аппроксимация обеспечивает адекватное приближение для сплавных переходов, мелких диффузионных переходов и нонноимплантированных переходов. Линейная аппроксимация пригодна для глубоких диффузионных переходов.

В результате планарного процесса возникает еще одно важное явление. При образовании  $p-n$ -перехода путем диффузии через

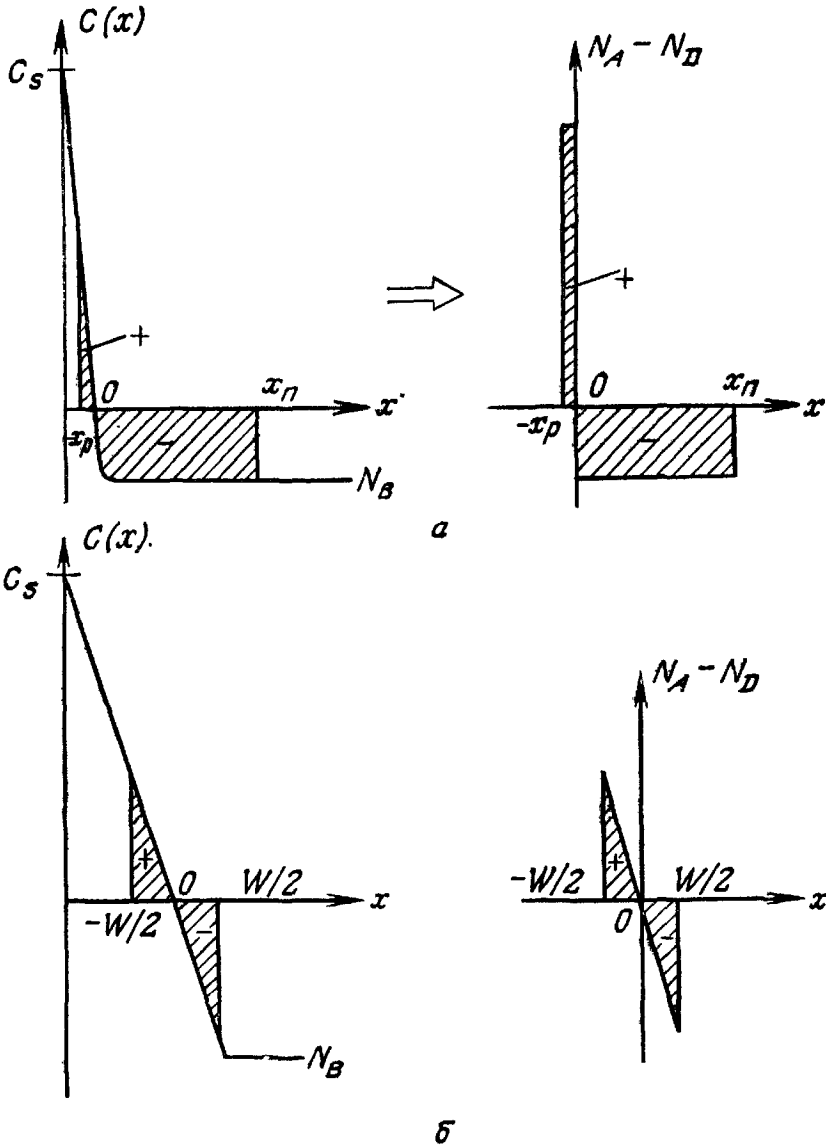


Рис. 8. Аппроксимированное распределение примеси.  
 а — резкий переход со ступенчатым распределением; б — плавный переход с линейным распределением.

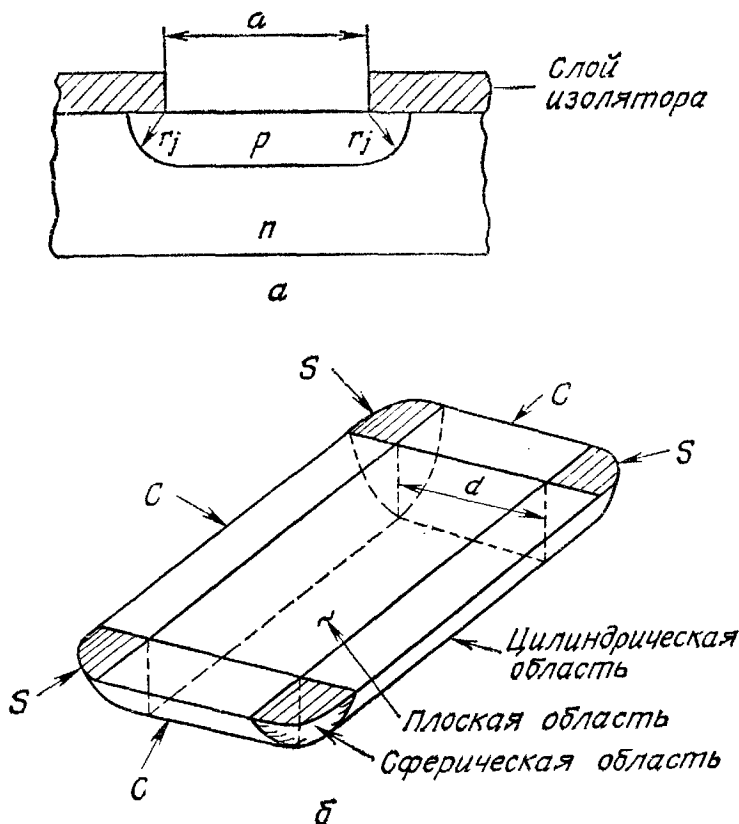


Рис. 9. Форма  $p-n$ -перехода, полученного путем планарного диффузионного процесса (а) ( $r_j$  — радиус кривизны) и образование областей приблизительно цилиндрической и сферической формы при диффузии через прямоугольное окно в маске (б) [24].

окно в изолирующем слое примеси диффундируют не только в глубь полупроводника, но и в боковых направлениях. Поэтому боковые границы плоскостного  $p-n$ -перехода имеют приблизительно цилиндрическую форму (рис. 9, а) [24]. Кроме того, если в защитной маске имелись острые углы, то форма  $p-n$ -перехода вблизи них будет близка к сферической (рис. 9, б). Сферические и цилиндрические области оказывают существенное влияние на работу  $p-n$ -перехода, особенно в режиме лавинного умножения [25], рассматриваемого в разд. 2.5.

## 2.3. ОБЕДНЕННЫЙ СЛОЙ И БАРЬЕРНАЯ ЕМКОСТЬ

### 2.3.1. Резкий переход

Диффузионный потенциал и ширина обедненного слоя. Для резкого (ступенчатого) перехода характерно резкое изменение концентрации примесей в полупроводнике (от концентрации доноров  $N_D$  до концентрации акцепторов  $N_A$ ) (рис. 10, а). В частности, если  $N_A \gg N_D$ , то резкий  $p^+-n$ -переход оказывается несимме-



тричным. Вначале рассмотрим такой переход в состоянии теплового равновесия, когда отсутствует приложенное напряжение и не протекает ток. Из уравнений (33) и (93а) гл. 1 следует

$$J_n = 0 = q\mu_n \left( n\mathcal{E} + \frac{kT}{q} \frac{\partial n}{\partial x} \right) = \mu_n n \frac{\partial E_F}{\partial x}, \quad (5)$$

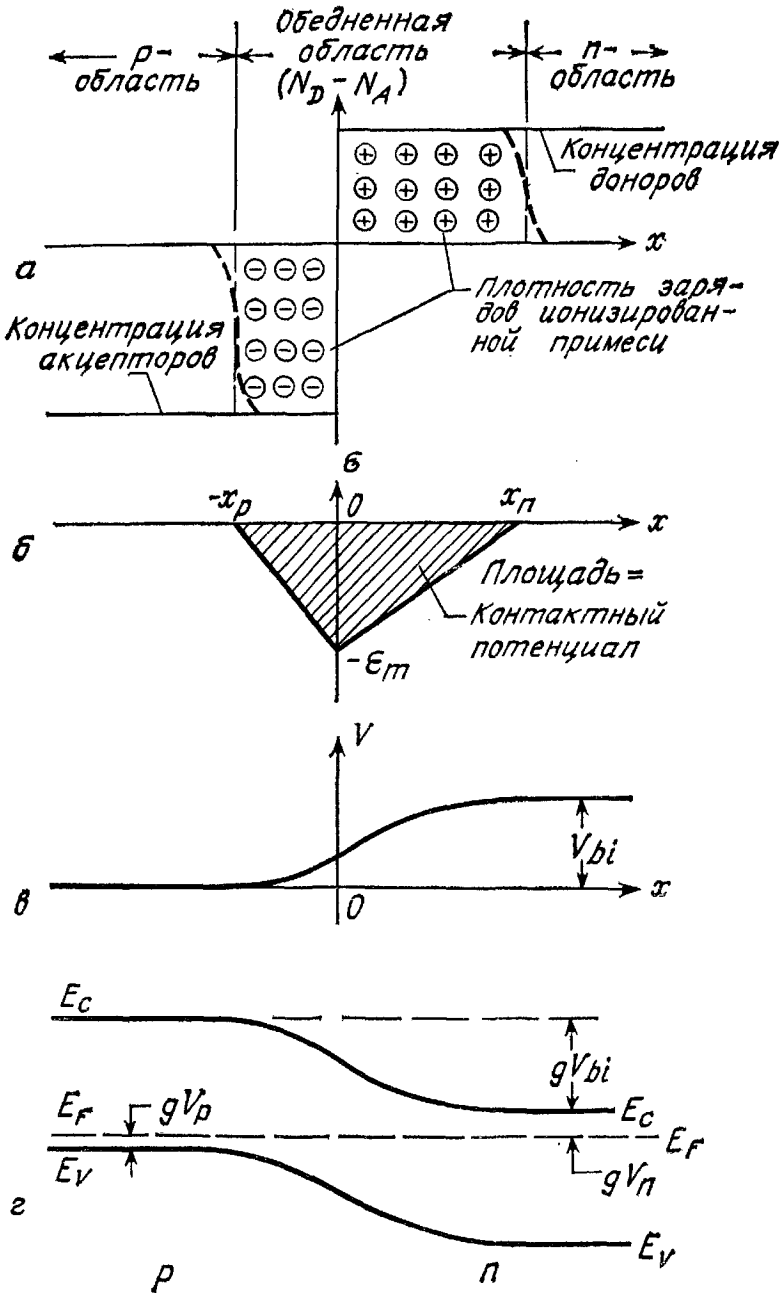


Рис. 10. Резкий переход при тепловом равновесии.

**а** — распределение пространственного заряда. Штриховыми линиями обозначены «хвосты» распределения основных носителей; **б** — распределение электрического поля; **в** — изменение потенциала с расстоянием ( $V_{bi}$  — контактная разность потенциалов); **г** — зонная диаграмма.

или

$$\frac{\partial E_F}{\partial x} = 0. \quad (5a)$$

Аналогично

$$J_p = 0 = \mu_p p \frac{\partial E_F}{\partial x}. \quad (6)$$

Таким образом, равенство нулю электронного и дырочного токов ведет к постоянству уровня Ферми во всем объеме образца. Контактная разность потенциалов  $V_{bi}$  (рис. 10, б, г) определяется выражением

$$qV_{bi} = E_g - (qV_n + qV_p) = kT \ln \left( \frac{N_C N_V}{n_i^2} \right) - \left[ kT \ln \left( \frac{N_C}{n_{n0}} \right) + kT \ln \left( \frac{N_V}{p_{p0}} \right) \right] = kT \ln \left( \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} \right) \simeq kT \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right). \quad (7)$$

Поскольку в равновесии  $n_{n0} p_{p0} = n_{p0} p_{p0} = n_i^2$ ,

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{p_{p0}}{p_{n0}} \right) = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{n_{n0}}{n_{p0}} \right). \quad (7a)$$

Выражение (7a) связывает концентрации дырок и электронов по обе стороны перехода:

$$p_{n0} = p_{p0} \exp \left( - \frac{qV_{bi}}{kT} \right), \quad (8a)$$

$$n_{p0} = n_{n0} \exp \left( - \frac{qV_{bi}}{kT} \right). \quad (8б)$$

Приближенные значения  $V_{bi}$  для несимметричных резких  $p$ — $n$ -переходов в Ge, Si и GaAs приведены на рис. 11.

При тепловом равновесии электрическое поле в нейтральных областях полупроводника (достаточно далеко удаленных от перехода) равно нулю. Поэтому общий отрицательный заряд на единицу площади в  $p$ -области перехода в точности равен общему положительному заряду на единицу площади в  $n$ -области перехода:

$$N_A x_p = N_D x_n. \quad (9)$$

Из уравнения Пуассона получим (для резкого перехода)

$$- \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \equiv \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = \frac{q}{\epsilon_s} [p(x) - n(x) + N_D^+(x) - N_A^-(x)], \quad (10)$$

или

$$- \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \approx \frac{q}{\epsilon_s} N_D \quad \text{для } 0 < x \leq x_n, \quad (10a)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \approx \frac{-q}{\epsilon_s} N_A \quad \text{для } -x_p \leq x < 0. \quad (10б)$$

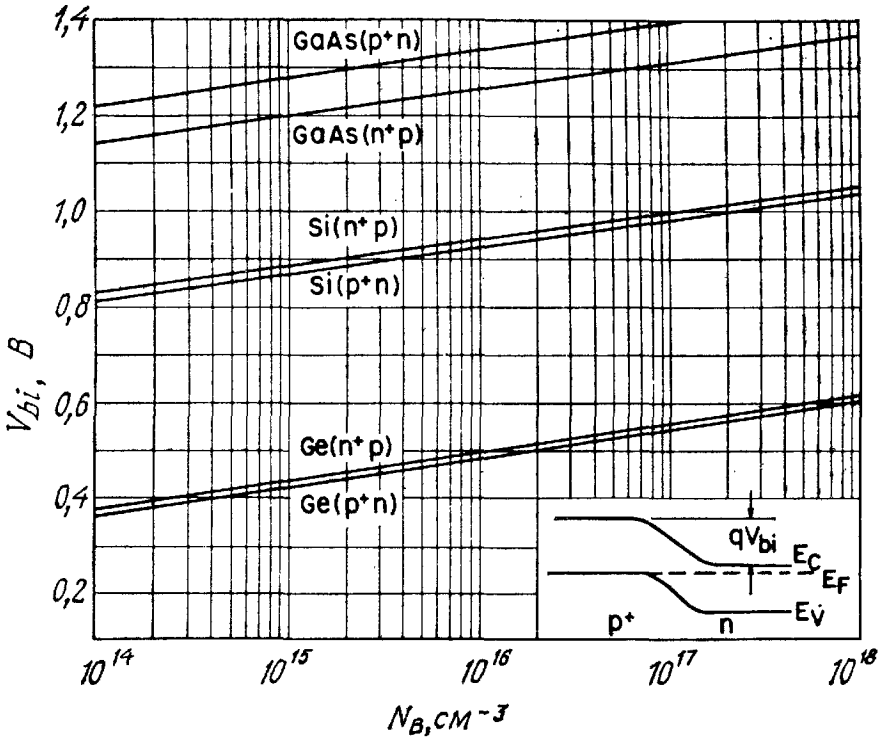


Рис. 11. Контактная разность потенциалов для несимметричных резких переходов в Ge, Si и GaAs как функция концентрации примеси в слаболегированной области перехода.

Интегрируя уравнения (10а) и (10б), определим величину электрического поля (рис. 10, б):

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{qN_A(x+x_p)}{\epsilon_s} \text{ для } -x_p \leq x < 0, \quad (11a)$$

$$\mathcal{E}(x) = -\mathcal{E}_m + \frac{qN_Dx}{\epsilon_s} = \frac{qN_D}{\epsilon_s}(x-x_n) \text{ для } 0 < x \leq x_n, \quad (11б)$$

где  $\mathcal{E}_m$  — максимальное значение электрического поля, которое достигается при  $x = 0$  и равно

$$|\mathcal{E}_m| = \frac{qN_Dx_n}{\epsilon_s} = \frac{qN_Ax_p}{\epsilon_s}. \quad (12)$$

Еще раз интегрируя уравнение (10), получим распределение потенциала и диффузионный потенциал  $V(x)$  (рис. 10, в):

$$V(x) = \mathcal{E}_m \left( x - \frac{x^2}{2W} \right), \quad (13)$$

$$V_{bi} = \frac{1}{2} \mathcal{E}_m W \equiv \frac{1}{2} \mathcal{E}_m (x_n + x_p), \quad (14)$$

где  $W$  — полная ширина обедненной области. Исключив  $\mathcal{E}_m$  из выражений (12) и (14), получим для резкого симметричного перехода

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}}. \quad (15)$$

Для несимметричного резкого перехода выражение (15) упрощается:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s V_{bi}}{q N_B}}, \quad (15a)$$

где  $N_B = N_D$  или  $N_B = N_A$  в зависимости от того, выполняется условие  $N_A \gg N_D$  или не выполняется.

Более точное выражение для ширины обедненной области получается из уравнения (10), если кроме концентрации ионизированной примеси дополнительно учесть вклад основных носителей, т. е. положить  $\rho \approx -q [N_A - p(x)]$  в  $p$ -области перехода и  $\rho \approx q [N_D - n(x)]$  в  $n$ -области перехода. Ширина обедненной области в таком приближении вычисляется по той же формуле (15), если  $V_{bi}$  заменить на  $V_{bi} - 2kT/q$ . Поправочный член  $2kT/q$  появляется из-за наличия двух «хвостов» распределения основных носителей [26] (электронов в  $n$ -области перехода и дырок в  $p$ -области, как показано штриховой линией на рис. 10, а). Каждый из них вносит поправку  $kT/q$ . Сама поправка представляет собой просто дипольный момент неточности в распределении, равной разности между истинным распределением и распределением в резком переходе. Учитывая эти замечания, ширину обедненного слоя несимметричного резкого перехода при тепловом равновесии можно записать в виде

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q N_B} (V_{bi} - 2kT/q)} = L_D \sqrt{2(\beta V_{bi} - 2)}, \quad (16)$$

где  $\beta = q/kT$  и  $L_D$  — дебаевская длина. Дебаевская длина является характеристическим параметром для полупроводников и определяется выражением

$$L_D \equiv \sqrt{\frac{\varepsilon_s kT}{q^2 N_B}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s}{q N_B \beta}}. \quad (17)$$

При тепловом равновесии ширина обедненной области резкого перехода составляет  $\sim 6L_D$  для Ge,  $\sim 8L_D$  для Si и  $\sim 10L_D$  для GaAs. Зависимость дебаевской длины от концентрации легирующей примеси для кремния при комнатной температуре приведена на рис. 12. При концентрации примеси  $10^{16}$  см $^{-3}$  дебаевская длина составляет 400 Å и изменяется по закону  $1/\sqrt{N_B}$ , т. е. с возрастанием концентрации на порядок она уменьшается в 3,16 раза.

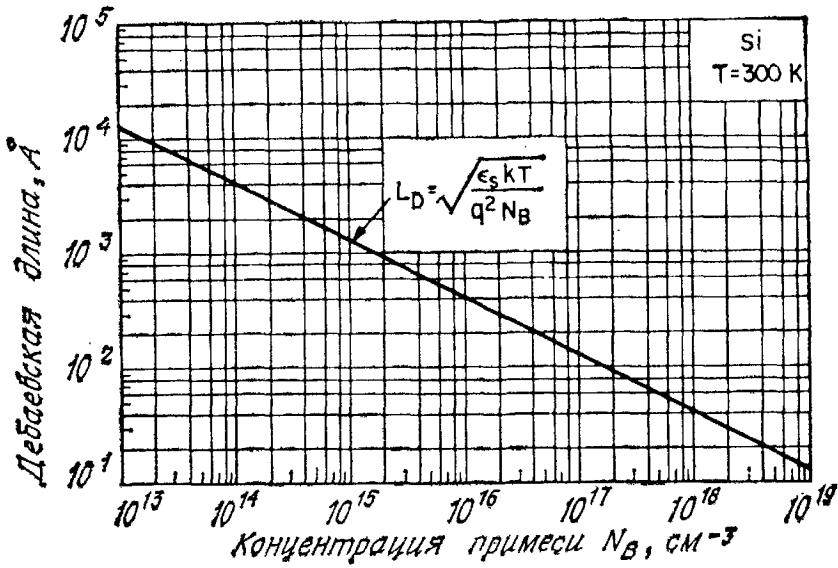


Рис. 12. Зависимость дебаевской длины в Si от концентрации примеси.

Зависимость величины  $W$  от концентрации примеси для резкого несимметричного перехода в кремнии приведена на рис. 13 (штриховая линия соответствует нулевому смещению на переходе). При подаче на переход напряжения  $V$  полное изменение электростатического потенциала на нем составит  $V_{bi} + V$  для обратного смещения (положительное напряжение на  $n$ -области по отношению к  $p$ -области) и  $V_{bi} - V$  для прямого смещения. Подставив эти значения напряжения в выражение (16), получим зависимость ширины обедненной области от приложенного напряжения.

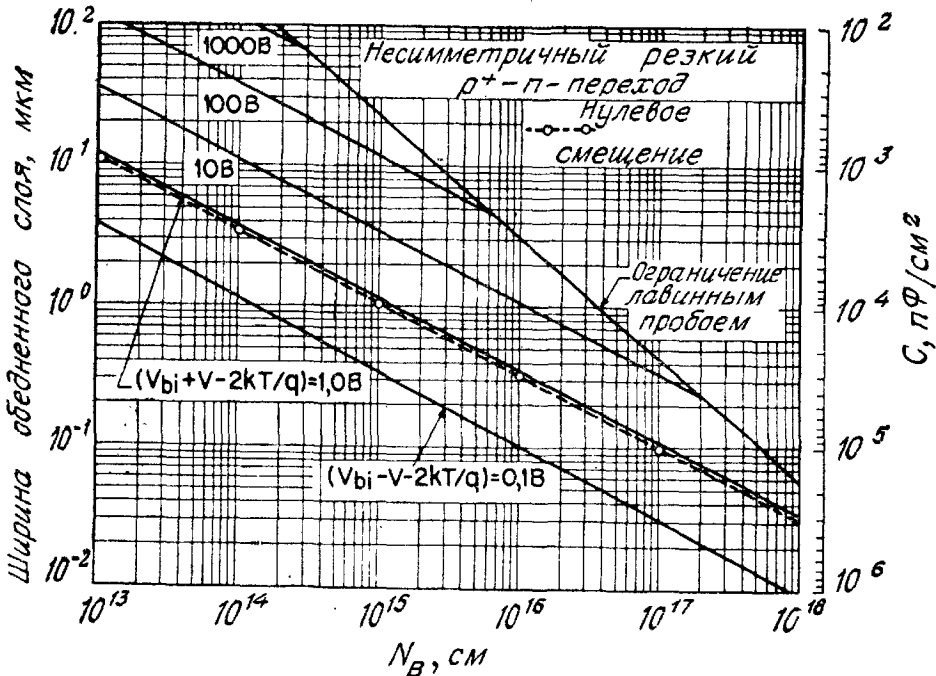


Рис. 13. Зависимость ширины обедненного слоя и удельной емкости от концентрации примеси для несимметричного резкого перехода в Si.

На рис. 13 приведены значения  $W$  для несимметричных резких переходов в кремнии. Значения, лежащие ниже линии нулевого смещения (штриховая линия), относятся к прямому смещению, а значения выше этой линии относятся к обратному смещению.

Приведенные результаты справедливы также и для GaAs, так как Si и GaAs имеют примерно одинаковые значения низкой частотной диэлектрической постоянной. Чтобы получить значение ширины обедненной области для германия, достаточно умножить величину, полученную для кремния, на коэффициент  $\sqrt{\epsilon_s(\text{Ge})/\epsilon_s(\text{Si})} = 1,16$ .

Рассмотренная выше простая модель дает достаточно точные оценки для большинства резких  $p$ — $n$ -переходов. Однако в случае сильнонесимметричных переходов или приборов со сверхмелким залеганием переходов для получения точных результатов необходимо выполнять численные расчеты [27]. Электрическое поле вблизи перехода не может быть ограничено областью, заштрихованной на рис. 8, а в левой части, поскольку любой градиент примеси дает свой вклад в поле (в соответствии с выражением (5)). Большой градиент легирующей примеси, очевидно, приведет к распространению электрического поля за пределы отмеченной области. На рис. 14, в в качестве примера показан диффузионный  $p$ — $n$ -переход глубиной 0,25 мкм с  $C_s = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , с профилем типа  $\text{erfc}$  и  $N_A = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Зонная диаграмма в состоянии равновесия приведена на рис. 14, а. Имеется несколько существенных различий в профиле электрического поля, полученном с помощью простой модели и численных расчетов. Во-первых, протяженность области с электрическим полем в диффузионной части перехода в пять раз больше, чем следует из простой модели. Во-вторых, электрическое поле не снижается ниже  $10^4 \text{ В/см}$  вплоть до границы области, поэтому процессы переноса носителей будут сильно ускорены. Распределение пространственного заряда (без учета поверхностных эффектов) приведено на рис. 14, в. Очевидно, что пространственный заряд в диффузионной области распространяется на значительно большее расстояние, чем ширина обедненной области —  $x_p$ , полученная в рамках простой модели.

**Барьерная емкость.** Удельная барьерная емкость  $p$ — $n$ -перехода определяется выражением  $C \equiv dQ_c/dV$ , где  $dQ_c$  — дифференциальное приращение плотности заряда, вызванное достаточно малым изменением приложенного напряжения.

Для несимметричных резких переходов удельная емкость

$$C \equiv \frac{dQ_c}{dV} = \frac{d(qN_B W)}{d[(qN_B/2\epsilon_s) W^2]} = \frac{\epsilon_s}{W} = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_B}{2}} \times$$

$$\times (V_{bi} \pm V - 2kT/q)^{-1/2} = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2L_D}} (\beta V_{bi} \pm \beta V - 2)^{-1/2} [\Phi/\text{см}^2], \quad (18)$$

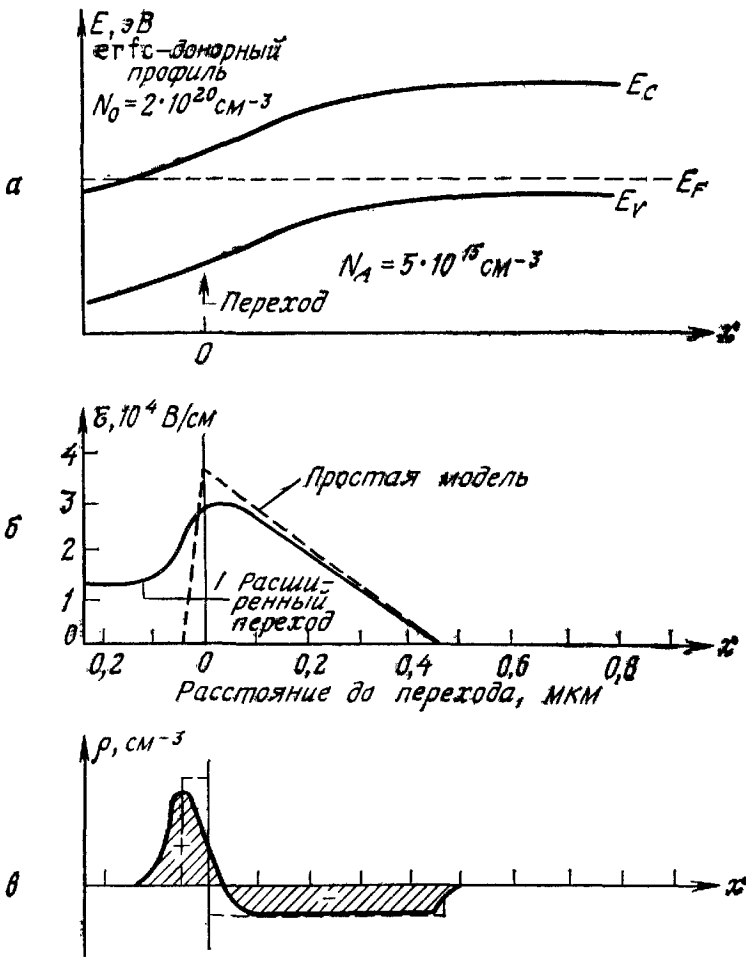


Рис. 14. Сильнонесимметричный переход [27].

*a* — зонная диаграмма; *б* — распределение электрического поля; *в* — распределение пространственного заряда.

ИЛИ

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2L_D^2}{\epsilon_s^2} (\beta V_{bi} \pm \beta V - 2), \tag{18a}$$

$$\frac{d(1/C^2)}{dV} \cong \frac{2L_D^2 \beta}{\epsilon_s^2} = \frac{2}{q\epsilon_s N_B}, \tag{18б}$$

где знаки плюс и минус соответствуют обратному и прямому смещению. Из выражения (18а) следует, что для несимметричного резкого перехода зависимость  $1/C^2$  от  $V$  представляет собой прямую линию. Ее наклон определяет концентрацию примеси в подложке ( $N_B$ ), а точка пересечения с осью абсцисс (при  $1/C^2 = 0$ ) дает величину  $V_{bi} - 2kT/q$ . Результаты вычисления емкостей приведены на рис. 13. Отметим, что при прямом смещении к барьерной емкости добавляется диффузионная емкость (разд. 3.4).

Формула (18б) остается справедливой и для переходов с более сложными распределениями примеси, чем для резкого  $p^+ - n$ -перехода. В общем случае имеем

$$\frac{d(1/C^2)}{dV} = \frac{2}{q\varepsilon_s N(W)} \text{ и } W = \frac{\varepsilon_s}{C(V)}, \quad (18\text{в}), (18\text{г})$$

где  $N(W)$  — плотность примеси при  $x = W$ .

Следует отметить, что зависимость емкости от напряжения нечувствительна к изменениям профиля примеси в высоколегированной области, если они имеют место на расстояниях, меньших дебаевской длины. Поэтому при определении распределения примесей  $C-V$ -методом обеспечивается пространственное разрешение порядка дебаевской длины [28].

### 2.3.2. Плавный линейный переход

Вначале рассмотрим состояние теплового равновесия. На рис. 15, а показан случай линейного распределения примеси в плавном переходе. Для такой ситуации уравнение Пуассона имеет вид

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \equiv \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_s} = \frac{q}{\varepsilon_s} (p - n + ax) \approx \frac{q}{\varepsilon_s} ax, \quad -\frac{W}{2} \leq x \leq \frac{W}{2}, \quad (19)$$

где  $a$  — градиент концентрации примеси размерностью  $\text{см}^{-4}$ . Интегрируя уравнение (19), получим распределение напряженности электрического поля (рис. 15, б)

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{qa}{\varepsilon_s} \frac{(W/2)^2 - x^2}{2}. \quad (20)$$

В точке  $x = 0$  поле принимает максимальное значение  $\mathcal{E}_m$ :

$$|\mathcal{E}_m| = \frac{qaW^2}{8\varepsilon_s}. \quad (20\text{а})$$

Повторное интегрирование уравнения (20) дает величину контактной разности потенциалов (рис. 15, в)

$$V_{bi} = \frac{qaW^3}{12\varepsilon_s} \quad (21)$$

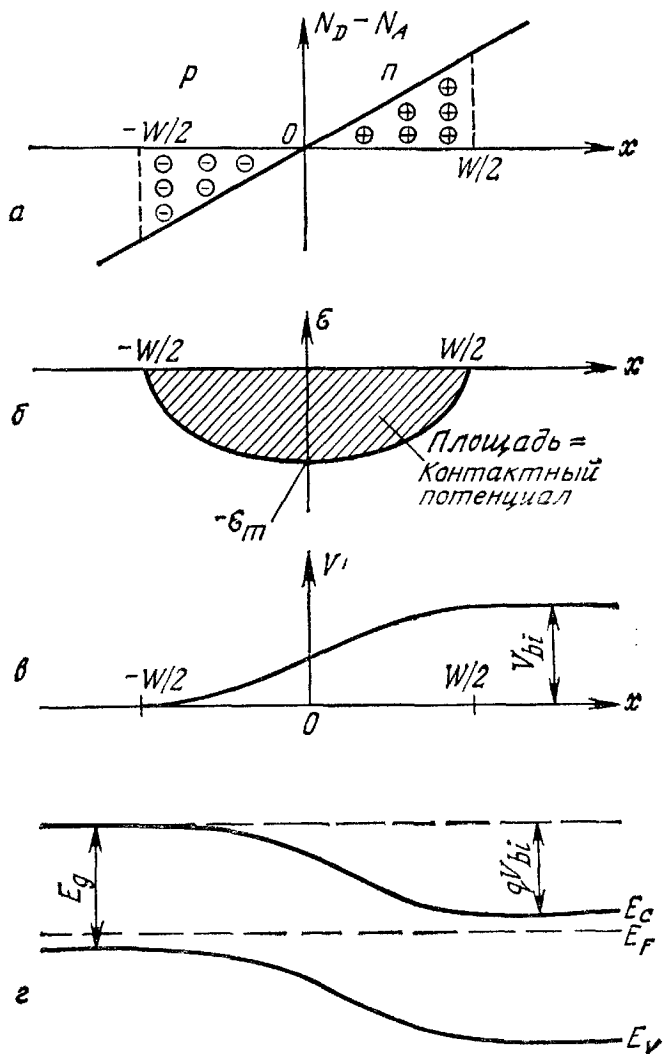
или

$$W = \left( \frac{12\varepsilon_s V_{bi}}{qa} \right)^{1/3}. \quad (21\text{а})$$

Так как значения концентрации примесей на границах обедненной области ( $-W/2$  и  $W/2$ ) равны  $aW/2$ , то для контактной раз-



Рис. 15. Плавный линейный переход в тепловом равновесии. *a* — распределение пространственного заряда; *б* — распределение электрического поля; *в* — изменение потенциала с расстоянием; *г* — зонная диаграмма.



ности потенциалов на линейном переходе справедливо приближенное выражение, аналогичное выражению (7):

$$V_{bi} \approx \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{(aW/2)(aW/2)}{n_i^2} \right] = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{aW}{2n_i} \right)^2. \quad (22)$$

Барьерная емкость линейного перехода вычисляется по формуле

$$C \equiv \frac{dQ_c}{dV} = \frac{d(qaW^2/8)}{d(qaW^3/12\epsilon_s)} = \frac{\epsilon_s}{W} = \left[ \frac{qa\epsilon_s^2}{12(V_{bi} \pm V)} \right]^{1/3} [\text{Ф/см}^2], \quad (23)$$

где знаки плюс и минус соответствуют обратному и прямому смещению. Более точным расчетом [29] с использованием численных методов получают выражение, аналогичное выражению (23), в котором вместо величины  $V_{bi}$  нужно подставить «градиентное напряжение»  $V_g$ :

$$V_g = \frac{2}{3} \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{a^2\epsilon_s kT/q}{8qn_i^3} \right]. \quad (24)$$

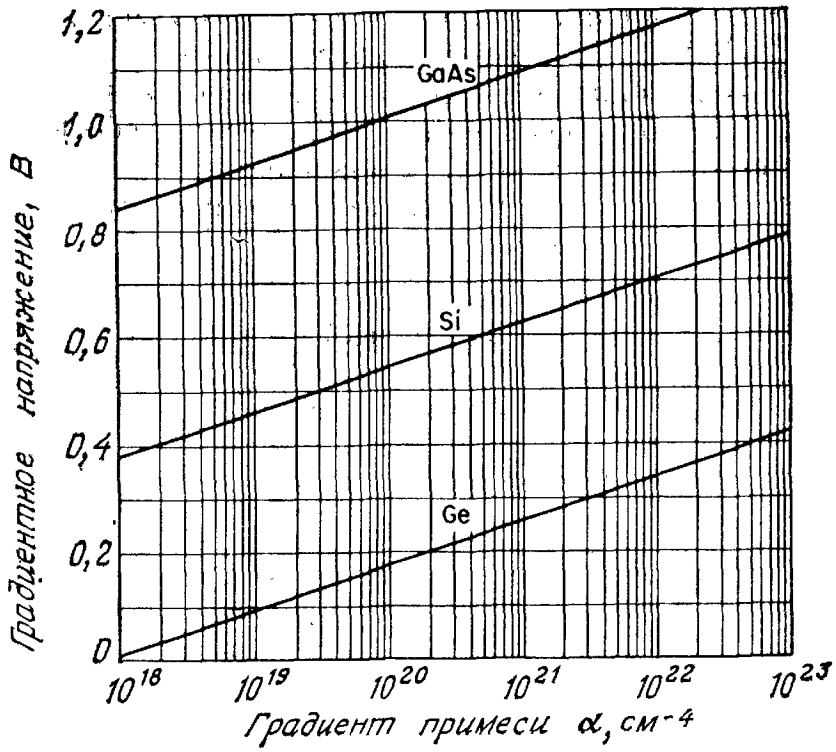


Рис. 16. Градиентное напряжение для линейного перехода в Ge, Si и GaAs.

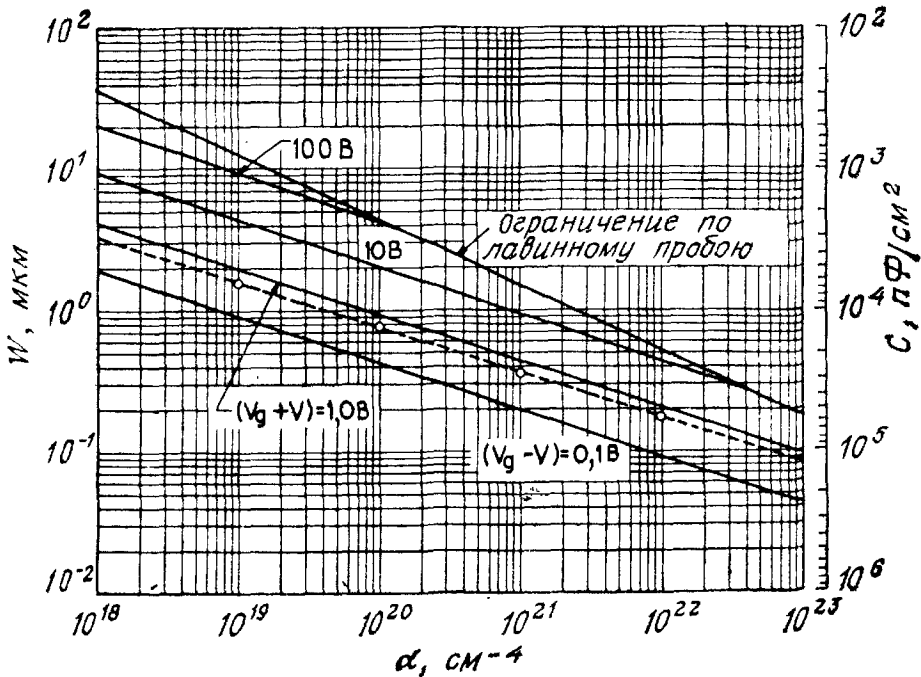


Рис. 17. Зависимости ширины обедненного слоя и удельной барьерной емкости от градиента концентрации примеси для линейных переходов в Si.

Зависимость градиентного напряжения от градиента концентрации примеси в Ge, Si и GaAs приведена на рис. 16. Это напряжение меньше вычисленного по формуле (22) более чем на 100 мВ. Зависимости ширины обедненной области и соответствующей барьерной емкости от градиента концентрации примеси для кремния приведены на рис. 17 (штриховая линия соответствует нулевому смещению на переходе).

## 2.4. ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

### 2.4.1. Идеальный случай. Формула Шокли [1]

Идеальные вольт-амперные характеристики вычисляются на основе следующих четырех допущений: 1) приближения обедненного слоя с резкими границами, т. е. контактная разность потенциалов и приложенное напряжение уравновешены двойным заряженным слоем с резкими границами, вне которых полупроводник считается нейтральным; 2) приближения Больцмана, т. е. в обедненной области справедливы распределения Больцмана, аналогичные выражениям (33) и (37) из гл. 1; 3) приближения низкого уровня инжекции, т. е. плотность инжектированных неосновных носителей мала по сравнению с концентрацией основных носителей; 4) отсутствия в обедненном слое токов генерации и постоянства протекающих через него электронного и дырочного токов.

Вначале рассмотрим соотношения Больцмана для состояния теплового равновесия

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right) \equiv n_i \exp\left[\frac{q(\psi - \varphi)}{kT}\right], \quad (25a)$$

$$p = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \equiv n_i \exp\left[\frac{q(\varphi - \psi)}{kT}\right], \quad (25b)$$

где  $\psi$  и  $\varphi$  — потенциалы, соответствующие середине запрещенной зоны и уровню Ферми ( $\psi \equiv -E_i/q$ ,  $\varphi \equiv -E_F/q$ ). Очевидно, что поскольку в состоянии теплового равновесия справедливы выражения (25a) и (25b), то произведение  $pn$  равно  $n_i^2$ . При подаче на переход напряжения по обеим его сторонам происходит изменение концентрации неосновных носителей и произведение  $pn$  уже не равно  $n_i^2$ . Определим теперь квазиуровни Ферми с помощью следующих выражений:

$$n \equiv n_i \exp\left[\frac{q(\psi - \varphi_n)}{kT}\right], \quad (26a)$$

$$p \equiv n_i \exp\left[\frac{q(\varphi_p - \psi)}{kT}\right], \quad (26b)$$

где  $\varphi_n$  и  $\varphi_p$  — квазиуровни Ферми для электронов и дырок соответственно. Из выражений (26а) и (26б) имеем

$$\varphi_n \equiv \psi - \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{n}{n_i} \right), \quad (27a)$$

$$\varphi_p \equiv \psi + \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{p}{n_i} \right). \quad (27б)$$

Тогда

$$pn = n_i^2 \exp \left[ \frac{q(\varphi_p - \varphi_n)}{kT} \right]. \quad (28)$$

При прямом смещении  $(\varphi_p - \varphi_n) \gg 0$  и  $pn > n_i^2$ , а при обратном смещении  $(\varphi_p - \varphi_n) < 0$  и  $pn < n_i^2$ .

Из выражения (93) гл. 1 и выражения (26а) с учетом того, что  $\mathcal{E} \equiv -\nabla\psi$ , получим

$$J_n = q\mu_n \left( n\mathcal{E} + \frac{kT}{q} \nabla n \right) = q\mu_n n (-\nabla\psi) + \\ + q\mu_n \frac{kT}{q} \left[ \frac{qn}{kT} (\nabla\psi - \nabla\varphi_n) \right] = -q\mu_n n \nabla\varphi_n. \quad (29)$$

Аналогично для дырочного тока имеем

$$J_p = -q\mu_p p \nabla\varphi_p. \quad (30)$$

Таким образом, плотности электронного тока и дырочного тока пропорциональны градиентам квазиуровней Ферми для электронов и дырок соответственно. Если  $\varphi_n = \varphi_p = \varphi = \text{const}$  в состоянии теплового равновесия, то  $J_n = J_p = 0$ .

Идеализированные функции распределения потенциала и концентрации носителей в  $p$ - $n$ -переходе при прямом и обратном смещении приведены на рис. 18. Изменения  $\varphi_n$  и  $\varphi_p$  с расстоянием определяются распределением концентрации носителей в соответствии с выражениями (27). В  $n$ - и  $p$ -областях перехода разность концентраций электронов  $n$  составляет несколько порядков, а плотность электронного тока  $J_n$  почти не меняется. Поэтому в пределах обедненного слоя потенциал  $\varphi_n$  также должен быть почти постоянен. Разность электростатических потенциалов на  $p$ - $n$ -переходе определяется величиной

$$V = \varphi_p - \varphi_n. \quad (31)$$

Из выражений (28) и (31) получаем концентрацию электронов на границе обедненного слоя в  $p$ -области перехода ( $x = -x_p$ ):

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) = n_{p0} \exp \left( \frac{qV}{kT} \right), \quad (32)$$

где  $n_{p0}$  — равновесная концентрация электронов в  $p$ -области. Аналогично

$$p_n = p_{n0} \exp \left( \frac{qV}{kT} \right), \quad (33)$$

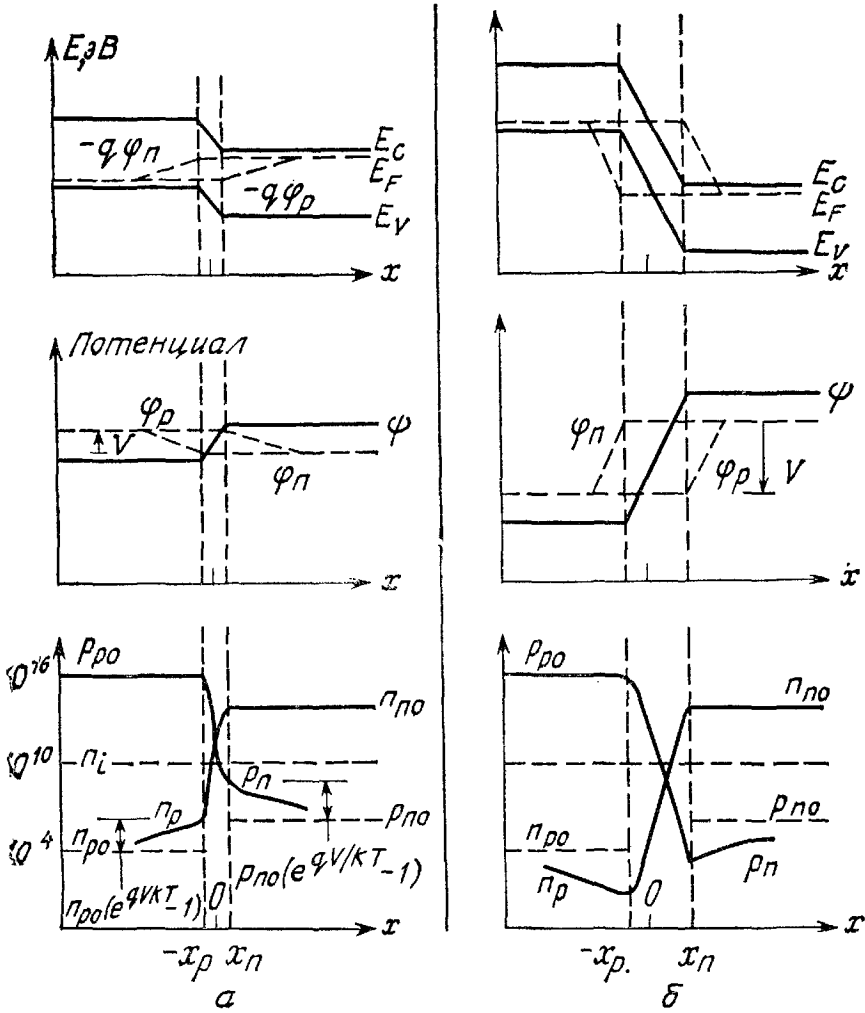


Рис. 18. Зонная диаграмма, положение собственного уровня Ферми  $\psi$  и квазиуровней Ферми для электронов  $\psi_n$  и дырок  $\psi_p$  и распределение концентраций носителей [1].

*a* — при прямом смещении; *b* — при обратном смещении.

где  $p_n$  — концентрация дырок на границе обедненного слоя в *n*-области перехода при  $x = x_n$ , а  $p_{n0}$  — равновесная концентрация дырок в *n*-области. Полученные выражения являются основными граничными условиями при вычислении идеальной вольт-амперной характеристики.

В стационарном состоянии уравнения непрерывности записываются в виде

$$-U + \mu_n \mathcal{E} \frac{\partial n_n}{\partial x} + \mu_n n_n \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_n}{\partial x^2} = 0, \quad (34a)$$

$$-U - \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial p_p}{\partial x} - \mu_p p_p \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_p}{\partial x^2} = 0. \quad (34b)$$

В этих уравнениях  $U$  обозначает результирующую скорость рекомбинации. Поскольку в первом приближении соблюдается за-

рядовая нейтральность, то  $(n_n - n_{n0}) \approx (p_n - p_{n0})$ . Умножая уравнение (34а) на  $\mu_p p_n$  и уравнение (34б) на  $\mu_n n_n$  и учитывая соотношение Эйнштейна  $D = (kT/q) \mu$ , получим

$$-\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_a} + D_a \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{n_n - p_n}{n_n/\mu_p + p_n/\mu_n} \mathcal{E} \frac{\partial p_n}{\partial x} = 0, \quad (35)$$

где  $D_a = \frac{n_n + p_n}{n_n/D_p + p_n/D_n}$  — коэффициент абиполярной диффузии, (36)

$$\tau_a = \frac{p_n - p_{n0}}{U} = \frac{n_n - n_{n0}}{U} \text{ — амбиполярное время жизни.} \quad (37)$$

В случае малого уровня инжекции (т. е. при  $p_n \ll n_n \approx n_{n0}$  в полупроводнике  $n$ -типа) уравнение (35) упрощается:

$$-\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = 0. \quad (38)$$

В уравнении (38) (в отличие от уравнения (34б)) отсутствует член  $\mu_p p_n \partial \mathcal{E} / \partial x$ . При низком уровне инжекции этот член того же порядка малости, что и члены, которыми мы пренебрегли.

В нейтральной области, где отсутствует электрическое поле, уравнение (38) существенно упрощается и принимает вид

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{D_p \tau_p} = 0. \quad (39)$$

Решение уравнения (39) с граничными условиями, задаваемыми выражением (33), и при условии  $p_n(x = \infty) = p_{n0}$  имеет вид

$$p_n - p_{n0} = p_{n0} (e^{qV/kT} - 1) e^{-(x-x_n)/L_p}, \quad (40)$$

$$L_p \equiv \sqrt{D_p \tau_p}. \quad (41)$$

В результате при  $x = x_n$  плотность дырочного тока равна

$$J_p = -qD_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x_n} = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} (e^{qV/kT} - 1). \quad (42)$$

Аналогично, рассматривая  $p$ -область, получим плотность электронного тока

$$J_n = qD_n \left. \frac{\partial n_p}{\partial x} \right|_{-x_p} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} (e^{qV/kT} - 1). \quad (43)$$

Распределение концентрации неосновных носителей и плотности тока для прямого и обратного смещения на  $p$ - $n$ -переходе приведено на рис. 19.

Общий ток через переход равен сумме токов выражений (42) и (43):

$$J = J_p + J_n = J_s (e^{qV/kT} - 1), \quad (44)$$

$$J_s = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}. \quad (45)$$

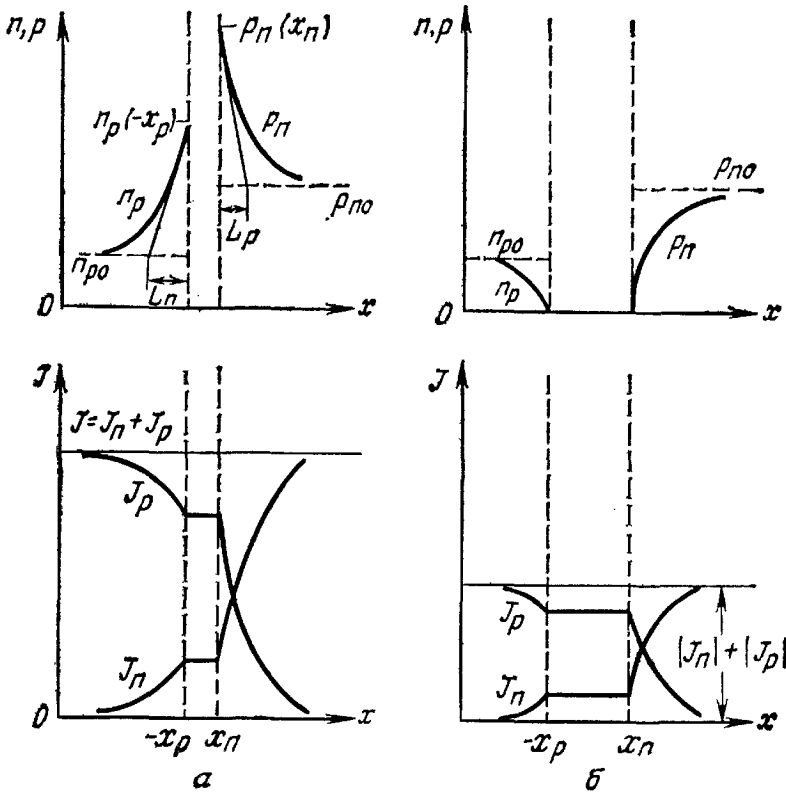


Рис. 19. Распределение концентрации носителей и плотности тока (линейный масштаб) [1].

а — при прямом смещении; б — при обратном смещении.

Выражение (45) представляет собой известную формулу Шокли [1], описывающую вольт-амперную характеристику идеального диода (рис. 20). При прямом смещении (при подаче на  $p$ -область положительного напряжения) и при  $V > 3kT/q$  наклон характеристики постоянен (рис. 20, б); при температуре 300 °К для изменения тока на порядок требуется изменить напряжение на 59,5 мВ ( $=2,3 kT/q$ ). При обратном смещении плотность тока насыщается и ограничена величиной  $-J_s$ .

Обсудим теперь кратко влияние температуры на плотность тока насыщения  $J_s$ . Ограничимся рассмотрением роли первого слагаемого в формуле (45), так как роль второго слагаемого аналогична. В случае несимметричного резкого  $p^+ - n$ -перехода (с концентрацией доноров в  $n$ -области  $N_D$ )  $p_{n0} \gg n_{p0}$  и вторым членом можно [вообще пренебречь. Все величины  $D_p$ ,  $p_{n0}$  и  $L_p (\equiv \sqrt{D_p \tau_p})$  зависят от температуры. Если отношение  $D_p/\tau_p$  пропорционально  $T^\gamma$ , где  $\gamma$  — постоянная, то

$$\begin{aligned}
 J_s &\simeq \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \simeq q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} \sim \left[ T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \right] T^{\gamma/2} = \\
 &= T^{(3+\gamma/2)} \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right). \tag{46}
 \end{aligned}$$

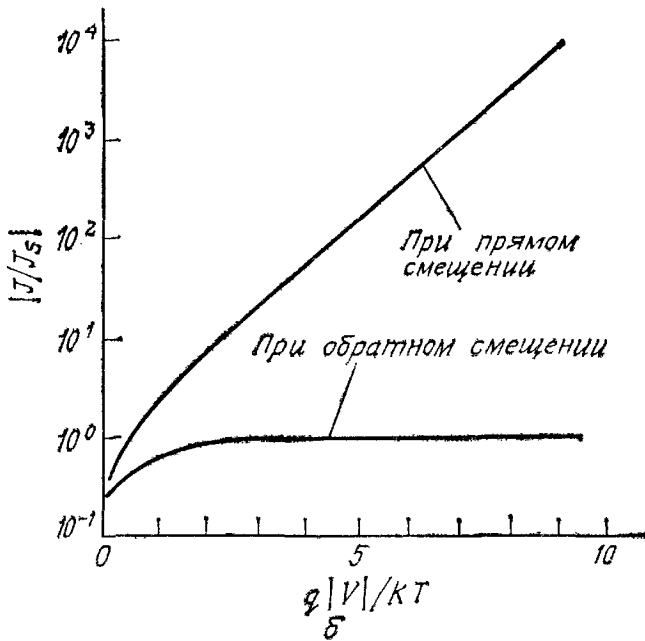
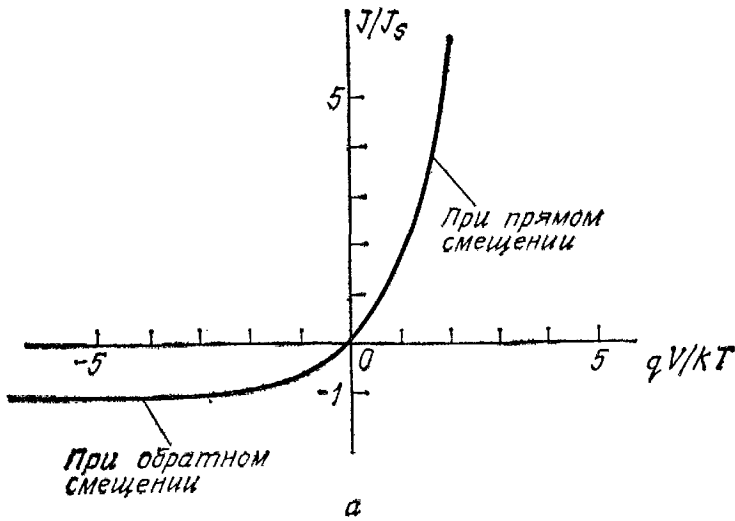


Рис. 20. Вольт-амперные характеристики идеального  $p-n$ -перехода.  
 а — линейный масштаб; б — полулогарифмический масштаб.

Температурная зависимость степенного множителя  $T^{(3+\nu/2)}$  гораздо слабее, чем экспоненциального. Наклон кривой, описывающей зависимость  $J_s$  от  $1/T$ , определяется шириной запрещенной зоны  $E_g$ . Можно полагать, что при обратном смещении (когда  $|J_R| \sim J_s$ ) ток будет расти с температурой приблизительно по экспоненте  $e^{-E_g/kT}$ , а при прямом смещении (когда  $J_F \sim J_s e^{qV/kT}$ ) ток будет расти приблизительно по закону  $\exp[-(E_g - qV)/kT]$ .



### 2.4.2. Процессы генерации-рекомбинации носителей [2]

Формула Шокли удовлетворительно описывает вольт-амперные характеристики германиевых  $p-n$ -переходов при низких плотностях токов. Однако для  $p-n$ -переходов в Si и GaAs эта формула дает лишь качественное согласие с реальными характеристиками. Основными причинами отклонения характеристики от идеальной являются: 1) влияние поверхности; 2) генерация и рекомбинация носителей в обедненном слое; 3) туннелирование носителей между состояниями в запрещенной зоне; 4) высокий уровень инжекции, наблюдаемый даже при относительно небольшом прямом смещении; 5) влияние последовательного сопротивления. Кроме того, под действием достаточно большого электрического поля при обратном смещении возникает пробой перехода (например, в результате лавинного умножения) (разд. 2.5).

Поверхность оказывает влияние на  $p-n$ -переход в основном за счет ионных зарядов на ней или вблизи нее, которые индуцируют заряды в полупроводнике. Это приводит к образованию так называемых поверхностных каналов или поверхностных обедненных слоев. Наличие канала влияет на обедненную область  $p-n$ -перехода и вызывает возрастание поверхностных токов утечки. Более подробно поверхностные эффекты рассмотрены в гл. 7 и 8. В кремниевых планарных  $p-n$ -переходах поверхностные токи утечки обычно намного меньше генерационного тока в обедненной области.

Сначала рассмотрим генерационный ток при обратном смещении. В этом случае из-за уменьшения концентрации носителей при обратном смещении ( $pn \ll n_i^2$ ), согласно рассмотренным в гл. 1 явлениям генерации—рекомбинации, преобладающим будет процесс эмиссии. Скорость генерации электронно-дырочных пар, согласно уравнению (58) гл. 1, при условиях  $p \ll n_i$  и  $n \ll n_i$  составляет

$$U = - \left[ \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} \right] n_i \equiv \frac{n_i}{\tau_e}, \quad (47)$$

где  $\tau_e$  — эффективное время жизни носителей, равное обратной величине выражения в квадратных скобках. Плотность тока, обусловленного генерацией в обедненной области, принимается равной

$$J_{gen} = \int_0^W q|U|dx \simeq q|U|W = \frac{qn_i W}{\tau_e}. \quad (48)$$

где  $W$  — ширина обедненного слоя. Если эффективное время жизни слабо изменяется с температурой, то генерационный ток будет иметь ту же температурную зависимость, что и  $n_i$ . При за-

данной температуре  $J_{\text{ген}}$  пропорционален ширине обедненного слоя, которая в свою очередь зависит от приложенного обратного смещения. Таким образом, следует ожидать, что для резкого перехода

$$J_{\text{ген}} \sim (V_{bi} + V)^{1/2}, \quad (49a)$$

а для плавного перехода

$$J_{\text{ген}} \sim (V_{bi} + V)^{1/3}. \quad (49b)$$

Полный обратный ток (при  $p_{n0} \gg n_{p0}$  и  $|V| > 3kT/q$ ) можно приближенно представить суммой диффузионного тока в нейтральной области и генерационного тока в обедненной области:

$$J_R = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} + \frac{qn_i W}{\tau_e}. \quad (50)$$

В полупроводниках с большим значением  $n_i$  (таких, как Ge) при комнатной температуре преобладает диффузионный ток и обратный ток подчиняется закону Шокли. Если же  $n_i$  мало (что имеет место, например, в Si), то может преобладать генерационный ток. Типичные результаты для кремния [3] приведены на рис. 21 (кривая  $\delta$ ).

При прямом смещении, когда в генерационно-рекомбинационных явлениях в обедненном слое определяющими становятся процессы захвата носителей, к диффузионному току добавляется рекомбинационный ток  $J_{\text{rec}}$ . Подставляя выражение (28) в формулу (58) из гл. 1, получим

$$U = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_i n_i^2 (e^{qV/kT} - 1)}{\sigma_n \left[ n + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \right] + \sigma_p \left[ p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \right]}. \quad (51)$$

При выполнении условий  $E_i = E_t$  и  $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$  выражение (51) упрощается и принимает вид

$$U = \frac{\sigma v_{th} N_i n_i^2 (e^{qV/kT} - 1)}{n + p + 2n_i} = \frac{\sigma v_{th} N_i n_i^2 (e^{qV/kT} - 1)}{n_i \left\{ \exp\left[\frac{q(\Psi - \Phi_n)}{kT}\right] + \exp\left[\frac{q(\Phi_p - \Psi)}{kT}\right] + 2 \right\}}. \quad (52)$$

Величина  $U$  достигает максимального значения в той точке обедненной области, где  $\Psi = (\Phi_n + \Phi_p)/2$ , при этом знаменатель в формуле (52) принимает вид  $2n_i [\exp(qV/2kT) + 1]$ . В результате при  $V \gg kT/q$  имеем

$$U \simeq \frac{1}{2} \sigma v_{th} N_i n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad (53)$$

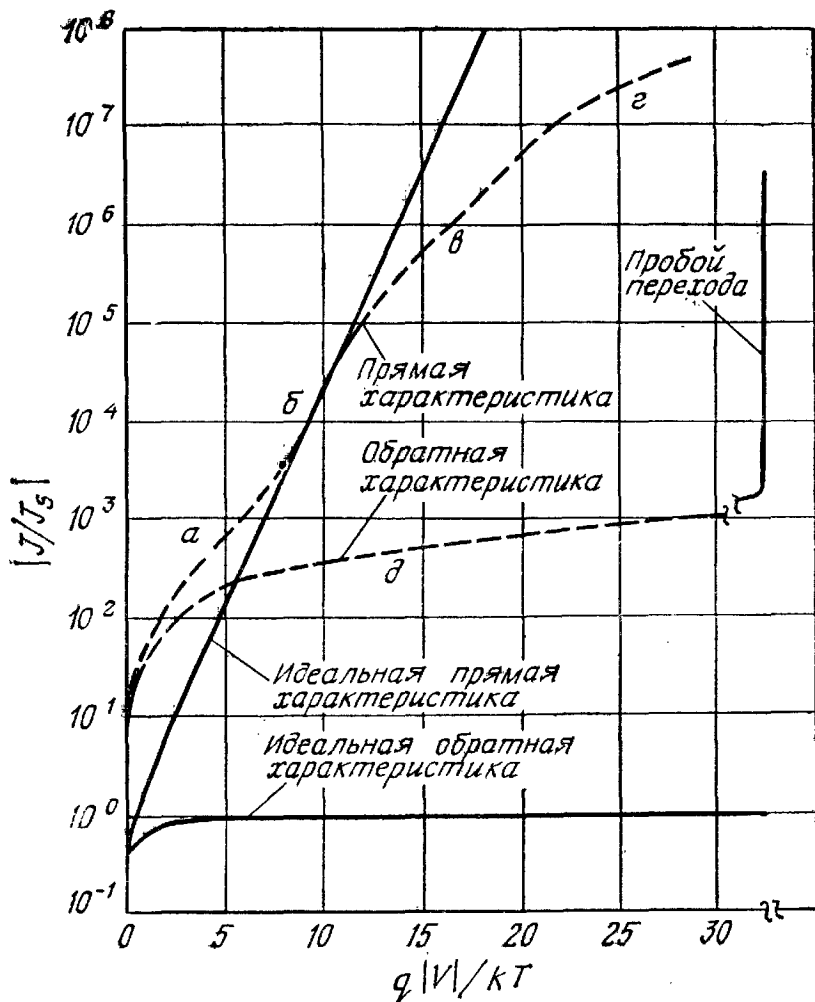


Рис. 21. Вольт-амперные характеристики кремниевого диода [3].  
 а — преобладание генерационно-рекомбинационного тока; б — преобладание диффузионного тока; в — высокий уровень инжекции; г — влияние последовательного сопротивления; д — обратный ток утечки.

и

$$J_{\text{rec}} = \int_0^W qU dx \approx \frac{qW}{2} \sigma_{th} N_i n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \sim n_i N_i. \quad (54)$$

Рекомбинационный ток при прямом смещении, подобно генерационному току при обратном смещении, пропорционален  $n_i$ . Полный прямой ток приближенно равен сумме токов, определяемых формулами (44) и (54), и при  $p_{n0} \gg n_{p0}$  и  $V \gg kT/q$

$$J_F = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) + \frac{qW}{2} \sigma_{th} N_i n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right). \quad (55)$$

<sup>1</sup> Строго говоря, в выражениях (54) и (55) используется не ширина обедненного слоя  $W$ , а меньшая величина  $W \frac{kT}{e(V_{bi} - V)}$ , представляющая собой толщину слоя, в котором эффективно происходят процессы рекомбинации электронов и дырок. — Прим. ред.

Экспериментальные результаты в общем случае можно описать следующим выражением:

$$J_F \sim \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right), \quad (56)$$

где коэффициент  $n = 2$ , если преобладает рекомбинационный ток (рис. 21, кривая *a*), и  $n = 1$ , если преобладает диффузионный ток (рис. 21, кривая *б*). Если оба тока сравнимы по величине, то  $n$  лежит между 1 и 2.

### 2.4.3. Высокий уровень инжекции

При прямом смещении в условиях высокой плотности токов, когда плотность инжектированных неосновных носителей сравнима с концентрацией основных носителей, необходимо учитывать дрейфовую и диффузионную составляющие тока. Для плотностей токов проводимости справедливы выражения

$$J_p = -q\mu_p p \nabla \varphi_p, \quad J_n = -q\mu_n n \nabla \varphi_n.$$

Поскольку величины  $J_p$ ,  $q$ ,  $\mu_p$  и  $p$  положительны, то квазиуровень Ферми для дырок монотонно уменьшается с координатой (т. е. слева направо на рис. 18, *a*). Аналогично ведет себя квазиуровень Ферми для электронов, монотонно возрастая справа налево. Следовательно, всюду в переходе расстояние между квазиуровнями Ферми должно быть меньше или равно приложенному напряжению, и даже в случае высокого уровня инжекции справедливо соотношение

$$pn \leq n_i^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right). \quad (57)$$

Следует отметить, что приведенные выше рассуждения не зависят от наличия рекомбинации в обедненной области. Пока где-либо присутствует рекомбинация, продолжается протекание тока.

На рис. 22 приведены расчетные зависимости уровня Ферми в собственном полупроводнике  $\psi$ , квазиуровней Ферми  $\varphi_n$  и  $\varphi_p$  и концентрации носителей в кремниевом резком  $p-n$ -переходе со следующими параметрами:  $N_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_n = 3 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ ,  $\tau_p = 8,4 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ . При плотности тока  $10 \text{ А/см}^2$  диод работает в режиме низкого уровня инжекции. Почти все приложенное напряжение падает на  $p-n$ -переходе. Концентрация дырок в  $n$ -области мала по сравнению с концентрацией электронов. При плотности тока  $10^3 \text{ А/см}^2$  концентрация электронов в  $n$ -области вблизи перехода существенно превышает концентрацию доноров и возникает падение напряжения на сопротивлении  $n$ -области. Плотность тока, равная  $10^4 \text{ А/см}^2$ , приводит к очень высокому уровню инжекции; падение напряжения на переходе становится незначительным по сравнению с омическим падением

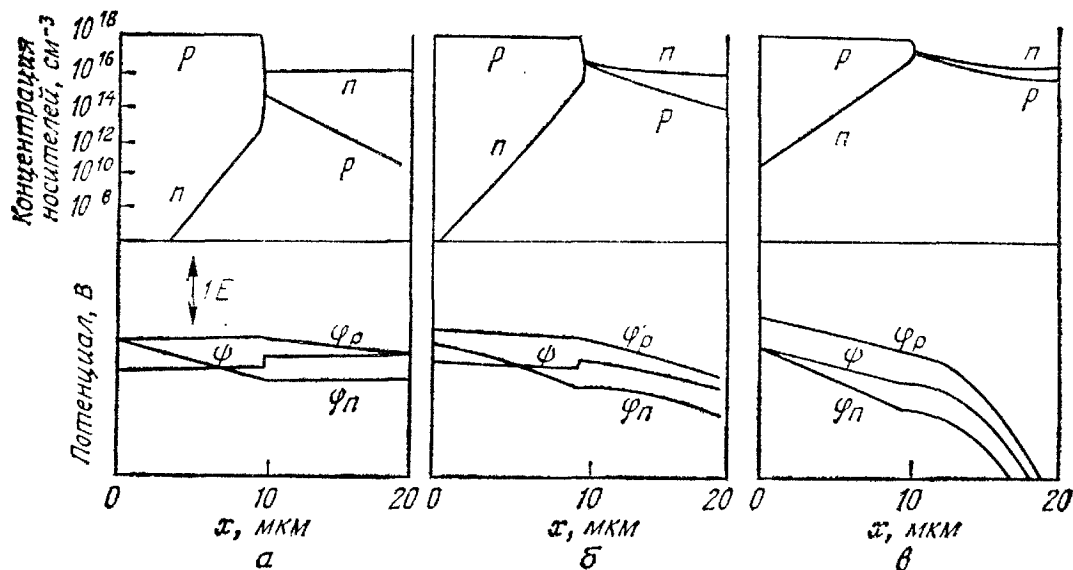


Рис. 22. Распределение концентрации носителей, положение собственного уровня Ферми  $\psi$  и квазиуровней Ферми для  $p-n$ -перехода в Si при различных плотностях тока [30].

$a - 10 \text{ A/cm}^2$ ;  $b - 10^3 \text{ A/cm}^2$ ;  $v - 10^4 \text{ A/cm}^2$ .

напряжения в обеих областях диода. Хотя на рис. 22 изображена только центральная часть диода, очевидно, что при любом прямом смещении расстояние между квазиуровнями Ферми перехода меньше или равно разности между квазиуровнями Ферми для электронов справа от перехода.

Из рис. 22,  $b$  и  $v$  следует, что концентрации носителей на границе перехода в  $n$ -области приблизительно равны ( $n \approx p$ ). Подставляя это условие в формулу (57), получим  $p_n(x = x_n) \approx n_i \exp(qV/2kT)$ . Следовательно, зависимость тока от приложенного напряжения пропорциональна  $\exp(qV/2kT)$ , как показано на рис. 21 (кривая  $v$ ).

При высоком уровне инжекции необходимо учитывать также эффект, обусловленный конечной величиной сопротивления квазинейтральных областей вблизи перехода. На этом сопротивлении падает большая часть напряжения, приложенного к диоду (рис. 21, кривая  $g$ ). Влияние последовательного сопротивления существенно уменьшается при использовании материалов с эпитаксиальными слоями.

#### 2.4.4. Диффузионная емкость

Барьерная емкость, рассмотренная выше, при обратном смещении вносит основной вклад в общую емкость перехода. При прямом смещении в емкости перехода преобладает диффузионная емкость, обусловленная изменением распределения концентрации неосновных носителей. Если на переход, смещенный в прямом

направлении, подать небольшой сигнал переменного тока, то общее напряжение и плотность тока можно описать выражениями

$$V(t) = V_0 + V_1 e^{j\omega t}, \quad J(t) = J_0 + J_1 e^{j\omega t}, \quad (58)$$

где  $V_0$  и  $J_0$  — постоянные напряжение и плотность тока, а  $V_1$  и  $J_1$  — амплитуды напряжения и плотности тока входного сигнала. Концентрации электронов и дырок на границах обедненной области можно получить из выражений (32) и (33), если вместо  $V$  подставить  $(V_0 + V_1 e^{j\omega t})$ . Переменная составляющая концентрации дырок, соответствующая малому входному сигналу, определяется соотношением

$$\tilde{p}_n(x, t) = p_{n1}(x) e^{j\omega t}. \quad (59)$$

Ограничиваясь случаем  $V_1 \ll V_0$ , получим

$$\begin{aligned} p_n &= p_{n0} \exp \left[ \frac{q(V_0 + V_1 e^{j\omega t})}{kT} \right] \simeq \\ &\simeq p_{n0} \exp \left( \frac{qV_0}{kT} \right) + \frac{p_{n0} q V_1}{kT} \exp \left( \frac{qV_0}{kT} \right) e^{j\omega t}. \end{aligned} \quad (60)$$

Аналогичное выражение получается и для концентрации электронов. Первое слагаемое в выражении (60) описывает постоянную составляющую, а второе слагаемое — переменную составляющую на границе обедненного слоя  $[p_{n1}(x_n) e^{j\omega t}]$ , обусловленную входным сигналом. Подставляя  $p_n$  в уравнение непрерывности (уравнение (97) из гл. 1 при  $G_p = 0$ ), имеем

$$j\omega \tilde{p}_n = -\frac{\tilde{p}_n}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 \tilde{p}_n}{\partial x^2}$$

или

$$\frac{\partial^2 \tilde{p}_n}{\partial x^2} - \frac{\tilde{p}_n}{D_p \tau_p / (1 + j\omega \tau_p)} = 0. \quad (61)$$

Уравнение (61) тождественно уравнению (39), если время жизни носителей положить равным

$$\tau_p^* = \frac{\tau_p}{1 + j\omega \tau_p}. \quad (62)$$

Сделав соответствующие подстановки в выражение для полного тока (44), получим плотность переменного тока

$$J_1 = \frac{qV_1}{kT} \left[ \frac{qD_p p_{n0}}{L_p / \sqrt{1 + j\omega \tau_p}} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n / \sqrt{1 + j\omega \tau_n}} \right] \exp \left( \frac{qV_0}{kT} \right). \quad (63)$$

Из выражения (63) непосредственно вычисляем полную проводимость перехода по переменному току

$$Y \equiv \frac{J_1}{V_1} = G_d + j\omega C_d. \quad (64)$$

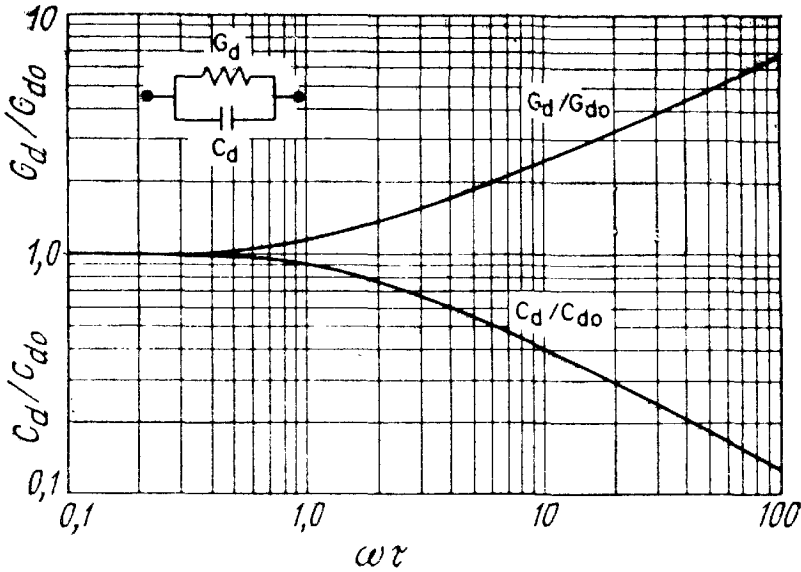


Рис. 23. Зависимость диффузионной проводимости и диффузионной емкости от  $\omega\tau$ . На вставке приведена эквивалентная схема  $p-n$ -перехода при прямом смещении.

Для относительно низких частот ( $\omega\tau_p, \omega\tau_n \ll 1$ ) диффузионная проводимость  $G_{do}$  определяется выражением

$$G_{do} = \frac{q}{kT} \left( \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \right) e^{qV_0/kT} \text{ [МО/см}^2\text{]}, \quad (65)$$

которое совпадает с производной от полного тока, описываемого формулой (44). Низкочастотная диффузионная емкость записывается в виде

$$C_{do} = \frac{q}{kT} \left( \frac{qL_p p_{n0}}{2} + \frac{qL_n n_{p0}}{2} \right) e^{qV_0/kT} \text{ [Ф/см}^2\text{]}. \quad (66)$$

Зависимость проводимости и емкости от нормализованной частоты  $\omega\tau$  приведена на рис. 23, причем в расчет принимался только один член выражения (63) (например, член, содержащий  $p_{n0}$ , если  $p_{n0} \gg n_{p0}$ ). На вставке показана эквивалентная схема полной проводимости перехода для переменного сигнала. Из рис. 23 следует, что диффузионная емкость снижается с повышением частоты сигнала. Для высоких частот она уменьшается приблизительно по закону  $(\omega)^{-1/2}$ . Вместе с тем диффузионная емкость быстро возрастает с уровнем постоянного тока ( $\sim e^{qV_0/kT}$ ). По этим причинам диффузионная емкость играет особенно большую роль на низких частотах и при прямом смещении.

### 2.5. ПРОБОЙ $p-n$ -ПЕРЕХОДА [31]

При большом обратном смещении на  $p-n$ -переходе, которое создает в нем большое электрическое поле, переход «пробивается» и через него протекает очень большой ток. Существуют три основ-

ных механизма пробоя: тепловая неустойчивость, туннельный эффект и лавинное умножение. Первые два механизма мы рассмотрим кратко, а лавинное умножение — более подробно.

### 2.5.1. Тепловая неустойчивость

Пробой, обусловленный тепловой неустойчивостью, определяет электрическую прочность большинства изоляторов при комнатной температуре, а также является основным фактором в полупроводниках с относительно узкой шириной запрещенной зоны, например в германии. В  $p-n$ -переходе при обратном напряжении протекает обратный ток и, следовательно, выделяется тепло. Увеличение обратного напряжения вызывает повышение температуры перехода. В свою очередь это приводит к возрастанию обратного тока. Влияние температуры на обратную ветвь вольт-амперной характеристики перехода показано на рис. 24 [32], где семейство горизонтальных линий представляет собой различные значения обратного тока. Каждая линия соответствует определенному току при постоянной температуре перехода, а сам ток изменяется с температурой по закону  $T^{3+\nu/2} \exp(-E_g/kT)$ . Количество выделяемого переходом тепла, определяющее его температуру, пропорционально произведению  $I \cdot V$ . Поэтому гиперболы постоянной температуры в двойном логарифмическом масштабе представляют собой семейство прямых. Если соединить точки пересечения кривых, соответствующих одинаковой температуре, получим обратную ветвь вольт-амперной

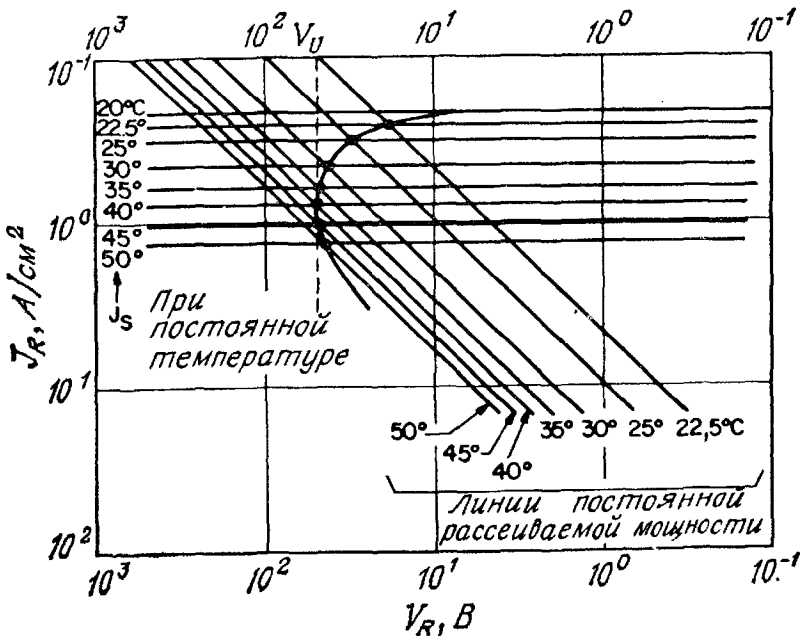


Рис. 24. Обратная ветвь вольт-амперной характеристики при тепловом пробое ( $V_U$  — напряжение тепловой неустойчивости) [32].



характеристики перехода. Вследствие теплового нагрева при больших обратных напряжениях на характеристике возникает участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением. На этом участке диод выходит из строя, если не принять специальных мер для ограничения тока (например, включить последовательное сопротивление). Этот эффект называют тепловой неустойчивостью, а напряжение  $V_U$  (рис. 24) — напряжением тепловой неустойчивости. В  $p-n$ -переходах со сравнительно большими токами насыщения, например в германиевых переходах, тепловая неустойчивость проявляется уже при комнатных температурах. Однако при очень низких температурах тепловая неустойчивость становится несущественной по сравнению с другими механизмами пробоя.

### 2.5.2. Туннельный эффект

Хорошо известно, что квантовомеханическая вероятность прохождения сквозь одномерный прямоугольный потенциальный барьер с высотой  $E_0$  и шириной  $W$  определяется выражением [33]

$$T_t = \left[ 1 + \frac{E_0^2 \operatorname{sh}^2 \kappa W}{4E(E_0 - E)} \right]^{-1}, \quad (67)$$

где  $\kappa \equiv \sqrt{\frac{2m(E_0 - E)}{\hbar^2}}$ ,

а  $E$  — энергия частицы. С уменьшением энергии  $E$  вероятность туннелирования монотонно убывает. При  $\kappa W \gg 1$  она приближенно равна

$$T_t \approx \frac{16E(E_0 - E)}{E_0^2} \exp(-2\kappa W). \quad (67a)$$

Аналогичное выражение получается и для  $p-n$ -переходов. Подробное математическое обоснование приведено в гл. 9. Плотность туннельного тока определяется выражением [31]

$$J_t = \frac{\sqrt{2m^*} q^3 \mathcal{E} V}{4\pi^2 \hbar^2 E_g^{1/2}} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*} E_g^{3/2}}{3q\mathcal{E}\hbar}\right), \quad (68)$$

где  $\mathcal{E}$  — электрическое поле в переходе,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $V$  — приложенное напряжение,  $m^*$  — эффективная масса носителя.

Когда электрическое поле в Ge или Si достигает  $10^6$  В/см, начинают протекать большие токи, обусловленные туннельными переходами между зонами. Чтобы получить такое сильное поле, концентрации примеси в  $p$ - и  $n$ -областях должны быть достаточно высокими. Доказано, что механизм пробоя в кремниевых и германиевых переходах обязан туннельному эффекту при напряжениях пробоя, меньших  $4E_g/q$ . В переходах с напряжением пробоя,

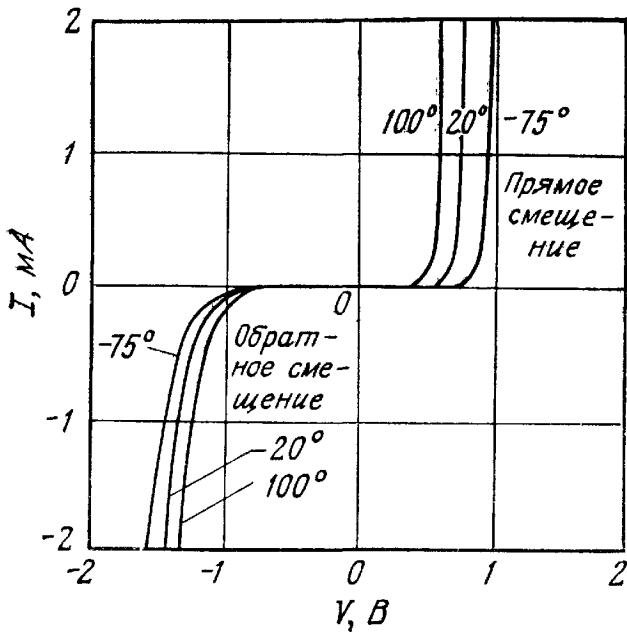


Рис. 25. Вольт-амперная характеристика перехода с туннельным пробоем [32].

превышающим  $6E_g/q$ , механизм пробоя обусловлен лавинным умножением. При напряжении пробоя, лежащем в интервале  $4-6E_g/q$ , в пробое участвуют оба механизма (лавинный и туннельный). Поскольку ширина запрещенной зоны  $E_g$  в Ge, Si и GaAs уменьшается с повышением температуры (гл. 1), то напряжение пробоя в этих полупроводниках, связанное с туннельным эффектом, имеет отрицательный температурный коэффициент, т. е. падает с повышением температуры. Это объясняется тем, что при более высоких температурах заданная величина тока при пробое  $J_t$  достигается при меньших обратных напряжениях (или полях). Типичный пример семейства характеристик диода с туннельным пробоем при различных температурах показан на рис. 25. Температурная зависимость обычно используется для распознавания механизмов пробоя, поскольку лавинный пробой имеет положительный температурный коэффициент, т. е. напряжение пробоя возрастает с повышением температуры.

### 2.5.3. Лавинное умножение

Лавинное умножение, или ударная ионизация, является наиболее важным механизмом пробоя  $p-n$ -переходов. Напряжение лавинного пробоя определяет верхний предел обратного напряжения большинства диодов, коллекторного напряжения биполярных транзисторов (гл. 3), напряжения стока МЭП-транзисторов (гл. 6) и МОП-транзисторов (гл. 8). Кроме того, механизм ударной ионизации используется в мощных генераторах СВЧ-колебаний, таких, как лавинно-пролетные диоды (гл. 10), и в приемниках оптических сигналов, таких, как лавинные фотодиоды (гл. 13).

Найдем сначала основное выражение для условия пробоя. Пусть с левой стороны обедненной области шириной  $W$  втекает ток  $I_{p0}$ . Если электрическое поле в обедненной области настолько велико, что вследствие ударной ионизации могут генерироваться электронно-дырочные пары, то дырочный ток  $I_p$  будет нарастать с координатой и на правой границе обедненной области ( $x = W$ ) достигнет величины  $M_p I_{p0}$ . Аналогично электронный ток  $I_n$  будет возрастать в направлении от  $x = W$  к  $x = 0$ . Полный ток  $I (= I_p + I_n)$  в стационарных условиях постоянен. Приращение дырочного тока в точке с координатой  $x$  равно числу электронно-дырочных пар, генерируемых за 1 с на расстоянии  $dx$ :

$$d(I_p/q) = (I_p/q)(\alpha_p dx) + (I_n/q)(\alpha_n dx) \quad (69)$$

или

$$dI_p/dx - (\alpha_p - \alpha_n) I_p = \alpha_n I. \quad (70)$$

Коэффициенты ионизации электронов и дырок ( $\alpha_n$  и  $\alpha_p$ ) рассмотрены в гл. 1.

Решение <sup>1)</sup> уравнения (70) с граничным условием  $I = I_p(W) = M_p I_{p0}$  записывается в виде

$$I_p(x) = I \left\{ \frac{1}{M_p} + \int_0^x \alpha_n \exp \left[ - \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' \right] dx \right\} / \exp \times \\ \times \left[ - \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' \right], \quad (71)$$

где  $M_p$  — коэффициент умножения дырок, равный

$$M_p \equiv \frac{I_p(W)}{I_p(0)}. \quad (72)$$

Уравнение (71) можно записать в виде

$$1 - \frac{1}{M_p} = \int_0^W \alpha_p \exp \left[ - \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' \right] dx. \quad (73)$$

<sup>1)</sup> Уравнение (70) имеет вид  $y' + Py = Q$ , где  $y \equiv I_p$ . Его решением является

$$y = \left[ \int_0^x Q e^{\int_0^x P dx'} dx + C \right] / e^{\int_0^x P dx'}$$

где  $C$  — постоянная интегрирования.

Напряжением лавинного пробоя называется напряжение, при котором  $M_p$  стремится к бесконечности. Следовательно, условие пробоя задается интегралом ионизации

$$\int_0^W \alpha_p \exp \left[ - \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' \right] dx = 1. \quad (74)$$

Если лавинный процесс инициируется не дырками, а электронами, то интеграл ионизации имеет вид

$$\int_0^W \alpha_n \exp \left[ - \int_x^W (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx = 1. \quad (75)$$

Уравнения (74) и (75) эквивалентны [34], т. е. условия пробоя зависят только от процессов внутри обедненной области, а не от носителей или первоначальных токов, вызвавших лавинный процесс. Ситуация не меняется, если пробой вызван смешанными первичными токами: лишь бы выполнялось одно из условий — (74) или (75).

Для полупроводников с равными коэффициентами ионизации ( $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$ ), например для GaP, интегралы (74) и (75) принимают вид

$$\int_0^W \alpha dx = 1. \quad (76)$$

Используя полученные условия пробоя и располагая зависимостью коэффициентов ионизации от поля, можно определить напряжение пробоя, максимальное электрическое поле и ширину обедненной области. Электрическое поле и потенциал обедненного слоя находятся из уравнения Пуассона. Положение границ слоя, удовлетворяющее уравнению (74), можно определить численно методом последовательных приближений. Если ширина обедненной области известна, то напряжение пробоя  $V_B$  несимметричного резкого перехода

$$V_B = \frac{\mathcal{E}_m W}{2} = \frac{\epsilon_s \mathcal{E}_m^2}{2q} (N_B)^{-1}, \quad (77a)$$

а для линейного перехода

$$V_B = \frac{2\mathcal{E}W}{3} = \frac{4\mathcal{E}_m^{3/2}}{3} \left( \frac{2\epsilon_s}{q} \right)^{1/2} (a)^{-1/2}, \quad (77b)$$

где  $N_B$  — концентрация ионизированной примеси в слаболегированной области,  $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $a$  — градиент концентрации примеси,  $\mathcal{E}_m$  — максимальное электрическое поле.

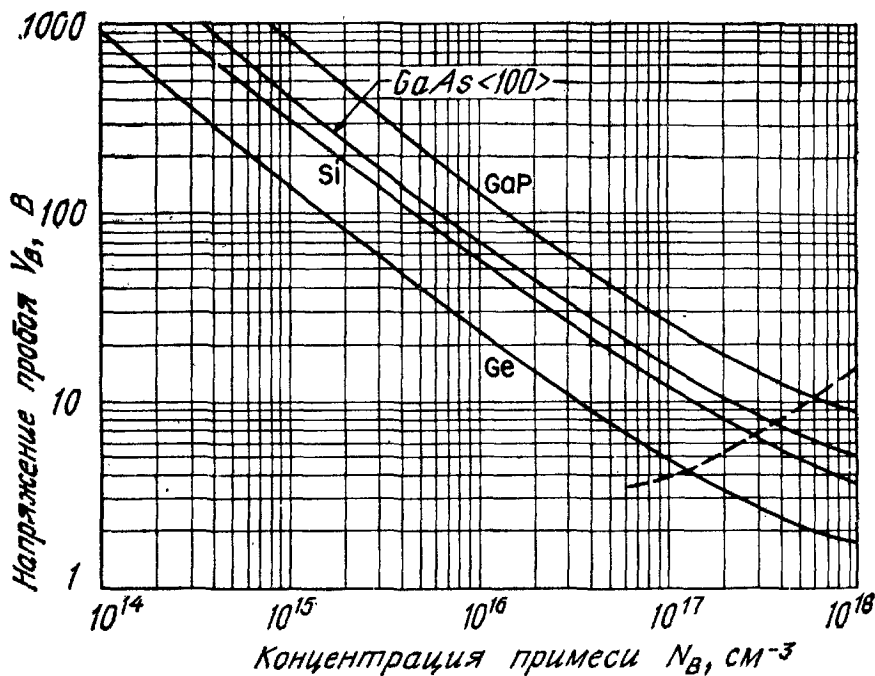


Рис. 26. Зависимость напряжения лавинного пробоя от концентрации примеси для несимметричного ступенчатого перехода в Ge, Si, GaAs с ориентацией  $\langle 100 \rangle$  и в GaP [35].

Расчетные зависимости напряжения пробоя от  $N_B$  для резких переходов в Ge, Si, GaAs с ориентацией  $\langle 100 \rangle$  и в GaP [35] приведены на рис. 26. Экспериментальные результаты обычно хорошо согласуются с расчетными значениями [36]. Штриховой линией отмечен верхний предел  $N_B$ , при котором справедливы выражения

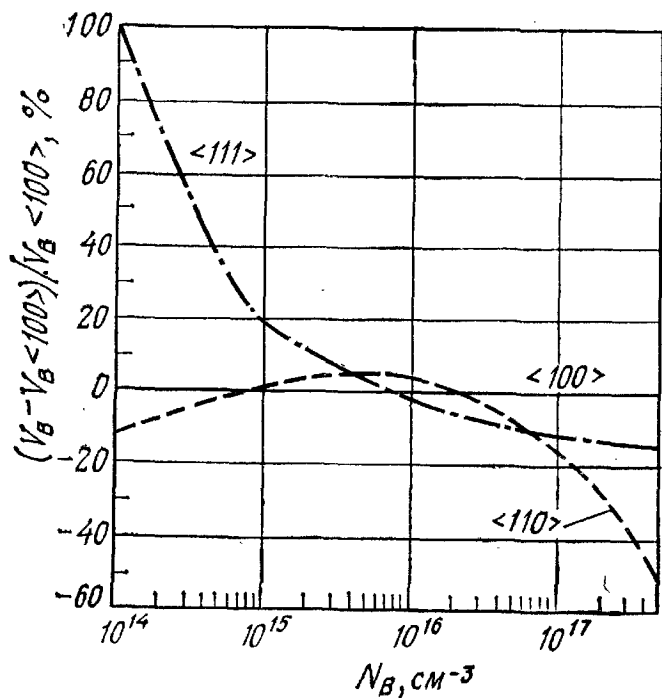


Рис. 27. Зависимость напряжения пробоя в несимметричных резких переходах в GaAs для различных ориентаций [37].

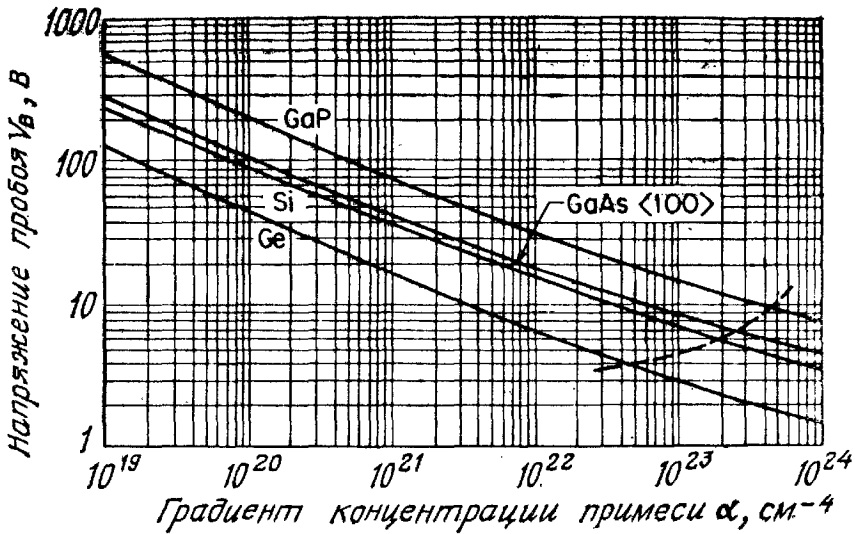


Рис. 28. Зависимость напряжения лавинного пробоя от градиента концентрации примеси для плавных линейных переходов в Ge, Si, GaAs с ориентацией  $\langle 100 \rangle$  и GaP [35].

для расчета лавинного пробоя. Этот предел выбирается на основе критерия  $6E_g/q$ . При более высоких концентрациях существенный вклад в пробой начинает вносить туннельный механизм, и в конце концов он станет преобладающим.

В арсениде галлия коэффициент ударной ионизации зависит от ориентации кристалла (гл. 1). На рис. 27 приведены зависимости напряжения пробоя  $V_B$  при ориентации  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  и ориентации  $\langle 100 \rangle$ . Видна слабая зависимость напряжения пробоя от ориентации при концентрации примеси  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . При более слабом легировании  $V_B$  максимально в случае ориентации  $\langle 111 \rangle$ , а при более сильном легировании  $V_B$  максимально в случае ориентации  $\langle 100 \rangle$  [37].

На рис. 28 приведена зависимость напряжения пробоя от градиента концентрации примеси для плавных линейных переходов в перечисленных выше полупроводниках. Штриховой линией отмечен верхний предел  $\alpha$ , при котором еще верен расчет лавинного пробоя.

Расчетные зависимости максимального поля  $\mathcal{E}_m$  и ширины обедненного слоя при пробое резких переходов в четырех рассмотренных полупроводниках даны на рис. 29 [35]. На рис. 30 аналогичные зависимости приведены для линейных переходов. В  $p-n$ -переходе на кремнии максимальное поле определяется выражением [38]

$$\mathcal{E}_m = \frac{4 \cdot 10^5}{1 - \frac{1}{3} \lg(N_B/10^{16})} \left[ \frac{\text{В}}{\text{см}} \right], \quad (78)$$

где  $N_B$  измеряется в  $\text{см}^{-3}$ .

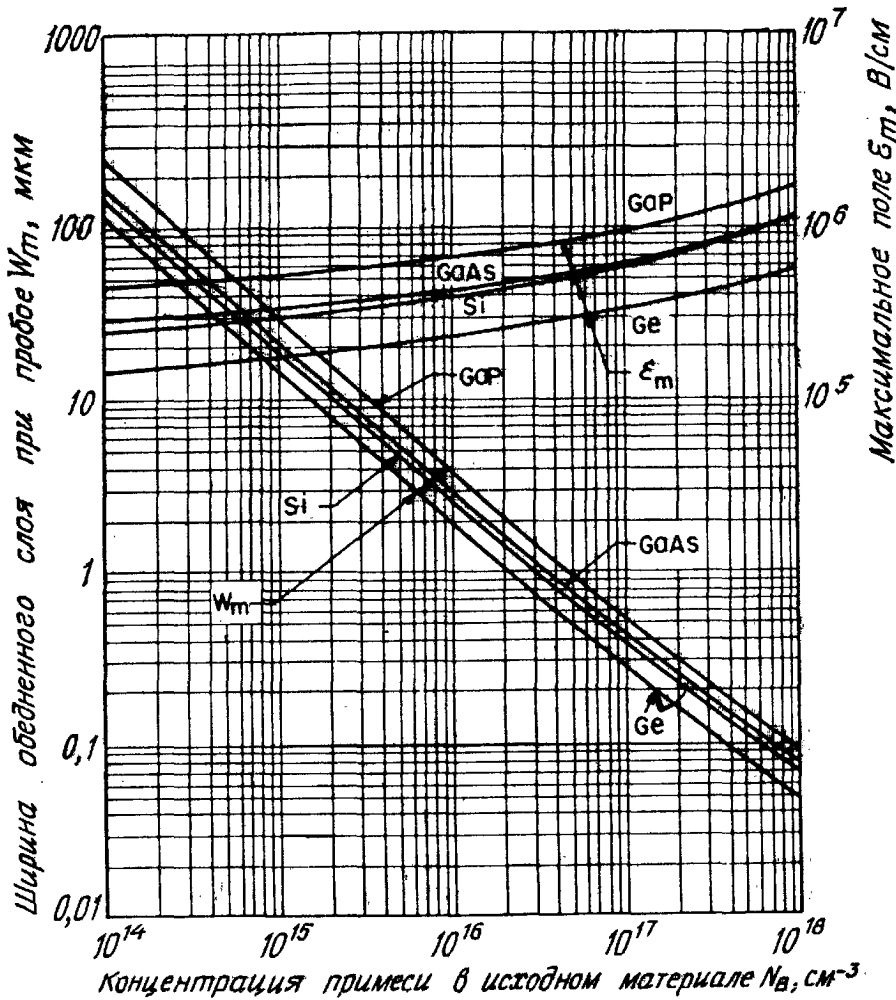


Рис. 29. Экспериментальные зависимости дрейфовой скорости (а) от электрического поля в чистых кристаллах Ge, Si и GaAs [37, 59, 60] и температурная зависимость скорости насыщения электронов (б) в Si и GaAs [37, 61, 62].

Вследствие сильной зависимости коэффициентов ионизации от поля величина максимального поля очень слабо зависит от  $N_B$  и  $\alpha$ . Поэтому в первом приближении для данного полупроводника можно считать  $E_m$  постоянным. Тогда из выражения (77) следует, что для резкого перехода  $V_B \sim N_B^{-1,0}$ , а для линейного  $V_B \sim \alpha^{-0,5}$ . Подтверждением этого служат графики на рис. 26 и 28. Кроме того, как и следовало ожидать, при фиксированных  $N_B$  или  $\alpha$  напряжение пробоя возрастает с увеличением ширины запрещенной зоны, поскольку при лавинном умножении происходит переход носителей из одной зоны в другую.

На основе рассмотренных выше результатов можно получить приближенную универсальную формулу напряжения пробоя резкого перехода, справедливую для всех изученных полупроводников:

$$V_B \cong 60 (E_g/1,1)^{3/2} (N_B/10^{16})^{-3/4} [\text{В}], \quad (79a)$$

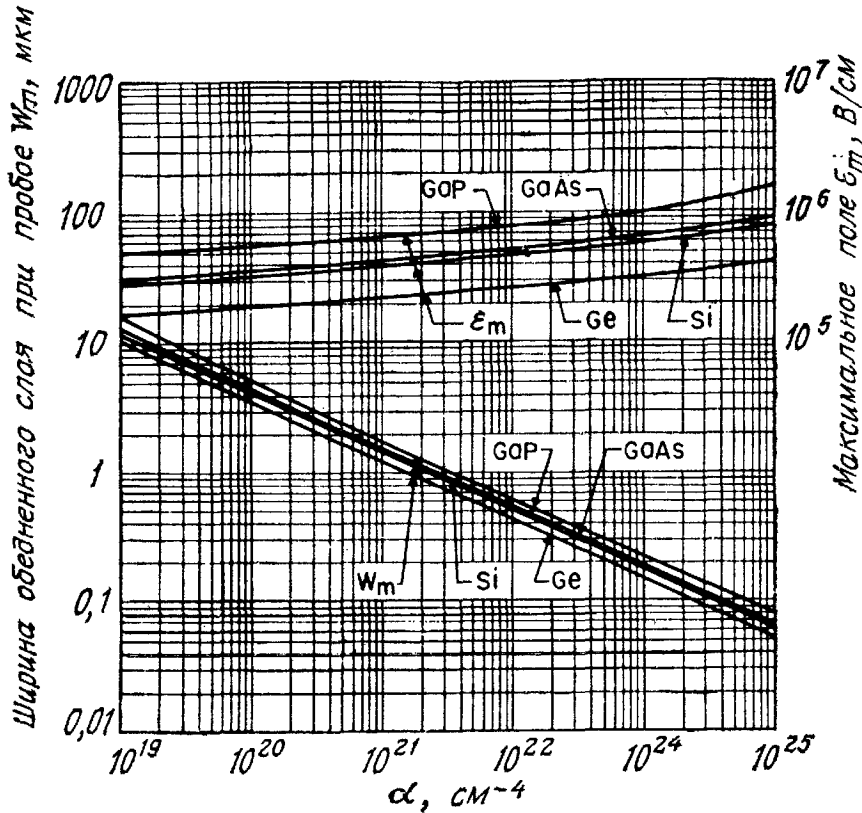


Рис. 30. Ширина обедненного слоя и максимальное поле для плавных линейных переходов в Ge, Si, GaAs с ориентацией  $\langle 100 \rangle$  и GaP [35].

где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны при комнатной температуре, эВ;  $N_B$  — концентрация примеси в слаболегированной области,  $\text{см}^{-3}$ . Аналогичное выражение для линейного перехода имеет вид

$$V_B \cong 60 (E_g/1,1)^{6/5} (\alpha/3 \cdot 10^{20})^{-2/5} [\text{В}], \quad (796)$$

где  $\alpha$  — градиент концентрации примеси,  $\text{см}^{-4}$ .

Для  $p$  —  $n$ -перехода, полученного диффузионным методом, с линейным распределением примеси на одной стороне и с постоянной концентрацией примеси на другой стороне перехода (вставка на рис. 31) напряжение пробоя принимает промежуточное значение между напряжениями пробоя ступенчатого и линейного переходов (рис. 26 и 28) [39]. Для больших значений  $\alpha$  и низких значений  $N_B$  напряжение пробоя диффузионного перехода (рис. 31) приближается к напряжениям для резкого перехода (нижняя линия); с другой стороны, для малых  $\alpha$  и высоких  $N_B$  напряжение близко к напряжениям для линейного перехода (параллельные линии).

Результаты, представленные на рис. 26—30, получены в предположении достаточно большой толщины полупроводникового слоя, чтобы при пробое мог существовать обедненный слой шириной  $W_m$  (рис. 29). Однако если ширина полупроводникового слоя



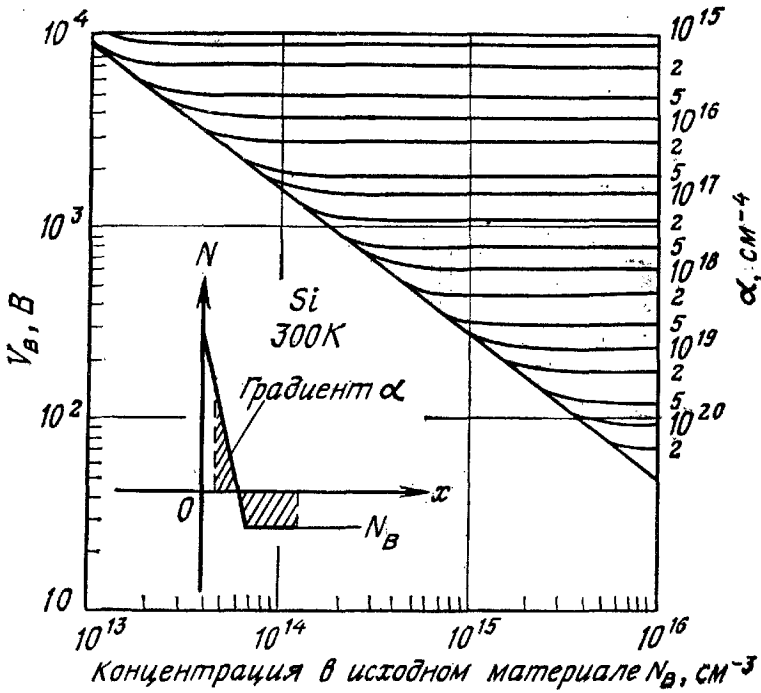


Рис. 31. Напряжение пробоя для диффузионных переходов. На вставке показано распределение пространственного заряда [39].

Если  $W < W_m$  (рис. 32, вставка), то еще до лавинного пробоя произойдет прокол прибора (т. е. обедненный слой достигнет границы раздела  $n - n^+$ ). При дальнейшем увеличении обратного смещения неизбежно наступит пробой прибора. Максимальное электрическое поле  $\mathcal{E}_m$  примерно такое же, как и в приборе без

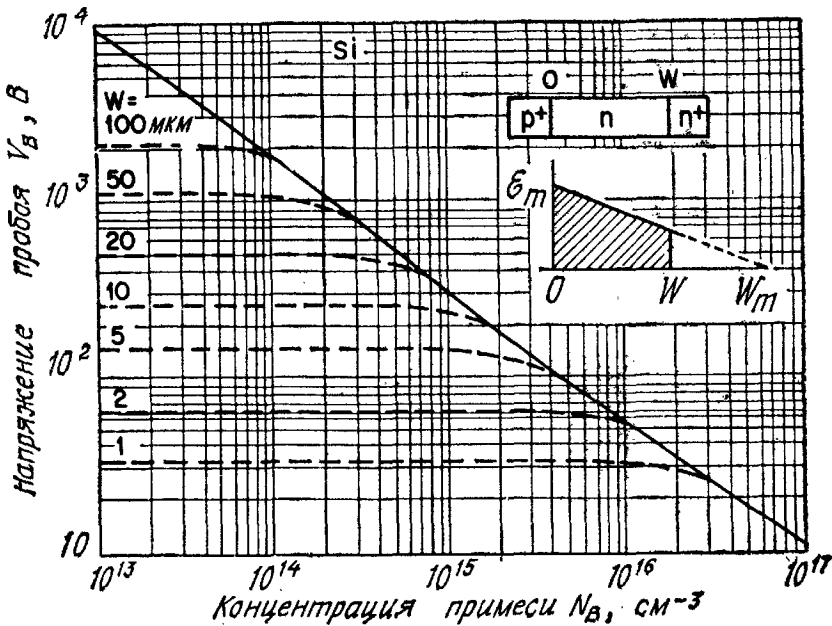


Рис. 32. Напряжение пробоя  $p^+ - n - n^+$  и  $p^+ - v - n^+$ -переходов.

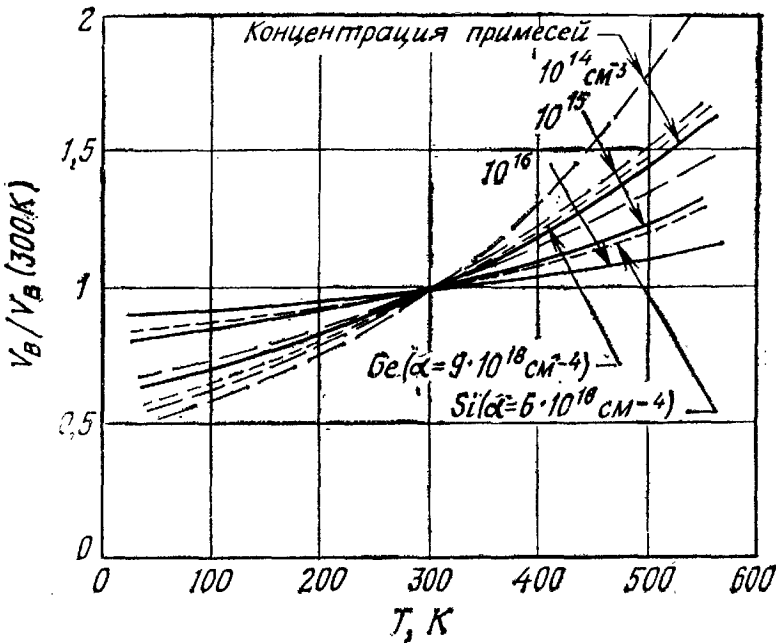


Рис. 33. Температурная зависимость нормализованного напряжения лавинного пробоя [40].

— резкий переход в Si; — — — резкий переход в Ge; - - - линейные переходы.

прокола. Следовательно, для напряжения пробоя  $V_{BT}$  диода с проколом можно написать

$$\frac{V_{BT}}{V_B} = \frac{\text{Заштрихованная область (вставка на рис. 32)}}{(\mathcal{E}_m W_m)/2} = \left(\frac{W}{W_m}\right) \left(2 - \frac{W}{W_m}\right). \quad (80)$$

Прокол обычно возникает при достаточно низкой концентрации легирующей примеси  $N_B$ , что имеет место в  $p^+ - \pi - n^+$ - и  $p^+ - v - n^+$ -диодах ( $\pi$  означает слаболегированный полупроводник  $p$ -типа, а  $v$  — слаболегированный полупроводник  $n$ -типа). Рассчитанная по формуле (80) зависимость напряжения пробоя таких диодов от концентрации примеси в слаболегированной области несимметричного резкого перехода в кремнии приведена на рис. 32 (сплошная линия). Предполагается, что переход сформирован на эпитаксиальной подложке (т. е. на  $n^+$ -подложке выращен эпитаксиальный слой  $v$ -типа толщиной  $W$ ). Для заданной толщины (штриховая линия) при уменьшении концентрации примеси напряжение пробоя стремится к постоянному значению, соответствующему проколу эпитаксиального слоя.

Результаты, приведенные на рис. 26—32, относятся к лавинному пробоя при комнатной температуре. С повышением температуры напряжение пробоя возрастает. Это можно объяснить тем, что горячие носители, проходя через обедненный слой под действием сильного поля, теряют часть своей энергии при столк-

новении с оптическими фононами. Средняя длина свободного пробега электронов между электрон-фононными столкновениями  $\lambda$  падает с повышением температуры (выражение (84) гл. 1). Поэтому при постоянном поле носители, проходя заданное расстояние, отдают кристаллической решетке большую часть энергии. Следовательно, для того чтобы носители набрали энергию, достаточную для генерации электронно-дырочных пар, требуется большая разность потенциалов. Результаты расчетов на основе модифицированной теории Бараффа [40] (гл. 1) приведены на рис. 33, где напряжения пробоя  $V_B$  для Ge и Si нормализованы относительно значений при комнатной температуре. Из вычислений следует, что при одинаковых профилях легирования относительные изменения  $V_B$  перехода с температурой в GaAs примерно совпадают с изменениями в Ge, а в GaP — с изменениями в Si. Необходимо обратить внимание на существенное увеличение напряжения пробоя с повышением температуры при относительно низких концентрациях примеси (или малых градиентах концентрации) [41]. На рис. 34 приведены экспериментальные результаты [42], которые достаточно хорошо согласуются с теоретическими.

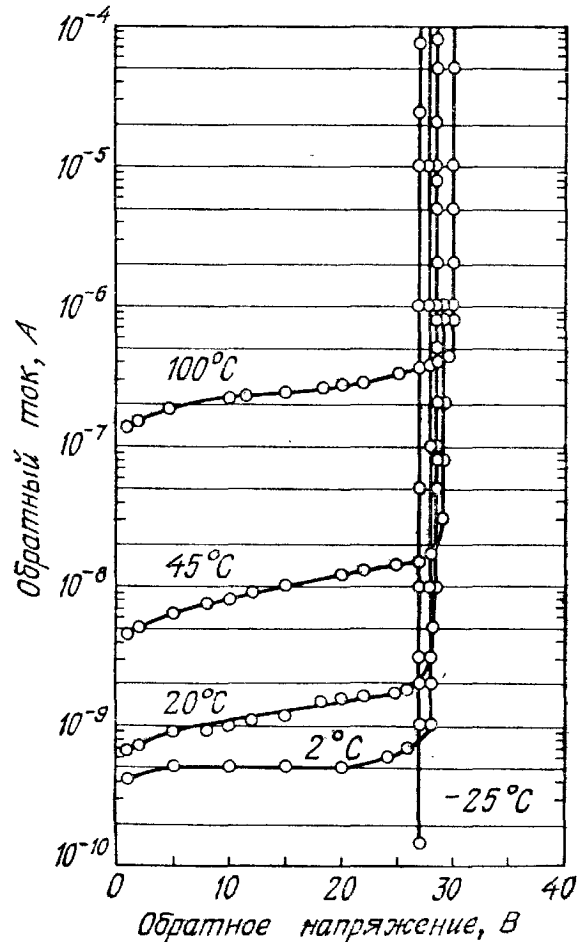


Рис. 34. Обратная ветвь вольт-амперной характеристики кремниевого  $n^+ - p$ -диода без микроплазм и с охранным кольцом ( $N_B = 2,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) при различных температурах. Температурный коэффициент равен  $0,024 \text{ В}/^\circ\text{C}$  [42].

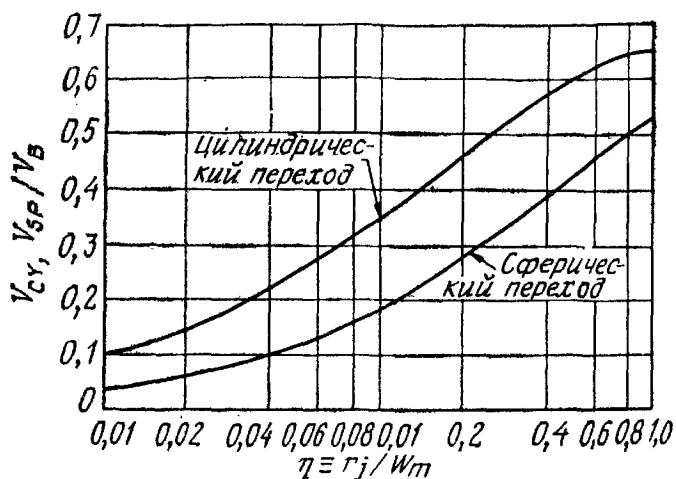


Рис. 35. Нормализованные зависимости напряжения пробоя цилиндрического и сферического переходов от кривизны перехода [39].

В планарных  $p-n$ -переходах необходимо учитывать очень сильное влияние кривизны перехода. Схема планарного перехода приведена на рис. 9, б. Поскольку напряженность электрического поля на цилиндрических и/или сферических областях перехода выше, то напряжение пробоя определяется именно этими областями. Потенциал  $V(r)$  и электрическое поле  $\mathcal{E}(r)$  в цилиндрическом или сферическом переходе можно найти, решая уравнение Пуассона

$$\frac{1}{r^n} \frac{d}{dr} [r^n \mathcal{E}(r)] = \frac{\rho(r)}{\epsilon_s}, \quad (81)$$

где  $n = 1$  для цилиндрических переходов и  $n = 2$  для сферических. Решая уравнение (81), получим

$$\mathcal{E}(r) = \frac{1}{\epsilon_s r^n} \int_{r_j}^r r^n \rho(r) dr + \frac{\text{const}}{r^n}, \quad (82)$$

где  $r_j$  — радиус кривизны металлургического перехода, а константа должна быть выбрана такой, чтобы удовлетворялись условия пробоя (74) или (75).

Из полученных численными методами результатов следует, что при 300 К для несимметричных резких цилиндрических переходов в кремнии справедливо следующее простое аналитическое выражение [39]:

$$\frac{V_{CY}}{V_B} = \left[ \frac{1}{2} (\eta^2 + 2\eta^{6/7}) \ln(1 + 2\eta^{-8/7}) - \eta^{6/7} \right], \quad (83)$$

а для сферических переходов

$$\frac{V_{SP}}{V_B} = [\eta^2 + 2,14\eta^{6/7} - (\eta^3 + 3\eta^{13/7})^{2/3}], \quad (84)$$

где  $V_{CY}$  и  $V_{SP}$  — напряжение пробоя цилиндрического и сферического перехода соответственно,  $V_B$  — напряжение пробоя пло-

скостного перехода, имеющего ту же концентрацию примесей, и  $\eta \equiv r_j/W_m$ . Зависимость напряжения пробоя от  $\eta$  для цилиндрического и сферического резких переходов приведена на рис. 35. Что касается цилиндрического и сферического переходов с линейным распределением примесей, то из результатов вычислений следует сравнительно слабая зависимость напряжения пробоя от радиуса кривизны [25].

## 2.6. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ И ШУМЫ

### 2.6.1. Переходные процессы

При использовании диодов в качестве переключателей требуется, чтобы переход от прямого смещения к обратному был как можно резче, а время переключения — как можно меньше. На рис. 36, *a* приведена простейшая схема переключения диода. Через переход протекает прямой ток  $I_F$ . В момент времени  $t = 0$  ключ  $S$  мгновенно переводится в правое положение, и некоторое время через переход протекает обратный ток  $I_R \approx V/R$ . Время переключения определяется как время, за которое ток снижается до 10 % от начального тока  $I_R$ . Как показано на рис. 36, *б*, оно

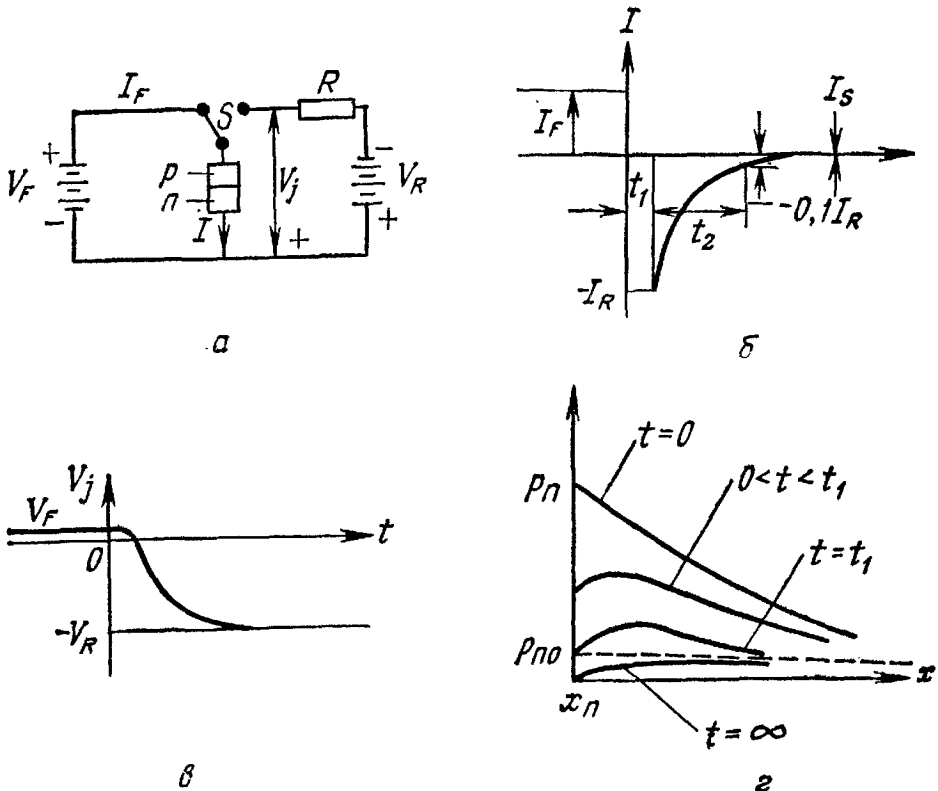


Рис. 36. Переходные процессы в  $p-n$ -переходе [43].

*a* — простейшая схема переключения; *б* — изменение тока при переключении; *в* — изменение напряжения; *г* — распределение неосновных носителей в различные моменты времени.

равно сумме  $t_1$  и  $t_2$ , где  $t_1$  — интервал времени фазы постоянного тока и  $t_2$  — интервал времени фазы спада тока. Сначала рассмотрим фазу постоянного тока (называемую также фазой хранения). Уравнение непрерывности, приведенное в гл. 1, можно записать для области  $n$ -типа (при условии  $p_{p0} \ll n_{n0}$ ) в виде

$$\frac{\partial p_n(x, t)}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p_n(x, t)}{\partial x^2} - \frac{p_n(x, t) - p_{n0}}{\tau_p}, \quad (85)$$

где  $\tau_p$  — время жизни неосновных носителей. В качестве граничных условий выступают начальное распределение дырок в момент  $t = 0$ , вытекающее из стационарного решения уравнения диффузии, и напряжение на переходе, определяемое выражением (33):

$$V_j = \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{p_n(0, t)}{p_{n0}} \right]. \quad (86)$$

Зависимость распределения плотности неосновных носителей  $p_n$  от времени [43] показана на рис. 36, *г*. Из формулы (86) следует, что до тех пор, пока  $p_n(0, t)$  больше  $p_{n0}$  (на интервале времени  $0 < t < t_1$ ), напряжение  $V_j \simeq kT/q$  (рис. 36, *в*), а ток  $I_R$  приблизительно равен  $\frac{V}{R} = \text{const}$ . Следовательно, на этом этапе обратный ток не меняется, и мы имеем дело с фазой постоянного тока. Однако по мере приближения к моменту  $t_1$  концентрация дырок стремится к нулю, обратное напряжение на переходе быстро возрастает и начинает выполняться новое граничное условие. Наступает фаза спада тока, для которой справедливо граничное условие  $p(0, t) = p_{n0} = \text{const}$ . Времена  $t_1$  и  $t_2$  в соответствии с решением, полученным Кингстоном [43], находятся из трансцендентных уравнений

$$\text{erf} \sqrt{\frac{t_1}{\tau_p}} = \frac{1}{1 + I_R/I_F}, \quad (87)$$

$$\text{erf} \sqrt{\frac{t_2}{\tau_p}} + \frac{\exp(-t_2/\tau_p)}{\sqrt{\pi} (t_2/\tau_p)} = 1 + 0,1 \left( \frac{I_R}{I_F} \right). \quad (88)$$

На рис. 37 приведены результаты расчета для плоскостного перехода с шириной базы  $n$ -типа  $W$ , много большей диффузионной длины дырок  $L_p$  (сплошные линии), и для перехода с узкой базой ( $W \ll L_p$ ) (штриховые линии). Для больших отношений  $I_R/I_F$  в случае  $W \gg L_p$  время переключения равно

$$t_1 + t_2 \simeq \frac{\tau_p}{2} \left( \frac{I_R}{I_F} \right)^{-1}, \quad (89a)$$

а в случае  $W \ll L_p$

$$t_1 + t_1 \simeq \frac{W^2}{2D_p} \left( \frac{I_R}{I_F} \right)^{-1}. \quad (89b)$$

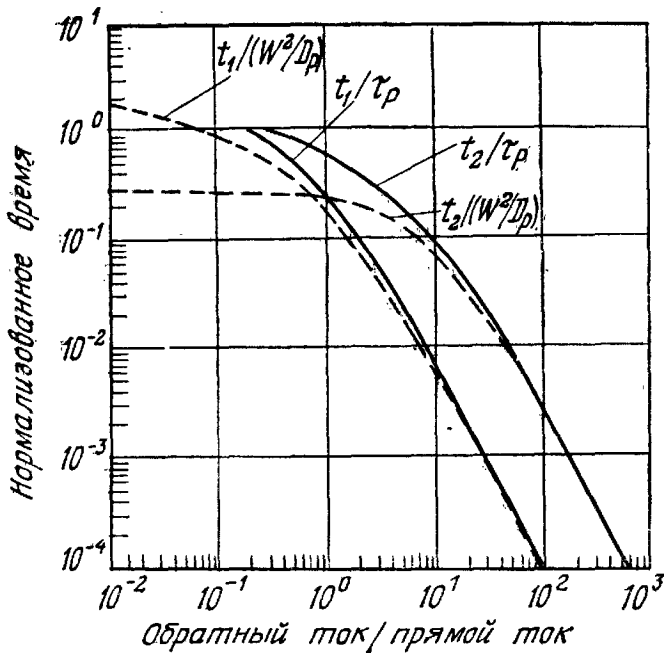


Рис. 37. Зависимость нормализованного времени от отношения обратного тока к прямому току [43].

При переключении перехода с широкой базой ( $W \gg L_p$ ) от прямого тока 10 мА к обратному току 10 мА длительность фазы постоянного тока составляет  $0,3\tau_p$ , а длительность фазы спада  $0,6\tau_p$ . Полное время переключения в данном случае равно  $0,9\tau_p$ . Таким образом, для быстрого переключения требуется уменьшить время жизни неосновных носителей  $\tau_p$ . Для его снижения вводят примеси, создающие глубокие уровни в запрещенной зоне, такие, как золото в кремнии.

### 2.6.2. Шумы

Термин «шумы» относится к самопроизвольным флуктуациям тока, протекающего через полупроводниковые материалы и приборы, и к флуктуациям напряжения на них. Поскольку приборы в основном используются для измерения малых физических величин или для усиления слабых сигналов, то спонтанные флуктуации тока или напряжения ограничивают снизу предел измеряемых величин или усиливаемых сигналов. Важно знать факторы, определяющие эти пределы, чтобы целенаправленно оптимизировать условия работы приборов и искать новые способы и новые технологические методы снижения уровня шумов.

Наблюдаемые шумы обычно подразделяют на тепловой шум, фликер-шум и дробовой шум. Тепловой шум имеет место в любом проводнике или полупроводнике и обусловлен хаотическим движением носителей тока. Средний квадрат напряжения тепловых

шумов в разомкнутой цепи  $\langle V_n^2 \rangle$  определяется выражением [44, 45]

$$\langle V_n^2 \rangle = 4kTBR, \quad (90)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура, К;  $B$  — ширина полосы пропускания, Гц;  $R$  — действительная часть импеданса, подключенного к выходным клеммам. При комнатной температуре в полупроводниковом материале с сопротивлением 1 кОм среднеквадратичное напряжение шума, измеренное в полосе частот 1 Гц, составляет  $\sim 4$  нВ ( $1 \text{ нВ} = 10^{-9} \text{ В}$ ).

Фликер-шум отличается специфическим спектральным распределением, пропорциональным  $1/f^\alpha$ , где величина  $\alpha$  обычно близка к 1 (так называемый шум  $1/f$ ) и играет важную роль на низких частотах. Для большинства полупроводниковых приборов происхождение фликер-шума связано с поверхностными эффектами. Установлена качественная и количественная корреляция спектральной плотности шумов  $1/f$  с той частью потерь в импедансе структуры металл — диэлектрик — полупроводник (МДП), которая обусловлена рекомбинацией носителей на поверхностных ловушках у границы раздела.

Дробовой шум является преобладающим для большинства полупроводниковых приборов. При низких и средних частотах он не зависит от частоты, т. е. имеет «белый» спектр. Средний квадрат тока дробового шума  $p$  —  $n$ -перехода определяется выражением

$$\langle i_n^2 \rangle = 2qBI, \quad (91)$$

где  $I$  — абсолютная величина тока через переход. При низком уровне инжекции средний квадрат полного тока (без учета шума  $1/f$ ) составляет

$$\langle i_n^2 \rangle = 4kTBG - 2qBI. \quad (92)$$

Из формулы Шокли получим

$$G = \frac{\partial I}{\partial V} = \frac{\partial}{\partial V} [I_s (e^{qV/kT} - 1)] = \frac{qI_s}{kT} e^{qV/kT}. \quad (93)$$

Подставляя выражение (93) в выражение (92), найдем, что в случае прямого смещения

$$\langle i_n^2 \rangle = 2qI_s B e^{qV/kT} + 2qBI_s. \quad (94)$$

Экспериментальные данные действительно подтверждают, что средний квадрат шумового тока пропорционален току насыщения  $I_s$ , который можно изменять с помощью освещения перехода.



## 2.7. СХЕМНЫЕ ФУНКЦИИ

Полупроводниковый  $p-n$ -переход является двухполюсником, который способен выполнять в схемах различные функции в зависимости от приложенного напряжения, а также от профиля примесей и геометрии перехода. В этом разделе кратко рассмотрен ряд интересных применений диодов, основанных на свойствах вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик, а также на характеристиках пробоя, рассмотренных в предыдущих разделах. Некоторые типы двухполюсников описаны в последующих главах (например, туннельные диоды в гл. 9 и 10).

### 2.7.1. Выпрямители

Выпрямитель представляет собой плоскостной диод, спроектированный специально для выпрямления переменного тока. Он должен обладать очень низким сопротивлением для тока, протекающего в одном направлении, и очень высоким сопротивлением — в другом направлении. Прямое и обратное сопротивления выпрямителя легко находятся из формулы вольт-амперной характеристики реального диода

$$I = I_s (e^{qV/nkT} - 1), \quad (95)$$

где  $I_s$  — ток насыщения, а множитель  $n$  обычно принимает значения между 1 (для диффузионного тока) и 2 (для рекомбинационного тока). Из формулы (95) можно определить прямое сопротивление на постоянном токе (статическое сопротивление)  $R_F$  и сопротивление для малого сигнала (динамическое сопротивление)  $r_F$ :

$$\begin{aligned} R_F &\equiv \frac{V_F}{I_F} \left( \simeq \frac{V_F}{I_s} e^{-qV_F/nkT} \text{ для } V \geq 3kT/q \right), \\ r_F &\equiv \frac{dV_F}{dI_F} = \frac{nkT}{qI_F}. \end{aligned} \quad (96)$$

Обратные сопротивления на постоянном токе  $R_R$  и на малом сигнале  $r_R$  определяются выражениями

$$\begin{aligned} R_R &\equiv \frac{V_R}{I_R} \simeq \left( \frac{V_R}{I_s} \text{ для } |V_R| \geq 3kT/q \right), \\ r_R &\equiv \frac{\partial V_R}{\partial I_R} = \frac{nkT}{qI_s} e^{q|V_R|/kT}. \end{aligned} \quad (97)$$

Из сравнения выражений (96) и (97) следует, что коэффициент выпрямления на постоянном токе  $R_R/R_F$  изменяется по закону  $\exp(qV_F/nkT)$ , а коэффициент выпрямления на переменном токе  $r_R/r_F$  — по закону  $I_F/[I_s \exp(-q|V_R|/kT)]$ .

Выпрямители обычно обладают низкой скоростью переключения; другими словами, переключение из открытого состояния с высокой проводимостью в закрытое состояние с высоким импедансом сопровождается большой задержкой во времени. Такая задержка, пропорциональная времени жизни неосновных носителей (рис. 37), не имеет значения при выпрямлении переменного тока с частотой 60 Гц. Для сохранения эффективного выпрямления на высоких частотах следует существенно уменьшить время жизни. Большинство выпрямителей имеет мощность рассеяния 0,1—10 Вт, напряжение обратного пробоя 50—2500 В (в высоковольтных выпрямителях включают последовательно два и более  $p-n$ -перехода) и время переключения от 50 нс для маломощных диодов до  $\sim 500$  нс для мощных диодов.

### 2.7.2. Стабилитроны

Стабилитрон представляет собой плоскостной диод, работающий при обратном смещении в режиме пробоя. До наступления пробоя диод имеет очень высокое сопротивление, а после пробоя — очень малое динамическое сопротивление. В результате происходит ограничение, или стабилизация напряжения на уровне напряжения пробоя. Стабилитроны в основном изготавливаются из кремния, так как кремний имеет низкий ток насыщения и технология кремния лучше разработана. Как уже говорилось в разд. 3.5, при напряжении пробоя  $V_B$ , превышающем  $6E_g/q$  ( $\sim 8$  В для кремния), основным механизмом пробоя является лавинное умножение (температурный коэффициент положителен). При  $V_B < 4E_g/q$  ( $\sim 5$  В для кремния) механизм пробоя обусловлен межзонным туннелированием (температурный коэффициент отрицателен). При  $4E_g/q < V_B < 6E_g/q$  пробой зависит от обоих механизмов. Соединив диод с отрицательным температурным коэффициентом последовательно с диодом с положительным температурным коэффициентом, можно получить стабилизатор напряжения с низким температурным коэффициентом порядка 0,002 %/°C, который пригоден в качестве источника опорного напряжения.

### 2.7.3. Варисторы

Варистором или регулируемым сопротивлением называется двухполюсник с нелинейной вольт-амперной характеристикой [46]. Нелинейность характеристики плоскостного диода следует из выражений (96) и (97). Аналогичными нелинейными характеристиками обладают диоды со структурой металл — проводник, рассматриваемые в гл. 5. Интересным применением варисторов является использование их в качестве симметричных ограничи-

телей напряжения на уровне 0,5 В. Для этого они соединяются параллельно разноименными полюсами. Такой двухдиодный прибор обладает прямой диодной вольт-амперной характеристикой независимо от полярности прикладываемого напряжения.

### 2.7.4. Варакторы

Варактором называется прибор, реактивностью которого можно управлять с помощью напряжения смещения. Варакторные диоды широко используются в параметрических усилителях, генераторах гармоник, смесителях, детекторах и в системах с электронной настройкой.

Основные вольт-фарадные характеристики перехода были выведены в разд. 2.3. Целесообразно представить полученные выше соотношения для резкого и линейного переходов в более общем виде. Одномерное уравнение Пуассона записывается следующим образом:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = - \frac{qN}{\epsilon_s}, \tag{98}$$

где  $N$  — произвольное распределение примеси. В общем случае при условии, что одна из областей полупроводника сильно легирована, можно (рис. 38, а) считать

$$N = Bx^m \text{ для } x \geq 0. \tag{99}$$

При  $m = 0$  имеем  $B = N_N$ , что соответствует однородному распределению примеси в слаболегированной области или несимметричному резкому переходу. При  $m = 1$  распределение примеси соответствует несимметричному линейному переходу. Переход

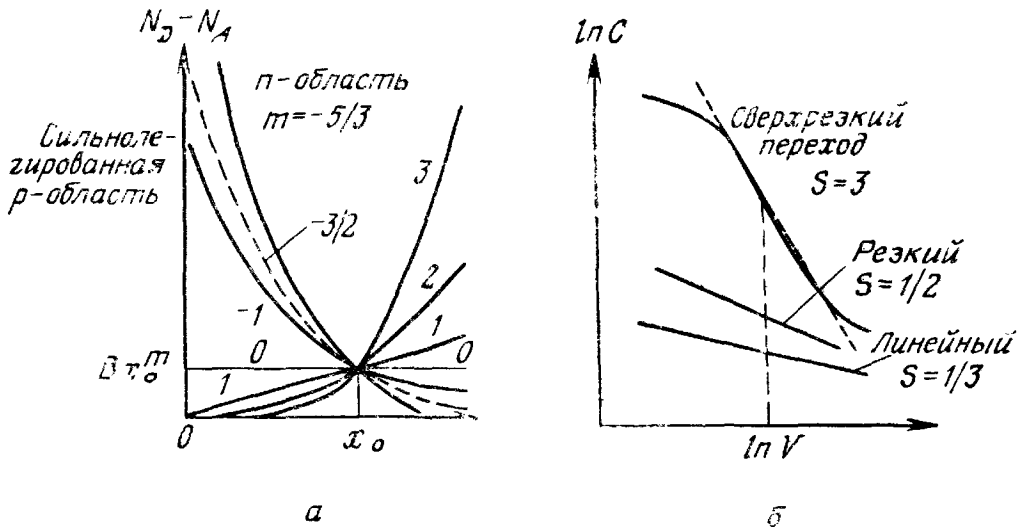


Рис. 38. Различные распределения примеси (а) в варакторах и зависимость барьерной емкости от обратного смещения (б) (двойной логарифмический масштаб) [48, 47].

с  $m < 0$  называют сверхрезким. Сверхрезкий профиль примеси можно получить в эпитаксиальном процессе или с помощью ионного легирования. Граничные условия для уравнения (98) имеют вид  $V(x=0) = 0$  и  $V(x=W) = V + V_{bi}$ , где  $V$  — приложенное напряжение, а  $V_{bi}$  — контактная разность потенциалов.

Интегрируя уравнение Пуассона с учетом указанных граничных условий, получим выражения для ширины обедненного слоя и удельной дифференциальной емкости перехода [47]:

$$W = \left[ \frac{\epsilon_s (m+2) (V + V_{bi})}{qB} \right]^{1/(m+2)}, \quad (100)$$

$$C \equiv \frac{\partial Q_c}{\partial V} = \left[ \frac{qB (\epsilon_s)^{m+1}}{(m+2) (V + V_{bi})} \right]^{1/(m+2)} \sim (V + V_{bi})^{-s}, \quad (101)$$

$$s \equiv \frac{1}{m+2},$$

где  $Q_c$  — заряд на единицу площади, равный произведению величины  $\epsilon_s$  и максимального электрического поля (при  $x=0$ ). Одним из основных характеристических параметров варактора является чувствительность  $s(V)$  [48]:

$$s \equiv - \frac{dC}{C} \frac{V}{dV} = \frac{-d(\log C)}{d(\log V)} = \frac{1}{m+2}. \quad (102)$$

Чем больше  $s$ , тем больше изменение емкости под действием приложенного напряжения. Для линейных переходов  $m=1$  и  $s=1/3$ , для резких  $m=0$  и  $s=1/2$  и для сверхрезких  $m=-1$ ,  $m=-3/2$ ,  $m=-5/3$  и  $s=1$ ,  $s=2$ ,  $s=3$  соответственно. Вольт-фарадные характеристики диодов с такими переходами приведены на рис. 38, б. Как и следовало ожидать, сверхрезкий переход имеет наивысшую чувствительность и обеспечивает наибольшие изменения емкости.

Упрощенная эквивалентная схема варактора [47] приведена на рис. 39 (вставка), где  $C_J$  — емкость перехода,  $R_S$  — последовательное сопротивление,  $R_P$  — параллельное эквивалентное сопротивление, обусловленное генерационно-рекомбинационным током, диффузионным током и током поверхностной утечки. С ростом обратного смещения  $C_J$  и  $R_S$  уменьшаются, а  $R_P$  обычно возрастает. Эффективность варактора определяется его добротностью  $Q$ , которая равна отношению запасенной в нем энергии к рассеиваемой:

$$Q \simeq \frac{\omega C_J R_P}{1 + \omega^2 C_J^2 R_P R_S}. \quad (103)$$

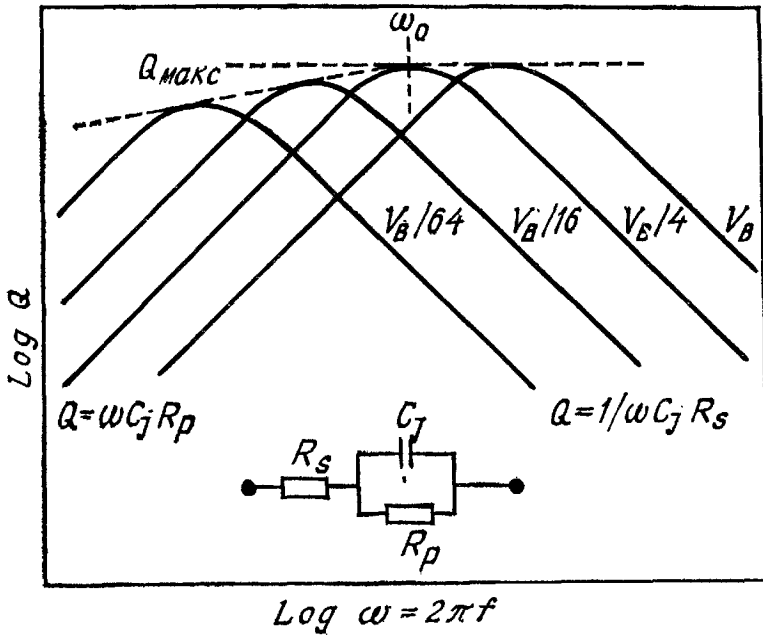


Рис. 39. Зависимость добротности варактора  $Q$  от частоты при различных смещениях. На вставке приведена эквивалентная схема варактора [47].

Дифференцируя это выражение, получим угловую частоту  $\omega_0$ , соответствующую максимальной добротности, и саму величину  $Q_{\text{макс}}$ :

$$\omega_0 \simeq \frac{1}{C_j (R_p R_s)^{1/2}}, \quad (104)$$

$$Q_{\text{макс}} \approx \left( \frac{R_p}{4R_s} \right)^{1/2}. \quad (105)$$

На рис. 39 приведены кривые, поясняющие соотношение между  $Q$ , частотой и напряжением смещения. При фиксированном смещении добротность  $Q$  изменяется по закону  $\omega C_j R_p$  на низких частотах и по закону  $1/\omega C_j R_s$  на высоких частотах. Максимальное напряжение смещения ограничено напряжением пробоя  $V_B$ .

### 2.7.5. Диоды с быстрым восстановлением

Диоды с быстрым восстановлением используются для получения сверхвысоких скоростей переключения. Их можно разделить на два типа: диоды с диффузионным переходом и диоды с переходом металл — полупроводник. Эквивалентные схемы аналогичны схемам варактора (вставка на рис. 39), а их поведение при переключении в общих чертах отражено на рис. 36, б.

Полное время восстановления  $t_1 + t_2$  диода с  $p-n$ -переходом может быть существенно уменьшено путем введения центров рекомбинации, таких, какие золото создает в кремнии. Хотя время восстановления прямо пропорционально времени жизни  $\tau$

(рис. 37), к сожалению, отсутствует возможность уменьшить его до нуля путем введения максимально большого числа центров рекомбинации  $N_t$ . Это связано с возрастанием обратного тока  $p-n$ -перехода, генерационная компонента которого также пропорциональна  $N_t$  (выражения (47) и (48)). В прямозонных полупроводниках, где возможны прямые переходы между зонами (таких, как GaAs), время жизни неосновных носителей обычно намного меньше, чем в Si. Поэтому диоды с  $p-n$ -переходами в GaAs обладают сверхвысокой скоростью переключения и имеют время восстановления  $\sim 0,1$  нс и менее. Кремниевые диоды практически позволяют получить время переключения от 1 до 5 нс.

Диоды типа металл — полупроводник (диоды Шоттки) также позволяют достичь сверхвысокой скорости переключения. Эти диоды обычно работают на основных носителях и в них эффекты накопления незначительны. Переходы металл — полупроводник рассмотрены в гл. 5.

### 2.7.6. Диоды с накоплением заряда

В противоположность диодам с быстрым восстановлением диоды с накоплением заряда конструируются таким образом, чтобы они накапливали заряд во время протекания прямого тока, а после переключения пропускали ток в обратном направлении за короткое время. Особый интерес среди них представляют диоды со ступенчатым восстановлением (называемые также диодами с мгновенным восстановлением). Они в течение короткого времени проводят ток в обратном направлении, а затем, как только накопленный заряд рассосется, в них происходит резкая отсечка тока. Время отсечки лежит в пикосекундном диапазоне, и поэтому фронт выключения содержит большое число гармоник. Эти диоды используются в качестве генераторов гармоник и формирователей импульсов.

Диоды с накоплением заряда в основном изготавливаются из Si с относительно большим временем жизни неосновных носителей (0,5—5 мкс), которое приблизительно в 1000 раз больше, чем у диодов с быстрым восстановлением.

### 2.7.7. $p-i-n$ -Диоды

В  $p-i-n$ -диодах  $p-n$ -переход обладает таким распределением примеси, что между его  $p$ - и  $n$ -слоями оказывается заключенным слой с проводимостью, близкой к собственной проводимости полупроводника ( $i$ -слой) (рис. 40, а). На практике, однако, идеальный  $i$ -слой заменяется либо высокоомным слоем  $p$ -типа ( $\pi$ -слой), либо высокоомным слоем  $n$ -типа ( $\nu$ -слой). Распределения примеси, плотности объемного заряда и электрического

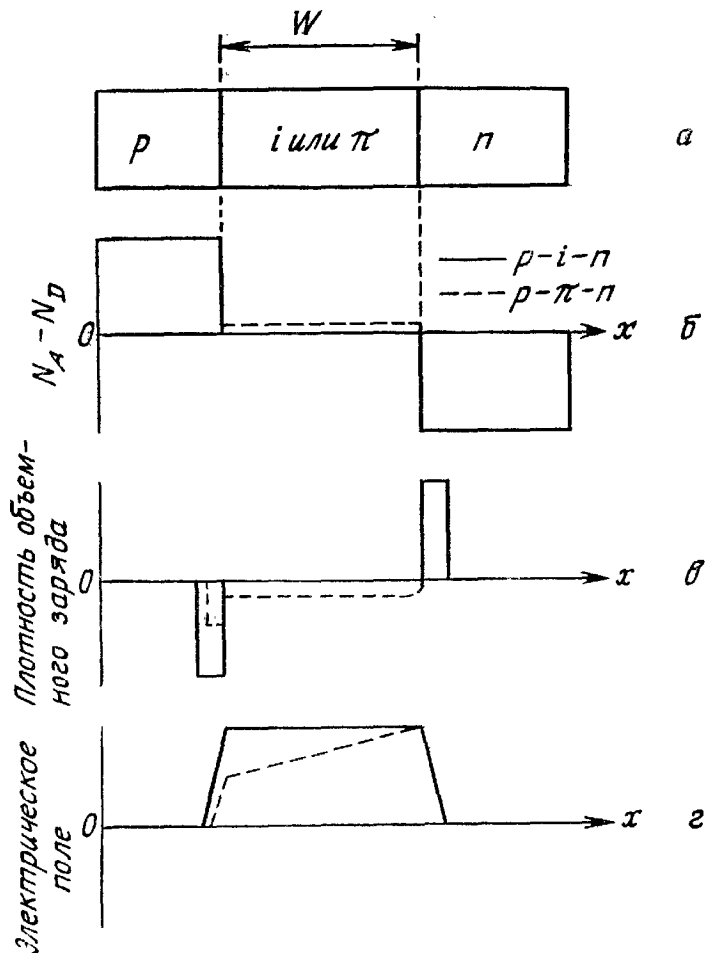


Рис. 40. Распределение примеси, плотности объемного заряда и электрического поля в  $p-i-n$ - и  $p-\pi-n$ -диодах [49].

поля в  $p-i-n$ - и  $p-\pi-n$ -диодах [49] приведены на рис. 40, б—г. Вследствие низкой концентрации примеси в  $i$ -слое на нем падает большая часть приложенного напряжения. В реальных  $p-i-n$ -диодах распределение примеси в  $p$ - и  $n$ -слоях имеет более плавный характер, чем представлено на рис. 40. Такие диоды можно изготовить следующим образом: 1) эпитаксиальным методом, 2) методом диффузии  $p$ - и  $n$ -примесей с обеих сторон высокоомной полупроводниковой подложки и 3) методом ионного дрейфа (например, лития), создающего сильнокомпенсированную область с собственной проводимостью [50].

Широкое распространение  $p-i-n$ -диоды получили в СВЧ-электронике. Их можно использовать в качестве СВЧ-переключателя с практически постоянной барьерной емкостью и высокой нагрузочной способностью. Время переключения составляет  $\sim W/2v_s$ , [51], где  $v_s$  — предельная скорость движения носителей в  $i$ -слое. Кроме того,  $p-i-n$ -диод можно использовать в качестве управляемого аттенюатора, сопротивление которого почти линейно зависит от прямого тока. Он пригоден также для моду-

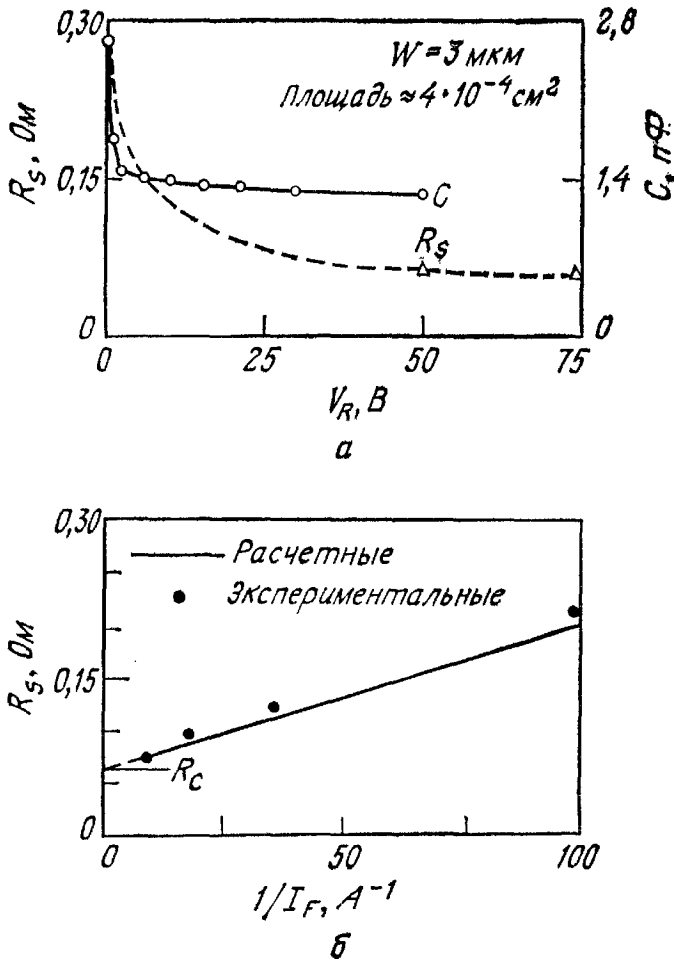


Рис. 41. Зависимость барьерной емкости и последовательного сопротивления от обратного напряжения (а) и зависимость последовательного сопротивления от прямого тока (б) [52].

ляции на частотах вплоть до гигагерцового диапазона. Следует отметить, что прямые характеристики тиристора (гл. 4) в включенном состоянии очень похожи на характеристики  $p-i-n$ -диода.

На рис. 32 приведены значения напряжения пробоя  $p-i-n$ -диода при обратных смещениях. Поскольку максимальное поле  $\mathcal{E}_m$  в Si с низкой концентрацией примеси составляет  $2,5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ , то напряжение пробоя

$$V_B \approx \mathcal{E}_m W \approx 25W \text{ [В]}, \quad (106)$$

где  $W$  — ширина обедненного слоя, мкм. Результаты измерений емкости и последовательного сопротивления обратносмещенного  $p-i-n$ -диода, предназначенного для переключения малых мощностей, представлены на рис. 41 [52]. Отметим, что емкость достигает величины, равной  $\epsilon_s A/W$  ( $A$  — площадь перехода) уже при смещении 5 В, которое намного ниже напряжения пробоя, составляющего 75 В. При обратном смещении выше 10 В



емкость дополнительно уменьшается только на 3 %. Последовательное сопротивление  $R_s$  содержит две составляющие:

$$R_s = R_i + R_c, \quad (107)$$

где  $R_i$  — сопротивление  $i$ -области и  $R_c$  — сопротивление контакта. С увеличением обратного смещения  $R_i$  приближается к нулевому значению и последовательное сопротивление быстро уменьшается до значения, соответствующего контактному сопротивлению.

В случае прямого смещения  $p^+$  —  $i$ -контакт инжектирует дырки, а  $i$  —  $n^+$ -контакт инжектирует электроны. Вначале рассмотрим протекание тока, вызванного электронно-дырочной рекомбинацией в  $i$ -области. Плотность тока определяется соотношением [38, 53]

$$J = \int_0^W qU dx, \quad (108)$$

где  $U$  — скорость рекомбинации, равная  $n(x)/\tau$ . Пусть концентрация электронов, инжектированных в  $i$ -область, равна  $n'$ , тогда

$$J = \frac{qn'W}{\tau_a}, \quad (109)$$

где  $\tau_a$  — амбиполярное время жизни. Если предположить, что концентрация носителей в  $i$ -области примерно постоянна, то диффузионным током можно пренебречь. Поскольку концентрация инжектированных носителей намного выше концентрации примеси в  $i$ -области, то  $p$  —  $i$  —  $n$ -диод обычно работает в условиях высокого уровня инжекции, т. е.  $n' \approx p' \gg n_i$ , где  $p'$  — средняя концентрация дырок, инжектированных в  $i$ -область. В таком случае полный дрейфовый ток записывается в виде

$$\begin{aligned} J &= q\mu_n n' \mathcal{E}' + q\mu_p p' \mathcal{E}' = q(\mu_n + \mu_p) n' \mathcal{E}' = \\ &= \frac{q}{kT} \left(1 + \frac{1}{b}\right) qD_n n' \mathcal{E}', \end{aligned} \quad (110)$$

где  $b \equiv \mu_n/\mu_p$  и  $\mathcal{E}'$  — среднее электрическое поле в  $i$ -области. Коэффициент амбиполярной диффузии в соответствии с выражением (36) равен

$$D_a = \frac{2D_n}{1+b}. \quad (111)$$

Подставляя выражение (111) в выражение (110), имеем

$$J = \frac{p}{kT} \frac{(b+1)^2}{2b} qD_a n' \mathcal{E}'. \quad (112)$$

Напряжение  $V_i$  на  $i$ -области определяется выражением

$$V_i = \mathcal{E}' W. \quad (113)$$

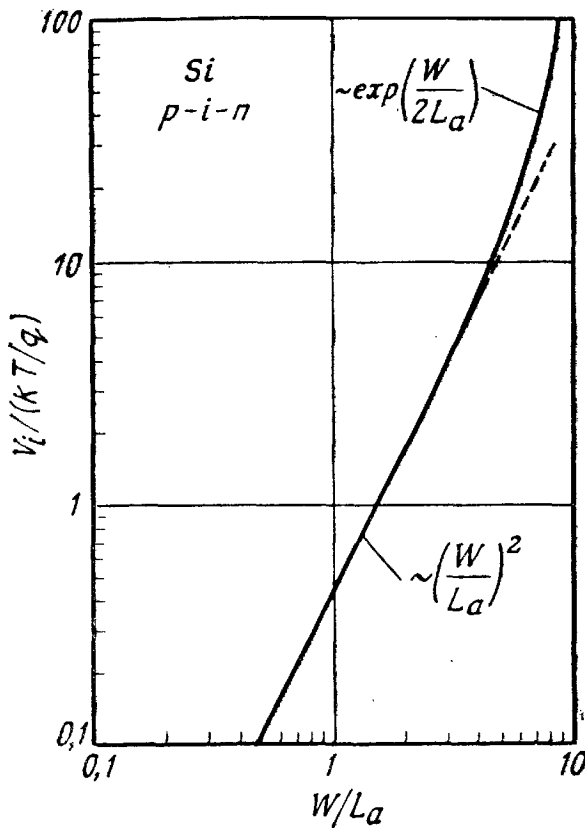


Рис. 42. Зависимость падения напряжения на внутренней области  $p-i-n$ -диода от  $W/L_a$  [39].

Из выражения (109) с учетом соотношения (113) и того, что  $L$  ( $\equiv \sqrt{D_a \tau_a}$ ) — длина амбиполярной диффузии, имеем

$$V_i = \frac{kT}{q} \frac{2b}{(1+b)^2} \left( \frac{W}{L_a} \right)^2. \quad (114)$$

Для кремния  $b \approx 3$  и

$$V_i \approx \frac{3kT}{8q} \left( \frac{W}{L_a} \right)^2. \quad (115)$$

Сопротивление  $R_i$  вычисляется по формуле

$$R_i \equiv \frac{V_i}{I_F} = \left( \frac{3kTW^2}{8qD_a \tau_a} \right) \frac{1}{I_F}. \quad (116)$$

На рис. 41, б в качестве примера показано поведение последовательного сопротивления при прямом смещении. Отметим, что оно изменяется обратно пропорционально  $I_F$  и когда  $1/I_F \rightarrow 0$ , то  $R_i$  асимптотически стремится к величине контактного сопротивления  $R_c$ .

Более точно величину  $V_i$  можно получить, решая уравнение (35) с соответствующими граничными условиями (рис. 42). Следует отметить, что при  $W/L_a \leq 2$  напряжение  $V_i$  достаточно точно определяется выражением (115). Однако при  $W/L_a > 2$  вели-

чина  $V_i$  начинает расти быстрее и в первом приближении удовлетворяет соотношению

$$V_i \approx \frac{3\pi kT}{8q} \exp\left(\frac{W}{2L_a}\right). \quad (117)$$

Таким образом, условие  $W = 2L_a$  определяет границу между «коротким» и «длинным»  $p-i-n$ -диодами. Для коротких структур ( $W \leq 2L_a$ ) градиент концентрации носителей по  $i$ -области слабо влияет на величину напряжения (при комнатной температуре отклонение не превышает 0,05 В) и им можно пренебречь. Однако для протяженных структур падение напряжения на  $i$ -области оказывается гораздо выше. При проектировании прибора выбор толщины  $i$ -области определяется допустимым напряжением пробоя. Для сохранения работоспособности коротких структур величина  $L_a$  должна выбираться большой. В условиях высокого уровня инжекции коэффициент амбиполярной диффузии  $D_a$  уменьшается с ростом концентрации инжектированных носителей за счет эффектов взаимного рассеяния носителей. Время жизни неосновных носителей будет также снижаться из-за процессов оже-рекомбинации при высокой концентрации носителей. Следовательно, при повышении плотности тока  $L_a$  будет уменьшаться, что приведет к увеличению отношения  $W/L_a$ .

На рис. 43 представлены результаты вычислений [54] характеристик высоковольтных приборов с  $W = 600$  мкм и  $\tau_a = 30$  мкс. Кривая  $a$  учитывает только рекомбинацию в  $i$ -области

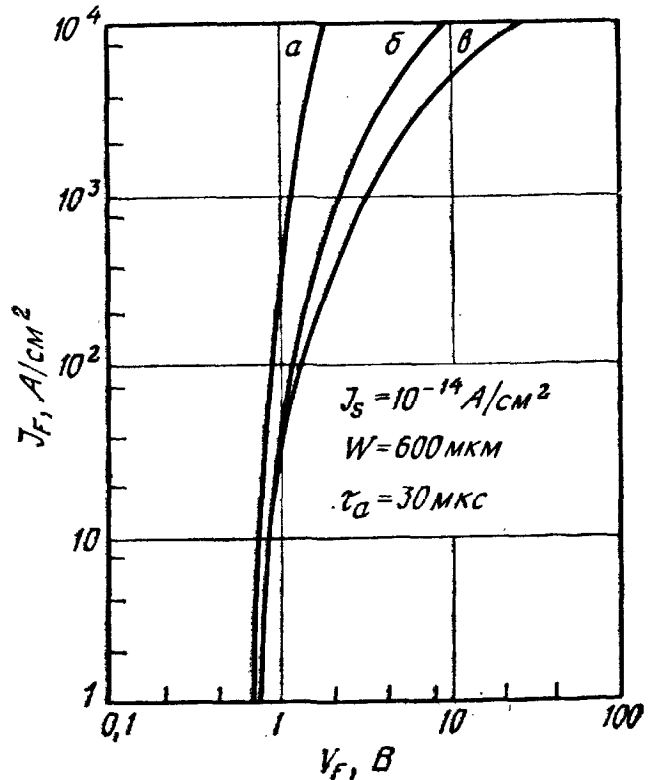


Рис. 43. Прямые вольт-амперные характеристики [54].

кривая  $b$  — влияние взаимного рассеяния носителей и кривая  $v$  — оже-рекомбинацию. При учете дополнительных факторов проявляется неуклонное ухудшение характеристик прибора. Очевидно, что оже-рекомбинация и взаимное рассеяние носителей устанавливают предел работоспособности прибора.

## 2.8. ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ

Гетеропереходом называется переход, образованный между двумя различными полупроводниками. Если полупроводники имеют одинаковый тип проводимости, то они образуют изотипный гетеропереход. Если тип их проводимости различен, то получается анизотипный гетеропереход. В 1951 г. Шокли предложил использовать резкий гетеропереход в качестве эффективного эмиттера в биполярном транзисторе [55]. В том же году были опубликованы теоретические работы Губанова по гетеропереходам [56]. Позже Кремер проанализировал аналогичный плавный гетеропереход в качестве эмиттера с широкой запрещенной зоной [57]. В дальнейшем продолжалось интенсивное изучение гетеропереходов, которые нашли широкое применение в качестве инжекционных лазеров, работающих при комнатной температуре, светодиодов, фотодетекторов и элементов солнечных батарей. Кроме того, на основе многослойной периодической структуры из гетеропереходов с толщиной слоев  $\sim 100 \text{ \AA}$  созданы так называемые сверхрешетки. Гетеропереходы рассмотрены в работах [58, 59, 11].

### 2.8.1. Принцип действия

Модель зонной структуры идеального резкого гетероперехода без ловушек на границе раздела была предложена Андерсоном [60], который использовал результаты работы Шокли. Рассмотрим эту модель, так как она позволяет хорошо объяснить большинство процессов переноса носителей в гетеропереходах, а при небольших уточнениях пригодна и для описания неидеальных случаев. На рис. 44 приведена зонная диаграмма двух изолированных полупроводников. Предполагается, что последние различаются шириной запрещенной зоны, диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon$ , работой выхода  $\phi_m$  и сродством к электрону  $\chi$ . Работа выхода и сродство к электрону определяются как энергия, необходимая для удаления электрона с уровня Ферми  $E_F$  и со дна зоны проводимости  $E_C$  в вакуум соответственно. Различие в положении дна зоны проводимости полупроводников обозначено  $\Delta E_C$ , а различие в положении потолка валентной зоны  $\Delta E_V$ . На рис. 44, *a* показан случай, когда  $\Delta E_C = (\chi_1 - \chi_2)$ . Соотношение  $\Delta E_C = \Delta \chi$  может оказаться невыполненным. Однако если

рассматривать  $\Delta E_c$  как эмпирическую величину, то модель Андерсона не потребует изменений [60а].

Зонная диаграмма анизотипного  $p-n$ -гетероперехода в равновесии, образованного такими полупроводниками, приведена на рис. 44, б. Положение уровня Ферми в равновесном состоянии должно быть одинаково по обе стороны перехода, а уровень энергии, соответствующий вакууму, должен быть параллелен краям зон и непрерывен. Поэтому разрыв в положении краев зоны проводимости ( $\Delta E_c$ ) и краев валентной зоны ( $\Delta E_v$ ) не связан с уровнем легирования, если, конечно, сами величины  $E_g$  и  $\chi$  не зависят от концентрации примеси (т. е. в случае невырожденных полупроводников). Полный контактный потенциал  $V_{bi}$  равен сумме потенциалов  $V_{b1} + V_{b2}$ , где  $V_{b1}$  и  $V_{b2}$  — электростатические потенциалы равновесного состояния первого и второго полупроводников соответственно.

Ширину обедненного слоя в каждом полупроводнике и барьерную емкость можно найти, решив уравнение Пуассона для резкого перехода с каждой стороны границы раздела. Одним из граничных условий является непрерывность электрической индукции на границе раздела, т. е.  $\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2$ . В результате имеем

$$x_1 = \left[ \frac{2N_{A2}\epsilon_1\epsilon_2(V_{bi} - V)}{qN_{D1}(\epsilon_1N_{D1} + \epsilon_2N_{A2})} \right]^{1/2}, \quad (118)$$

$$x_2 = \left[ \frac{2N_{D1}\epsilon_1\epsilon_2(V_{bi} - V)}{qN_{A2}(\epsilon_1N_{D1} + \epsilon_2N_{A2})} \right]^{1/2}, \quad (119)$$

$$C = \left[ \frac{qN_{D1}N_{A2}\epsilon_1\epsilon_2}{2(\epsilon_1N_{D1} + \epsilon_2N_{A2})(V_{bi} - V)} \right]^{1/2}. \quad (120)$$

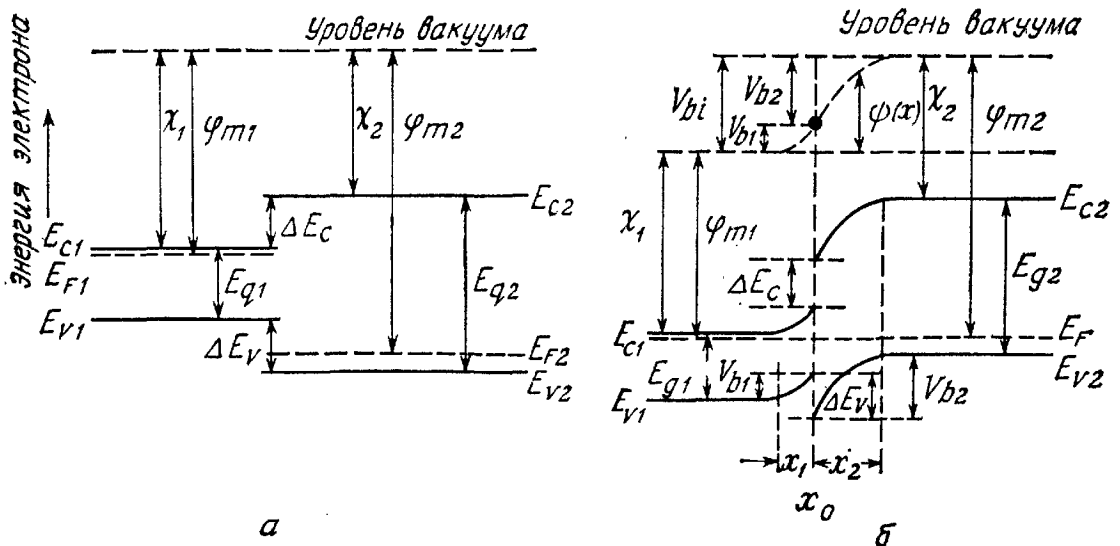


Рис. 44. Зонные диаграммы двух изолированных полупроводников при условии электронейтральности (а) и идеального анизотипного  $p-n$ -гетероперехода при тепловом равновесии (б) [60].

Отношение напряжений на каждом полупроводнике составляет

$$\frac{V_{b1} - V_1}{V_{b2} - V_2} = \frac{N_{A2}\epsilon_2}{N_{D1}\epsilon_1}, \quad (121)$$

где  $V = V_1 + V_2$ . Очевидно, что полученные выражения преобразуются к выражению для обычного (гомогенного)  $p - n$ -перехода, рассмотренного в разд. 2.3, если материалы по обе стороны гетероперехода одинаковы.

Для изотипного  $n - n$ -гетероперехода из тех же двух полупроводников ситуация несколько другая. Поскольку работа выхода полупроводника с широкой запрещенной зоной меньше, то энергетические зоны изогнутся в противоположную сторону по сравнению со случаем  $p - n$ -перехода <sup>1)</sup> (рис. 45, а) [61]. Отношение величин  $V_{b1} - V_1$  и  $V_{b2} - V_2$  можно найти из условия непрерывности электрической индукции на границе раздела. Если область 1 обогащена носителями, подчиняющимися статистике Больцмана (подробный анализ проведен в разд. 7.2), то для электрической индукции  $\mathcal{D}_1$  в точке  $x_0$  справедлива формула

$$\mathcal{D}_1 = \epsilon_1 \mathcal{E}_1(x_0) = \left\{ 2\epsilon_1 q N_{D1} \left[ \frac{kT}{q} \cdot \left( \exp \frac{q(V_{b1} - V_1)}{kT} - 1 \right) - (V_{b1} - V_1) \right] \right\}^{1/2}. \quad (122)$$

Электрическая индукция на границе раздела для обедненной области 2 определяется выражением

$$\mathcal{D}_2 = \epsilon_2 \mathcal{E}_2(x_0) = [2\epsilon_2 q N_{D2} (V_{b2} - V_2)]^{1/2}. \quad (123)$$

Из равенства правых частей выражений (122) и (123) находим отношение величин  $(V_{b1} - V_1)$  и  $(V_{b2} - V_2)$ , имеющее весьма сложный вид. Однако если отношение  $\epsilon_1 N_{D1} / \epsilon_2 N_{D2} \simeq 1$  и  $V_{bi} (\equiv V_{L1} + V_{L2}) \gg kT/q$ , то имеем [61]

$$\exp \left[ \frac{q(V_{b1} - V_1)}{kT} \right] \simeq \frac{q}{kT} (V_{bi} - V), \quad (124)$$

где  $V$  — полное приложенное напряжение, равное  $(V_1 + V_2)$ . На рис. 45 приведены также идеализированные зонные диаграммы для  $p - n$ - (материал  $p$ -типа с узкой запрещенной зоной и материал  $n$ -типа с широкой запрещенной зоной) и  $p - p$ -гетеропереходов в состоянии равновесия.

Переходя к вольт-амперным характеристикам гетеропереходов, рассмотрим интересный случай, показанный на рис. 45, а. Про-

<sup>1)</sup> Условимся обозначать материал с меньшей шириной запрещенной зоны индексом 1.

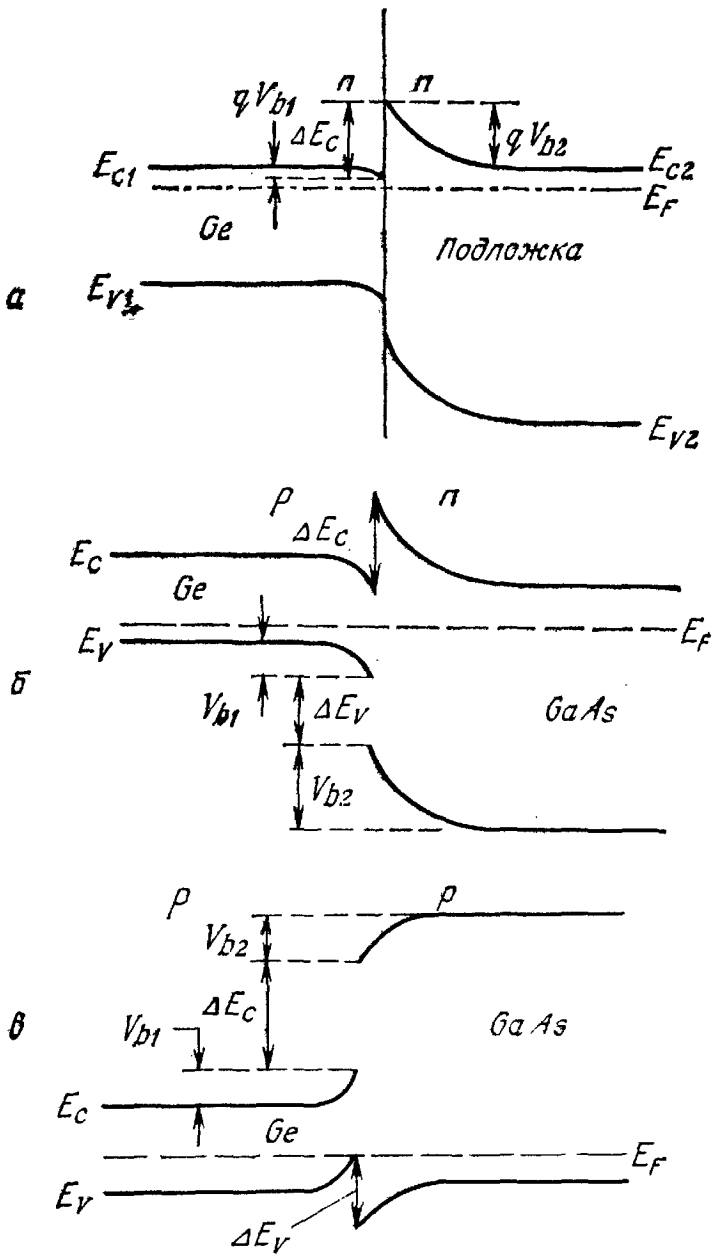


Рис. 45. Зонные диаграммы идеального изотипного  $n - n$ -гетероперехода [61] (а), а также идеальных  $p - n$ - (б) и  $p - p$ -гетеропереходов (в) [60].

текание тока в данном случае связано с термоионной эмиссией (подробнее см. гл. 5), и плотность тока равна [61]

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{qV_2}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qV_2}{kT}\right) - \exp\left(\frac{qV_1}{kT}\right) \right], \quad (125)$$

где  $A^*$  — эффективная постоянная Ричардсона. Подставляя соотношение (124) в формулу (125), получим вольт-амперную характеристику в виде

$$J = J_0 \left(1 - \frac{V}{V_{bi}}\right) \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad (126)$$

где

$$J_0 \equiv \frac{qA^*TV_{bi}}{k} \exp\left(-\frac{qV_{bi}}{kT}\right).$$

Приведенное выражение отличается от вольт-амперной характеристики контакта металл — полупроводник множителем  $J_0$ , а также характером зависимости от температуры. Обратный ток не имеет насыщения, а при больших значениях  $V$  линейно возрастает с напряжением. В прямом направлении зависимость  $J$  от  $qV/kT$  допускает аппроксимацию экспоненциальной функцией, т. е.  $J \sim \exp(qV/nkT)$ .

### 2.8.2. Приборы на гетеропереходах

Успешное применение гетеропереходов в различных приборах в первую очередь обязано эпитаксиальной технологии выращивания пленок, согласованных с решеткой подложки. В получаемых изотипных и анизотипных гетеропереходах практически отсутствуют состояния на границе раздела [62]. Гетеропереходы используются также в биполярных приборах в качестве эмиттеров с широкой запрещенной зоной (гл. 3) и в униполярных приборах с МОП-структурой (гл. 6). Наиболее важным является применение гетеропереходов в оптоэлектронных приборах (полупроводниковых лазерах, фотодетекторах и элементах солнечных батарей). Их характеристики подробно описаны в гл. 12—14.

В этом разделе кратко рассмотрено несколько новых конфигураций гетеропереходов, которые также могут найти применение. На рис. 46, а приведена униполярная структура выпрямителя [63], состоящего из тройного соединения  $Al_xGa_{1-x}As$ , заключенного между двумя слоями GaAs  $n$ -типа. За счет изменения параметра состава  $x$  в пределах 0—0,4 ширина запрещенной зоны  $Al_xGa_{1-x}As$  линейно увеличивается от 1,42 до 1,92 эВ, что приводит к повышению дна зоны проводимости в такой (варизонной) структуре (рис. 46, б). При прямом смещении падение напряжения на слое с изменяющимся составом уменьшает наклон потенциального барьера и вызывает возрастание термоионной эмиссии над барьером (рис. 46, в). При обратном смещении электроны не могут преодолеть резкую ступеньку потенциального барьера в том месте, где пилообразная зависимость обрывается. В таких приборах выпрямляющие характеристики наблюдались в диапазоне температур 77—300 К.

Сверхрешетками называют многослойные структуры из гетеропереходов с типичной толщиной слоя 80—100 Å, а также структуры с периодическим изменением уровня легирования полупроводника, образующего последовательность гомопереходов. Методом молекулярно-лучевой эпитаксии можно получать ато-



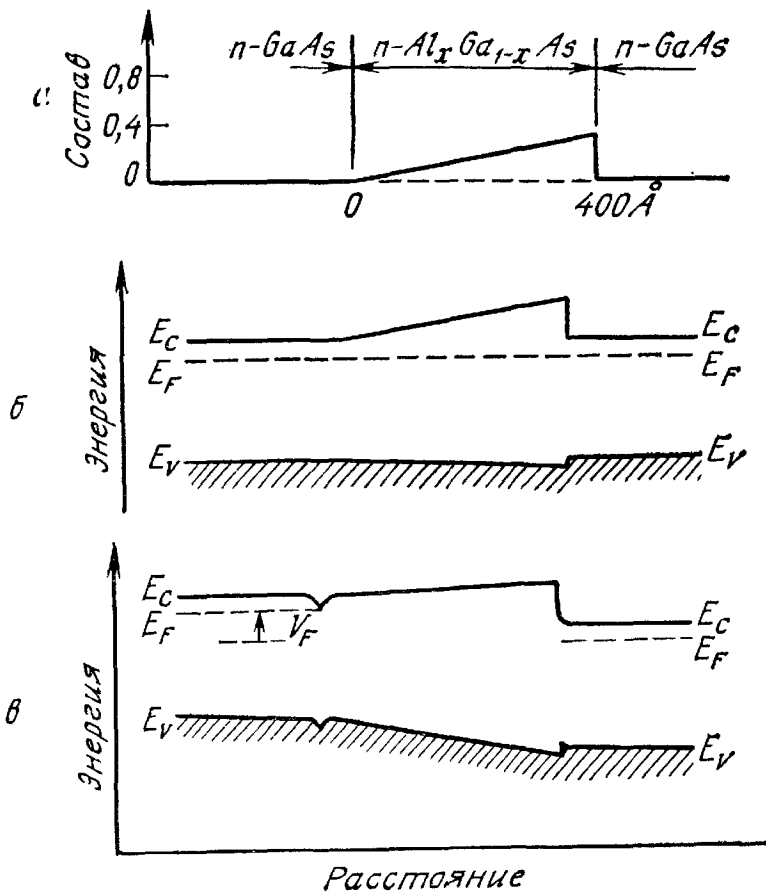


Рис. 46. Варизонная гетероструктура [63].

*a* — изменение состава вдоль структуры; *б* — равновесная зонная диаграмма; *в* — зонная диаграмма при прямом смещении.

марно ровные слои и управлять их толщиной. Упрощенная зонная диаграмма сверхрешетки со структурой  $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  [64] приведена на рис. 47, *a*. Полупроводниковые слои не легированы. Следовательно, уровень Ферми лежит вблизи середины запрещенной зоны. Для состава с  $x = 0,3$  различие в ширине запрещенных зон составит  $\sim 300$  мэВ. Степень легирования можно модулировать путем одновременного введения Al и Si (последний является донором  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ) так, что кремний будет введен только в слои  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Зонная диаграмма переменного легированной сверхрешетки показана на рис. 47, *б*. Здесь уровень Ферми переместился ближе к дну зоны проводимости. Так как край зоны проводимости в GaAs лежит ниже, чем донорные уровни в  $\text{As}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , электроны с донорных атомов перейдут в область GaAs. В результате все подвижные носители окажутся в слоях GaAs, а ионизированные атомы донорной примеси (в слоях  $\text{As}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ) будут пространственно разделены. Плотность электронов в каналах GaAs намного превысит плотности нейтральных и ионизированных примесных центров рассеяния в тех же кана-

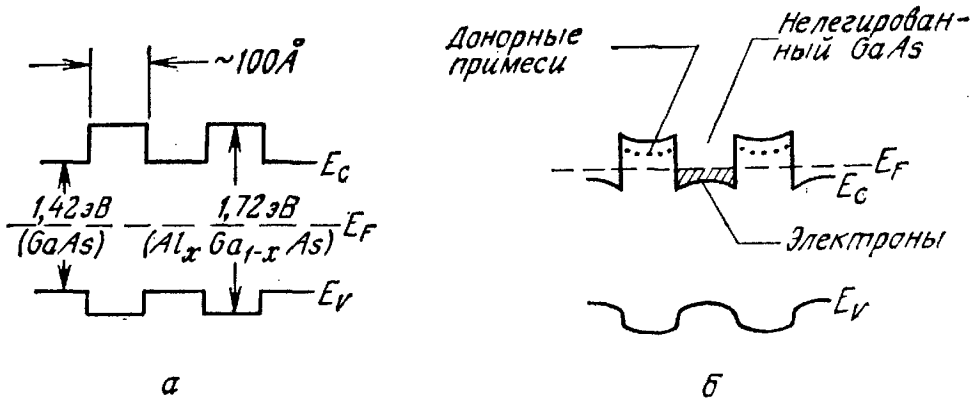


Рис. 47. Зонные диаграммы для сверхрешетки из чередующихся слоев GaAs и  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  (а) и для переменного-легированной сверхрешетки (б) [64].

лах. Это приведет к существенному изменению поведения подвижности носителей при изменении температуры и плотности в том случае, когда рассеяние на примесях играет важную роль. Экспериментальные зависимости подвижности носителей в многослойной структуре от температуры приведены на рис. 48. Отметим, что в переменного-легированной сверхрешетке подвижность существенно выше, чем в объемном материале. Если напряжение приложено перпендикулярно многослойной структуре, может наступить резонансное туннелирование, приводящее к туннельному току при напряжениях, соответствующих квазистационарным состояниям

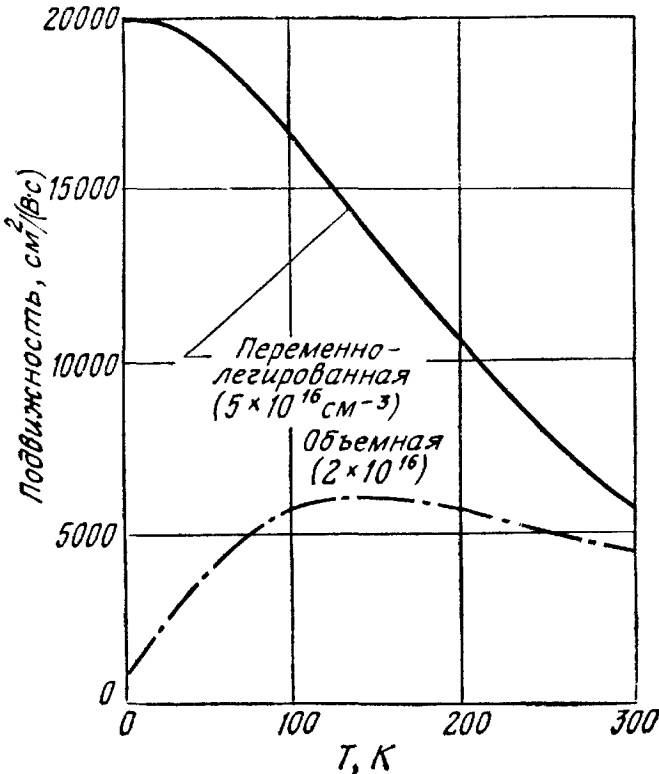


Рис. 48. Температурная зависимость подвижности в GaAs и в переменного-легированной сверхрешетке [64].

в потенциальных ямах сверхрешетки. Эти свойства открывают широкие возможности для создания новых полезных приборов [64—66].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Shockley W. The Theory of  $p - n$  Junctions in Semiconductors and  $p - n$  Junction Transistors, *Bell Syst. Tech. J.*, **28**, 435 (1949); *Electrons and Holes in Semiconductors*, D. Van Nostrand, Princeton, N. J., 1950.
2. Sah C. T., Noyce R. N., Shockley W. Carrier Generation and Recombination in  $p - n$  Junction and  $p - n$  Junction Characteristics, *Proc. IRE*, **45**, 1228 (1957).
3. Moll J. L. The Evolution of the Theory of the Current — Voltage Characteristics of  $p - n$  Junctions, *Proc. IRE*, **46**, 1076 (1958).
4. For example, see A. G. Grove, *Physics and Technology of Semiconductor Devices*, Wiley, N. Y., 1967.
5. Hall R. N., Dunlap W. C.  $p - n$  Junctions Prepared by Impurity Diffusion, *Phys. Rev.*, **80**, 467 (1950).
6. Tanenbaum M., Thomas D. E. Diffused Emitter and Base Silicon Transistors, *Bell Syst. Tech. J.*, **35**, 1 (1956).
7. Frosch C. J., Derrick L. Surface Protection and Selective Masking during Diffusion in Silicon, *J. Electrochem. Soc.*, **104**, 547 (1957).
8. Hoerni J. A. Planar Silicon Transistor and Diodes, IRE Electron Devices Meet., Washington, D. C., 1960.
9. Theuerer H. C., Kleimack J. J., Loar H. H., Christenson H. Epitaxial Diffused Transistors, *Proc. IRE*, **48**, 1642 (1960).
10. For a review, see, for example, Pickar K. A. Ion Implantation in Silicon-Physics, Processing and Microelectronic Devices, in R. Wolfe, ed., *Applied Solid State Science*, Vol. 5, Academic, N. Y., 1975.
11. Casey H. C., Jr., Panish M. B. Heterostructure Lasers, Academic, N. Y., 1978.
12. Cho A. Y. Recent Developments in Molecular Beam Epitaxy, *J. Vac. Sci. Technol.*, **16**, 275 (1979).
13. Bean J. C. Growth of Doped Silicon Layers by Molecular Beam Epitaxy, in: F. F. Y. Wang, Ed., *Impurity Doping Processes in Silicon*, North-Holland, Amsterdam, 1981.
14. Atalla M. M. Semiconductor Surfaces and Films; the Silicon — Silicon Dioxide System, in Gatos H., Ed. *Properties of Elemental and Compound Semiconductors*, Vol. 5, Interscience, N. Y., 1960, pp. 163—181.
15. Deal B. E., Grove A. S. General Relationship for the Thermal Oxidation of Silicon, *J. Appl. Phys.*, **36**, 3770 (1965).
16. Meindl J. P., Dutton R. W., Saraswat K. C., Plummer J. D., Kamins T. I., Deal B. E. Silicon Epitaxy and Oxidation, in F. Van de Wiele, W. L. Engl, P. O. Jespers, Eds., *Process and Device Modeling for Integrated Circuit Design*, Noordhoff, Leyden, 1977.
17. For a general reference, see H. S. Carslaw, J. C. Jaeger. *Conduction Heat in Solids*, 2nd ed., Oxford University Press, London, 1959.
18. Fair R. B. Concentration Profiles of Diffused Dopants in Silicon, in: F. F. Y. Wang, Ed. *Impurity Doping Processes in Silicon*, North-Holland, Amsterdam, 1981.
19. Burger R. M., Donovan R. P., Eds., *Fundamentals of Silicon Integrated Device Technology*, Vol. 1, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1967.
20. Kendall D. L., DeVries D. B. Diffusion in Silicon, in Haberecht R. R., Kern E. L., Eds., *Semiconductor Silicon*, Electrochemical Society., N. Y., 1969, p. 358.

21. Trumbore F. A. Solid Solubilities of Impurity Elements in Germanium and Silicon, *Bell Syst. Tech. J.*, **39**, 205 (1960).
22. Khaibullin I. B. et al., VINITI dep. N2661 (1974).
23. Ferris S. D., Leamy H. J., Poate J. M., Eds. Laser — Solid Interaction and Laser Processing, American Institute of Physics, N. Y., 1979.
24. Lee T. P., Sze S. M. Depletion Layer Capacitance of Cylindrical and Spherical  $p - n$  Junctions, *Solid State Electron.*, **10**, 1105 (1967).
25. Sze S. M., Gibbons G. Effect of Junction Curvature on Breakdown Voltages in Semiconductors, *Solid State Electron.*, **9**, 831 (1966).
26. Garrett G. G. B., Brattain W. H. Physical Theory of Semiconductor Surfaces, *Phys. Rev.*, **99**, 376 (1955); Kittel C., Kroemer H., Thermal Physics, 2nd ed., Freeman W. H. and Co., San Francisco, 1980.
27. Redfield D. Revised Model of Asymmetric  $p - n$  Junctions, *Appl. Phys. Lett.*, **35**, 182 (1979).
28. Johnson W. C., Panousis P. T. The Influence of Debye Length on the  $C - V$  Measurement of Doping Profiles, *IEEE Trans. Electron. Devices*, **ED-18**, 965 (1971).
29. Chawla B. R., Gummel H. K. Transition Region Capacitance of Diffused  $p - n$  Junctions, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-18**, 178 (1971).
30. Gummel H. K. Hole — Electron Product of  $p - n$  Junctions, *Solid State Electron*, **10**, 209 (1967).
31. For a general discussion, see Moll J. L. Physics of Semiconductors, McGraw-Hill, N. Y., 1964.
32. Strutt M. J. O. Semiconductor Devices, Vol. 1, Semiconductor and Semiconductor Diodes, Academic, N. Y., 1966, Chap. 2.
33. Schiff L. J. Quantum Mechanics, 2nd ed., McGraw-Hill, N. Y. 1955.
34. Lundberg P. J., private communication.
35. Sze S. M., Gibbons G. Avalanche Breakdown Voltages of Abrupt and Linearly Graded  $p - n$  Junctions in Ge, Si, GaAs, and GaP, *Appl. Phys. Lett.*, **8**, 111 (1966).
36. Warner R. M., Jr., Avalanche Breakdown in Silicon Diffused Junctions, *Solid State Electron.*, **15**, 1303 (1972).
37. Lee M. H., Sze S. M. Orientation Dependence of Breakdown Voltage in GaAs, *Solid State Electron.*, **23**, 1007 (1980).
38. Waldhauser F., private communication.
39. Ghandhi S. K. Semiconductor Power Devices, Wiley, N. Y., 1977.
40. Crowell C. R., Sze S. M. Temperature Dependence of Avalanche Multiplication in Semiconductors, *Appl. Phys. Lett.*, **9**, 242 (1966).
41. Chang C. Y., Chiu S. S., Hsu L. P. Temperature Dependence of Breakdown Voltage in Silicon Abrupt  $p - n$  Junctions, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-18**, 391 (1971).
42. Goetzberger A., McDonal B., Haitz R. H., Scarlet R. M. Avalanche Effects in Silicon  $p - n$  Junction. II. Structurally Perfect Junctions, *J. Appl. Phys.*, **34**, 1591 (1963).
43. Kingston R. H. Switching Time in Junction Diods and Junction Transistors, *Proc. IRE*, **42**, 829 (1954).
44. Van der Ziel A. Noise in Measurements, Wiley, N. Y., 1976.
45. Van der Ziel A., Chenette C. H. Noise in Solid State Devices, in Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. 46, Academic, N. Y., 1978.
46. Levin J. P. Theory of Varistor Electronic Properties, *Crit. Rev. Solid State Sci.*, **5**, 597 (1975).
47. For a review, see Norwood M. H., Shatz E. Voltage Variable Capacitor Tuning — A Review, *Proc. IEEE*, **56**, 788 (1968).
48. Moline R. A., Foxhall G. F. Ion-Implanted Hyperabrupt Junction Voltage Variable Capacitors, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-19**, 267 (1972).
49. Veloric H. S., Prince M. B. High Voltage Conductivity-Modulated Silicon Rectifier, *Bell Syst. Tech. J.*, **36**, 975 (1957).

50. Pell E. M. Ion Drift in an  $n - p$  Junction, *J. Appl. Phys.*, **31**, 291 (1960); also Mager J. W. Characteristics of  $p - i - n$  Junction Produced by Ion-Drift Techniques in Silicon, *J. Appl. Phys.*, **33**, 2894 (1962).
51. Lucovsky G., Schwartz R. F., Emmons R. B. Transit-Time Considerations in  $p - i - n$  Diodes, *J. Appl. Phys.*, **35**, 622 (1964).
52. Chiang Y. S., Denlinger E. J. Low-Resistance All-Epitaxial pin Diode for Ultra-High-Frequency Applications, *RCA Rev.*, **38**, 390 (1977).
53. Hall R. N. Power Rectifiers and Transistors, *Proc. IRE*, **40**, 1512 (1952).
54. Burtscher J., Dannhauser F., Krausse J. Recombination in Thyristor and Rectifier in Silicon, *Solid State Electron.*, **18**, 35 (1975).
55. Shockley W. U. S. Patent 2569347 (1951).
56. Gubanov A. I., *Zh. Tekh. Fiz.*, **21**, 304 (1951); *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **21**, 721 (1951).
57. Kroemer H. Theory of a Wide-Gap Emitter for Transistors, *Proc. IRE*, **45**, 1535 (1957).
58. Milnes A. G., Feucht D. L. Heterojunctions and Metal - Semiconductor Junctions, Academic, N. Y., 1972.
59. Sharma B. L., Purohit R. K. Semiconductor Heterojunctions, Pergamon, London, 1974.
60. Anderson R. L. Experiments on Ge - GaAs Heterojunctions, *Solid State Electron.*, **5**, 341 (1962).
- 60a. Frensley W. R., Kroemer H. Theory of the Energy-Band Lineup at an Abrupt Semiconductor Heterojunction, *Phys. Rev. B.*, **16**, 2642 (1977).
61. Chang L. L. The Conduction Properties of Ge - GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>  $n - n$  Heterojunctions, *Solid State Electron.*, **8**, 721 (1965).
62. Lang D. V., Logan R. A. A Search for Interface States in an LPE GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Heterojunction, *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 683 (1977).
63. Allyn C. L., Gossard A. C., Wiegmann W. New Rectifying Semiconductor Structure by Molecular Beam Epitaxy, *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 373 (1980).
64. Dingle R., Stormer H. L., Gossard A. C., Wiegmann W. Electron Mobilities in Modulation-Doped Semiconductor Heterojunction Superlattices, *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 665 (1978).
65. Chang L. L., Esaki L., Tsu R. Resonant Tunneling in Semiconductor Double Barriers, *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 593 (1974).
66. Hess K., Morkoc H., Shichijo H., Streetman. Negative Differential Resistance through Real-Space Electron Transfer, *Appl. Phys. Lett.*, **35**, 469 (1979).

## Глава 3

# БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

### 3.1. ВВЕДЕНИЕ

Биполярный транзистор <sup>1)</sup> — один из важнейших полупроводниковых приборов — был изобретен группой исследователей фирмы Bell Laboratories в 1947 г. Это был беспрецедентный случай в электронике и в полупроводниковой электронике в частности. До 1974 г. полупроводники применялись лишь как термисторы, фотодиоды и выпрямители. В 1948 г. Бардин и Брэттен создали точечно-контактный транзистор [1]. В 1949 г. Шокли опубликовал классическую работу по плоскостным диодам и транзисторам [2]. С этого момента теория транзисторов продолжала интенсивно развиваться и включала такие вопросы, как поведение транзисторов на высоких частотах, при больших мощностях и в режиме переключения. Больших успехов достигла технология транзисторов, особенно в разработке сплавных транзисторов [3], транзисторов с переходами, полученных вытягиванием из расплава [4] и зонной плавкой [5], транзисторов диффузионных [6], эпитаксиальных [7], планарных [8], с балочными выводами [9], изготовленных с помощью ионной имплантации [10], методами литографии и сухого травления [11]. Благодаря достижениям технологии была увеличена мощность, улучшены частотные свойства и повышена надежность транзисторов. Кроме того, исследования в области физики полупроводников, теории и технологии транзисторов расширили наши знания и способствовали развитию других полупроводниковых приборов.

Биполярные транзисторы в настоящее время являются важнейшими компонентами в быстродействующих вычислительных машинах, в космических кораблях и спутниках, во всех современных средствах связи и в силовых установках. По физике, проектированию и применению биполярных транзисторов опубликовано много монографий: среди них учебники Филиппса [12] и Гартнера [13], серия книг, изданных комитетом по образованию в области полупроводниковой электроники [14], и монографии Притчарда [15], Ганди [16], Мюллера и Каминса [17].

### 3.2. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

#### 3.2.1. Вольт-амперные характеристики

Ниже рассмотрены основные статические характеристики биполярных  $p-n-p$  и  $n-p-n$ -транзисторов. На рис. 1 приведены условные обозначения и названия элементов

<sup>1</sup> Transistor — transfer resistor — преобразователь (трансформатор) резисторов.

$p - n - p$  и  $n - p - n$ -транзисторов. Стрелкой указано направление тока при нормальных условиях работы, т. е. при прямом смещении эмиттерного  $p - n$ -перехода и обратном смещении коллекторного перехода. На рис. 2 показано включение  $p - n - p$ -транзистора по схеме с общей базой, общим эмиттером и общим коллектором. Направления токов и знаки напряжений соответствуют нормальным условиям работы. Для  $n - p - n$ -транзистора все направления токов и полярности напряжений необходимо изменить на противоположные. Ниже рассмотрены  $p - n - p$ -транзисторы; результаты сохраняются и для  $n - p - n$ -транзисторов при соответствующем изменении полярностей.

На рис. 3, а показан условный разрез  $p - n - p$ -транзистора, включенного по схеме усилителя с общей базой, на рис. 3, б — профиль легирования транзистора, имеющего однородную концентрацию примеси в каждой из областей, а на рис. 3, в приведена зонная диаграмма при нормальном режиме работы транзистора.

Статические характеристики транзистора можно непосредственно получить из теории  $p - n$ -перехода (гл. 2). Говоря об

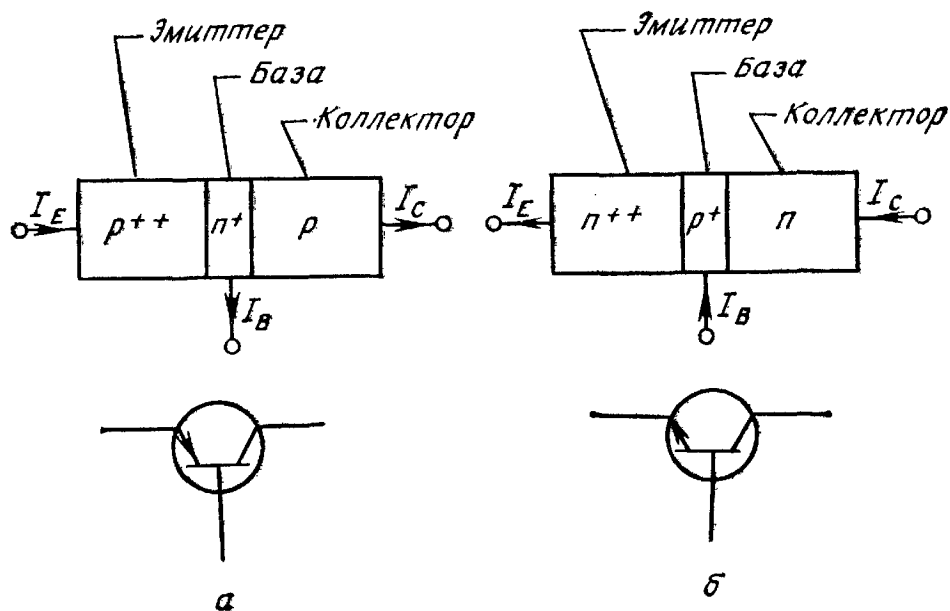


Рис. 1. Условные обозначения и названия элементов биполярного транзистора. а)  $p - n - p$ -транзистор; б)  $n - p - n$ -транзистор.

основных свойствах транзистора, будем считать, что вольт-амперные характеристики эмиттерного и коллекторного переходов подчиняются уравнениям идеального диода [2], т. е. можно пренебречь эффектами, обусловленными поверхностной рекомбинацией — генерацией, последовательным сопротивлением и высоким уровнем инжекции. Эти эффекты будут учтены позже.

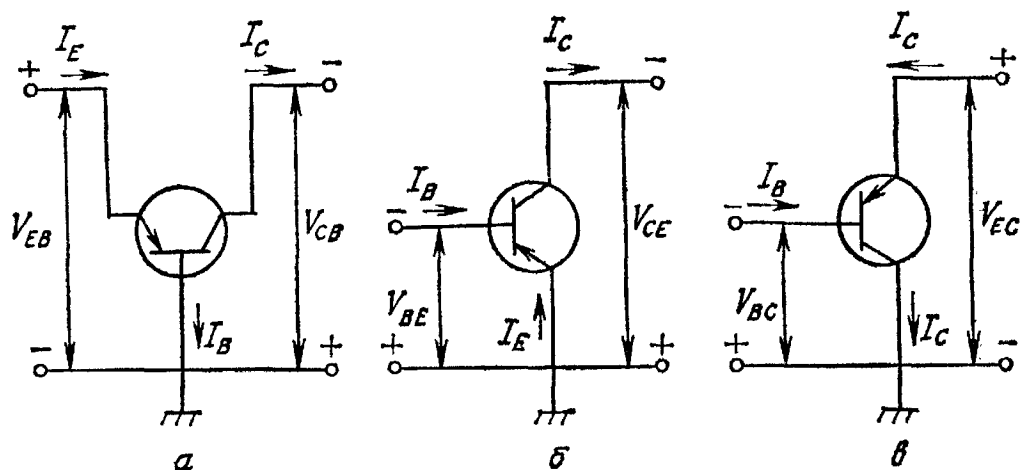


Рис. 2. Три схемы включения  $p-n-p$ -транзистора.

$a$  — схема с общей базой;  $б$  — схема в общем эмиттером;  $в$  — схема с общим коллектором.

Если весь потенциал падает на обедненной области  $p-n$ -перехода (рис. 3, б), из уравнения непрерывности и уравнения для плотности токов определяются равновесные характеристики. Для нейтральной области базы уравнения имеют вид

$$0 = -\frac{p-p_B}{\tau_B} + D_B \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}, \quad (1)$$

$$J_p = -qD_B \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2) \quad J_n = J_{\text{tot}} + qD_B \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (3)$$

где  $p_B$  — равновесная плотность неосновных носителей в базе,  $J_{\text{tot}}$  — полная плотность токов проводимости,  $\tau_B$  — время жизни неосновных носителей,  $D_B$  — коэффициент диффузии. Условия для концентрации избыточных носителей на границе обедненной области эмиттера можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} p'(0) &\equiv p(0) - p_B = p_B [\exp(qV_{EB}/kT) - 1], \\ n'(-x_E) &= n(-x_E) - n_E = n_E [\exp(qV_{EB}/kT) - 1], \end{aligned} \quad (3)$$

где  $n_E$  — равновесная плотность неосновных носителей (электронов) в эмиттере. Аналогичные соотношения можно записать для коллекторного перехода:

$$\begin{aligned} p'(W) &= p(W) - p_B = p_B [\exp(qV_{CB}/kT) - 1], \\ n'(x_C) &= n(x_C) - n_C = n_C [\exp(qV_{CB}/kT) - 1]. \end{aligned} \quad (4)$$

Решения уравнения (1), описывающие распределение неосновных носителей в приборе, т. е. дырок в базе и электронов в эмиттере и коллекторе, имеют вид

$$p(x) = p_B + \left[ \frac{p'(W) - p'(0) e^{-W/L_B}}{2 \operatorname{sh}(W/L_B)} \right] e^{x/L_B} - \left[ \frac{p'(W) - p'(0) e^{W/L_B}}{2 \operatorname{sh}(W/L_B)} \right] \times e^{-x/L_B}, \quad (5)$$



$$n(x) = n_E + n'(-x_E) \exp[(x + x_E)/L_E], \quad x < -x_E, \quad (6)$$

$$n(x) = n_C + n'(x_C) \exp[-(x - x_C)/L_C], \quad x > x_C, \quad (7)$$

где  $L_B = \sqrt{\tau_B D_B}$  — диффузионная длина дырок в базе,  $L_E$  и  $L_C$  — диффузионные длины электронов в эмиттере и коллекторе. Особенное значение имеет выражение (5), так как оно связывает ширину базы  $W$  с распределением неосновных носителей. Если  $W \rightarrow \infty$  или  $W/L_B \gg 1$ , выражение (5) сводится к

$$p(x) = p_B + p(0) e^{-x/L_B}, \quad (8)$$

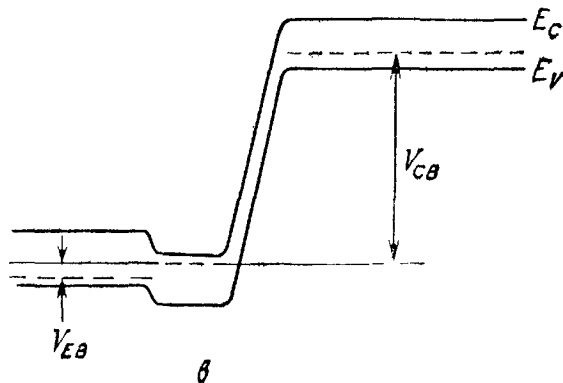
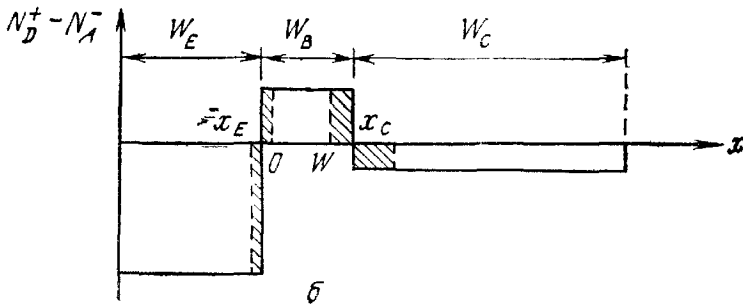
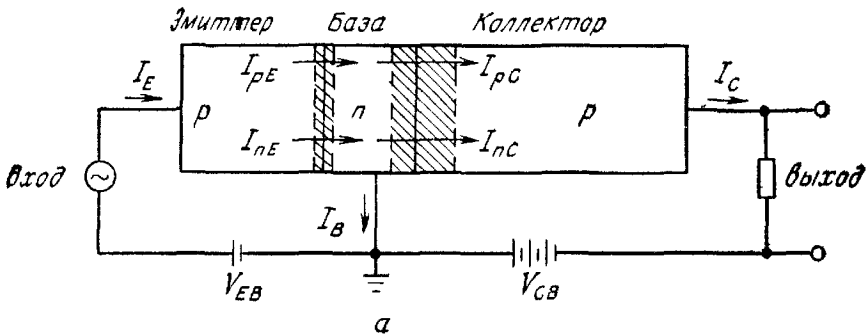


Рис. 3. Биполярный транзистор  $p-n-p$ -типа, включенный по схеме с общей базой (а), профиль легирования транзистора со ступенчатым распределением примесей (б) и зонная диаграмма при нормальной работе (в).

т. е. распределение носителей в базе аналогично распределению в  $p-n$ -переходе. В этом случае отсутствует связь между эмиттерным и коллекторным токами, которые определяются градиентами плотности носителей в точках  $x = 0$  и  $x = W$  соответственно. Таким образом, здесь отсутствует «транзисторный» эффект. Из формул (2) и (3) можно получить зависимость полного эмиттерного тока от приложенного напряжения

$$I_E = AJ_p(x=0) + AJ_n(x=-x_E) = A \left( -qD_B \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=0} \right) + \\ + A \left( -qD_E \frac{\partial n}{\partial x} \Big|_{x=-x_E} \right) = Aq \frac{D_B p_B}{L_B} \operatorname{cth} \left( \frac{W}{L_B} \right) \left[ (e^{qV_{EB}/kT} - 1) - \right. \\ \left. - \frac{1}{\operatorname{ch}(W/L_B)} (e^{qV_{CB}/kT} - 1) \right] + Aq \frac{D_E n_E}{L_E} (e^{qV_{EB}/kT} - 1) \quad (9)$$

и зависимость полного коллекторного тока

$$I_C = AJ_p(x=W) + AJ_n(x=x_C) = A \left( -qD_B \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=W} \right) + \\ + A \left( -qD_C \frac{\partial n}{\partial x} \Big|_{x=x_C} \right) = Aq \frac{D_B p_B}{L_B} \frac{1}{\operatorname{sh}(W/L_B)} \left[ (e^{qV_{EB}/kT} - 1) - \right. \\ \left. - \operatorname{cth} \left( \frac{W}{L_B} \right) (e^{qV_{CB}/kT} - 1) \right] - Aq \frac{D_C n_C}{L_C} (e^{qV_{CB}/kT} - 1), \quad (10)$$

где  $A$  — площадь поперечного сечения транзистора. Разность этих двух токов невелика и равна току базы

$$I_B = I_E - I_C. \quad (11)$$

Изменим теперь распределение примеси в базе (рис. 3, б) и рассмотрим более общее распределение примеси [19], показанное на рис. 4. Транзистор с подобным распределением примеси называют дрейфовым транзистором, так как в его базу встроено электрическое поле, ускоряющее дрейф дырок. Концентрация доноров  $N$  и плотность электронов в базе при  $N \gg n_i$  определяются выражением

$$n \approx N = n_i \exp [q(\psi - \varphi)/kT], \quad (12)$$

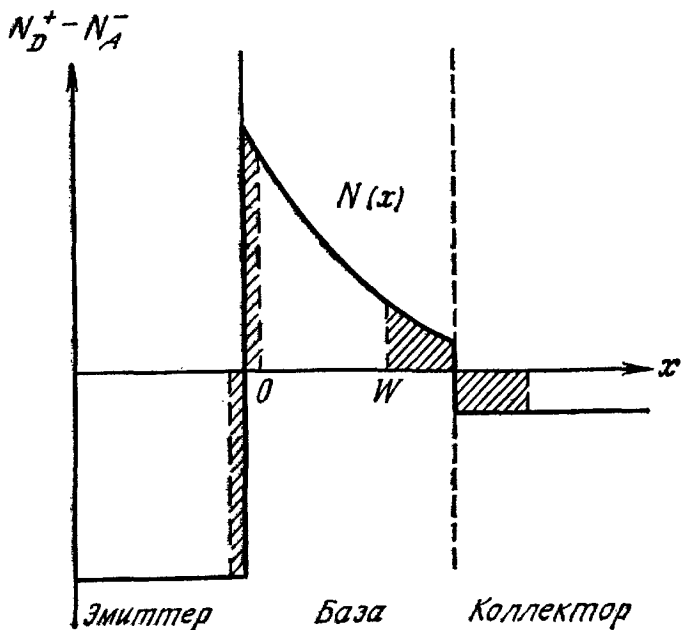
где  $n_i$  — концентрация носителей в собственном полупроводнике,  $\varphi$  — потенциал Ферми и  $\psi$  — потенциал Ферми в собственном полупроводнике. Из выражения (12) получим величину встроенного электрического поля:

$$\mathcal{E} \equiv -\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{kT}{q} \frac{1}{N} \frac{dN}{dx}. \quad (13)$$

Плотность дырочного тока определяется выражением

$$J_p = q\mu_{VB} p \mathcal{E} - qD_B \frac{dp}{dx}. \quad (14)$$

Рис. 4. Профиль легирования транзистора с градиентом концентрации примеси в базе [19].



Подставляя выражение (13) в выражение (14), получим

$$J_p = -qD_B \left( \frac{p}{N} \frac{dN}{dx} + \frac{dp}{dx} \right). \quad (15)$$

Решение уравнения (15) для равновесного состояния с граничными условиями  $p = 0$  при  $x = W$  имеет вид

$$p = \frac{J_p}{qD_B} \frac{1}{N(x)} \int_x^W N(x) dx. \quad (16)$$

Концентрация дырок при  $x = 0$  записывается в виде

$$p(x=0) = \frac{J_p}{qD_B} \frac{1}{n_{B0}} \int_0^W N(x) dx \simeq p_{B0} \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right), \quad (17)$$

где  $n_{B0}$  определяется из концентрации доноров при  $x = 0$ , а  $p_{B0}$  — равновесная концентрация дырок при  $x = 0$  (поэтому  $n_{B0}p_{B0} = n_i^2$ ). Ток  $I_p = AJ_p$  (где  $A$  — площадь) равен

$$I_p = \frac{qAD_B n_i^2}{\int_0^W N(x) dx} \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) = I_1 \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right). \quad (18)$$

Полный ток коллектора

$$I_C = I_1 \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) + I_2, \quad (19)$$

где  $I_2$  — ток насыщения. Типичные экспериментальные результаты приведены на рис. 5 [20]. Отметим, что экспоненциальный

закон (выражение (19)) хорошо выполняется почти во всем диапазоне токов, за исключением очень высоких токов, при которых плотность инжектированных носителей сравнима или превосходит концентрацию примесей в коллекторе. Постоянная  $I_1$  находится путем экстраполяции тока при  $V_{EB} = 0$ . Количество примеси на единицу площади базы (так называемое число Гуммеля [21]) можно получить из выражения

$$Q_b \equiv \int_0^w N(x) dx = \frac{q}{I_1} AD_{Bn} n_i^2. \quad (20)$$

Для кремниевых биполярных транзисторов число Гуммеля лежит в диапазоне  $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$ .

На рис. 5 приведена также типичная характеристика базового тока, где можно выделить четыре участка: 1) область малых токов,

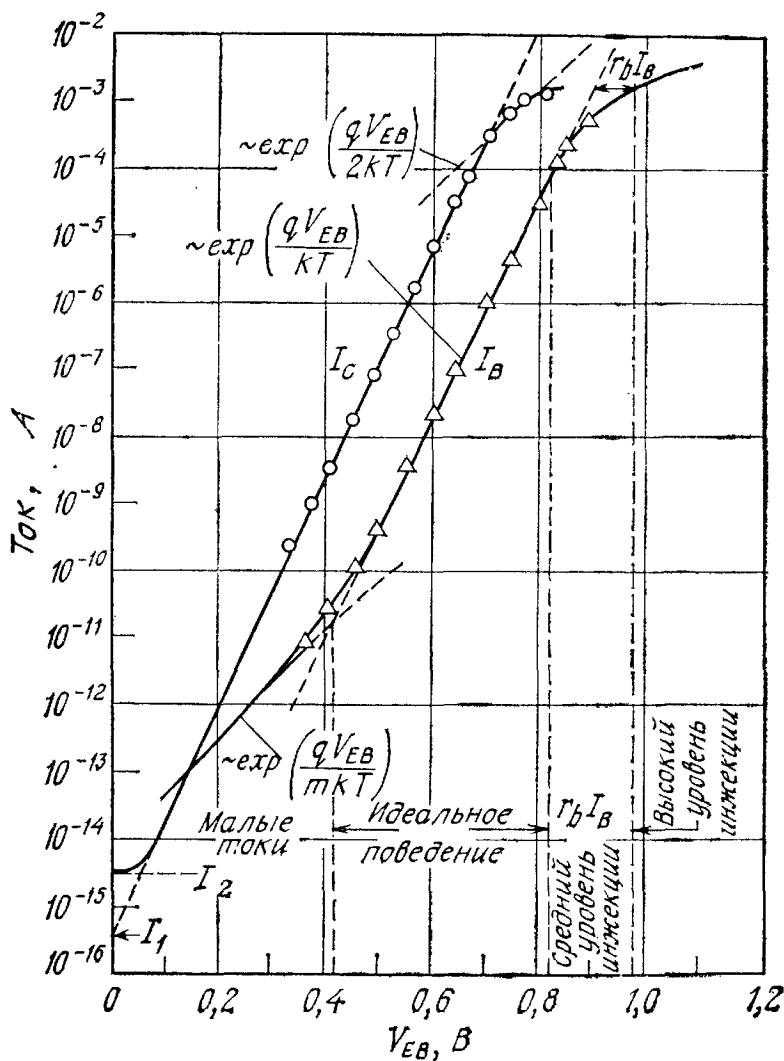


Рис. 5. Зависимость коллекторного и базового тока от напряжения эмиттер — база [20].

где базовый ток изменяется по закону  $\exp(qV_{EB}/mkT)$  с  $m \sim 2$ ; 2) область идеального поведения; 3) область среднего уровня инжекции, отличающуюся значительным падением напряжения на сопротивлении базы; 4) область высокого уровня инжекции. Для улучшения характеристик в области малых токов необходимо уменьшить плотность ловушек в обедненной области и на поверхности полупроводника. Для уменьшения сопротивления базы и ослабления эффектов, обусловленных высоким уровнем инжекции, необходимо изменить профиль легирования базы и конструкцию самого транзистора.

### 3.2.2. Коэффициент усиления тока

Когда  $p-n-p$ -транзистор смещен в активную область, как показано на рис. 3, а, эмиттерный ток состоит из двух компонент дырочного тока  $I_{pE} = AJ_p(x=0)$ , инжектируемого в базу, и электронного тока  $I_{nE} = AJ_n(x=x_E)$ , инжектируемого из базы в область эмиттера. Коллекторный ток также содержит две компоненты: дырочный ток  $I_{pC} = AJ_p(x=W)$  и электронный ток  $I_{nC} = AJ_n(x=x_C)$ . Величины указанных токов определяются выражениями (9) и (10).

Коэффициент усиления по току в схеме с общей базой  $\alpha_0$ , обозначаемый в гибридной системе параметров четырехполюсника как  $h_{FB}$  (где индексы  $F$  и  $B$  есть начальные буквы слов forward — прямо и base — база соответственно), определяется следующим образом:

$$\alpha_0 \equiv h_{FB} = \frac{\partial I_C}{\partial I_E} = \frac{\partial I_{pE}}{\partial I_E} \frac{\partial I_{pC}}{\partial I_{pE}} \frac{\partial I_C}{\partial I_{pC}}. \quad (21)$$

Первый из сомножителей  $\partial I_{pE}/\partial I_E$  называют эффективностью эмиттера  $\gamma$ , сомножитель  $\partial I_{pC}/\partial I_{pE}$  — коэффициентом переноса в базе  $\alpha_T$ , а сомножитель  $\partial I_C/\partial I_{pC}$  — коэффициентом умножения коллектора  $M$ . Так как при нормальной работе транзистора смещение на переходе коллектор — база гораздо ниже напряжения пробоя, то статический коэффициент усиления по току в схеме с общей базой имеет вид

$$\alpha_0 = \gamma \alpha_T M \simeq \gamma \alpha_T. \quad (22)$$

Статический коэффициент усиления по току в схеме с общим эмиттером  $\beta_0$ , обозначаемый также  $h_{FE}$ , равен

$$\beta_0 \equiv h_{FE} = \frac{\partial I_C}{\partial I_B}. \quad (23)$$

Из соотношения (11) видно, что  $\alpha_0$  и  $\beta_0$  взаимосвязаны:

$$\beta_0 = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0}. \quad (24)$$

Так как величина  $\alpha_0$  в биполярных транзисторах близка к 1,  $\beta_0$  обычно много больше 1. Например, если  $\alpha_0 = 0,99$ , то  $\beta_0 = 99$ , а, если  $\alpha_0 = 0,998$ , то  $\beta_0 = 499$ .

При нормальной работе  $p-n-p$ -транзистора  $V_{EB} > 0$  и  $V_{CB} \ll 0$ , поэтому в выражениях (9) и (10) можно пренебречь членом, содержащим  $V_{CB}$ . В этом случае справедливы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{\text{Приращение дырочного тока из эмиттера}}{\text{Приращение общего эмиттерного тока}} = \\ &= \frac{\partial A J_p(x=0)}{\partial I_E} = \left[ 1 + \frac{n_E}{p_B} \frac{D_E}{D_B} \frac{L_B}{L_E} \operatorname{th} \left( \frac{W}{L_B} \right) \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \alpha_T &= \frac{\text{Приращение дырочного тока, достигшего коллектора}}{\text{Приращение дырочного тока из эмиттера}} = \\ &= \frac{J_p(x=W)}{J_p(x=0)} = \frac{1}{\operatorname{ch}(W/L_B)} \approx 1 - \frac{W^2}{2L_B^2}, \end{aligned} \quad (26)$$

где  $\gamma$  — эффективность эмиттера и  $\alpha_T$  — коэффициент переноса в базе. Отметим, что  $\gamma < 1$  и  $\alpha_T < 1$ , а величины, дополняющие их до 1, пропорциональны электронному току, вытекающему из базового контакта. В биполярном транзисторе с шириной базы, меньшей  $0,1L_B$ ,  $\alpha_T > 0,995$ , и коэффициент усиления по току почти полностью определяется эффективностью эмиттера. При условии, что  $\alpha_T \sim 1$ ,

$$h_{FE} = \frac{\gamma}{1-\gamma} = \frac{p_B D_B I_E}{L_E D_E L_B} \operatorname{cth} \left( \frac{W}{L_B} \right) \sim \frac{p_B}{n_E} \left( \frac{1}{W} \right) \sim \frac{N_E}{N_B W} \sim \frac{N_E}{Q_b}, \quad (27)$$

где  $N_B$  и  $N_E$  — концентрации примеси в базе и эмиттере соответственно,  $Q_b$  — число Гуммеля, определенное по формуле (20). Следовательно, для данной концентрации  $N_E$  статический коэффициент усиления по току обратно пропорционален  $Q_b$ . Эта зависимость для ионно-легированных транзисторов с одинаково легированными эмиттерами приведена на рис. 6 [22]. Доза ионов в базе прямо пропорциональна  $Q_b$ , и видно, что с уменьшением дозы  $h_{FE}$  возрастает.

Коэффициент усиления по току в общем случае зависит от тока коллектора. На рис. 7 приведена типичная зависимость, полученная из графика на рис. 5 по формуле (23). При очень малых токах коллектора вклад рекомбинационно-генерационного тока (так называемого тока Са — Нойса — Шокли [23]) в обедненной области эмиттера и поверхностных токов утечки может превышать полезный диффузионный ток неосновных носителей в базе. Следовательно, эффективность эмиттера оказывается низкой. Коэф-

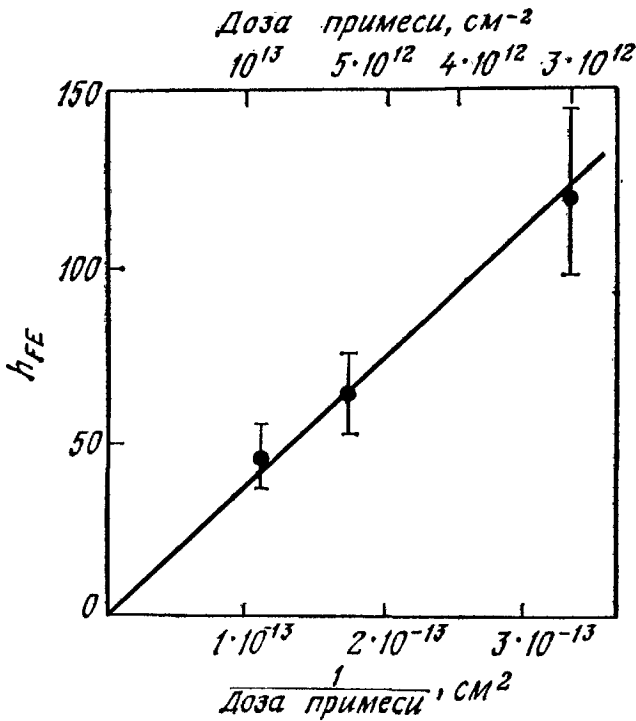


Рис. 6. Зависимость коэффициента усиления транзистора (на частоте 5 ГГц) от дозы примеси, имплантированной в базу [22].

коэффициент усиления по току  $h_{FE}$  возрастает с током коллектора по следующему закону:

$$h_{FE} = \frac{\partial I_G}{\partial I_B} \sim \frac{e^{qV_{EB}/kT}}{e^{qV_{EB}/mkT}} = \exp \left[ \frac{qV_{EB}}{kT} \left( 1 - \frac{1}{m} \right) \right] \sim (I_C)^{1-1/m}. \quad (28)$$

Снижение числа объемных и поверхностных ловушек приводит к возрастанию  $h_{FE}$  при низких уровнях тока [24]. Когда величина базового тока попадает в интервал, соответствующий идеальному поведению,  $h_{FE}$  достигает области максимальных значений. При дальнейшем увеличении коллекторного тока плотность не-

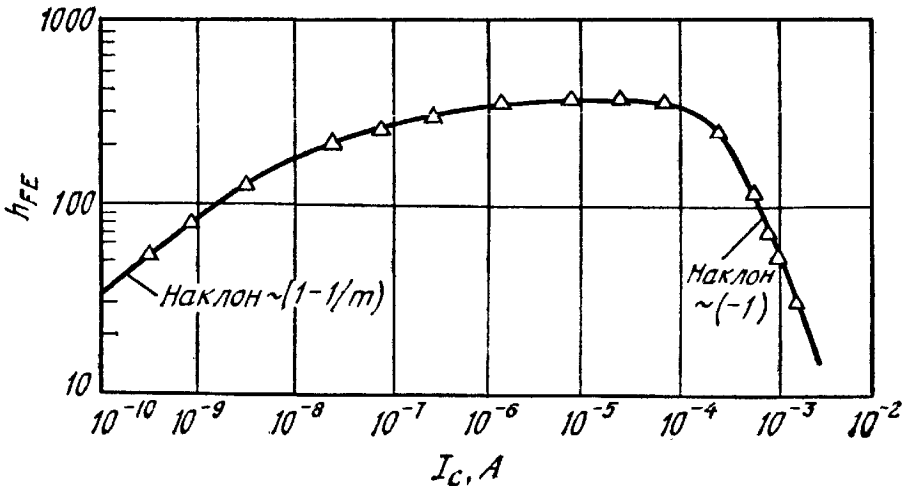


Рис. 7. Зависимость коэффициента усиления транзистора от тока коллектора,

основных носителей, инжектированных в базу, приближается к исходной плотности основных носителей (условие высокого уровня инжекции). Инжектированные носители вызывают повышение плотности основных носителей в базе, что в свою очередь приводит к снижению эффективности эмиттера. Анализ протекающих на базе процессов требует совместного решения уравнений непрерывности и уравнений для плотности токов с учетом как дрейфовой, так и диффузионной компонент. Уменьшение коэффициента усиления при возрастании  $I_C$  известно под названием эффекта Вебстера [25]. Как видно из рис. 7, при высоком уровне инжекции  $h_{FE}$  изменяется обратно пропорционально  $I_C$ :

$$h_{FE} = \frac{\partial I_C}{\partial I_B} \sim \frac{e^{qV_{EB}/2kT}}{e^{qV_{EB}/kT}} = e^{-qV_{EB}/2kT} \sim (I_C)^{-1}. \quad (29)$$

В формуле (27) кроме числа Гуммеля фигурирует еще один важный фактор — концентрация примеси в эмиттере  $N_E$ . Чтобы иметь высокий коэффициент усиления  $h_{FE}$ , степень легирования эмиттера должна быть во много раз выше, чем степень легирования базы, т. е.  $N_E/N_B \gg 1$ . Однако при очень высокой концентрации примеси в эмиттере начинают сказываться эффект сужения ширины запрещенной зоны и эффект оже-рекомбинации: оба вызывают уменьшение  $h_{FE}$ .

Сужение ширины запрещенной зоны в сильнолегированном кремнии, как показали исследования, связано с повышением энергии электростатического взаимодействия основных и неосновных носителей. Уменьшение ширины запрещенной зоны  $E_g$  [26] определяется выражением

$$\Delta E_g = \frac{3q^2}{16\pi\epsilon_s} \left( \frac{q^2 N_E}{\epsilon_s kT} \right)^{1/2}. \quad (30)$$

При комнатной температуре сужение зоны описывается формулой

$$\Delta E_g = 22,5 (N_E/10^{18})^{1/2} \text{ [мэВ]}, \quad (31)$$

где  $N_E$  — концентрация примеси эмиттера,  $\text{см}^{-3}$ . Экспериментальные данные, приведенные на рис. 8, хорошо согласуются с формулой (31).

При таких условиях плотность собственных носителей в эмиттере равна

$$n_{iE}^2 = N_C N_V \exp [-(E_g - \Delta E_g)/kT] = n_i^2 \exp (\Delta E_g/kT), \quad (32)$$

где  $N_C$  и  $N_V$  — плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно,  $n_i$  — плотность собственных носителей в отсутствие эффекта сужения зоны. Концентрации не-



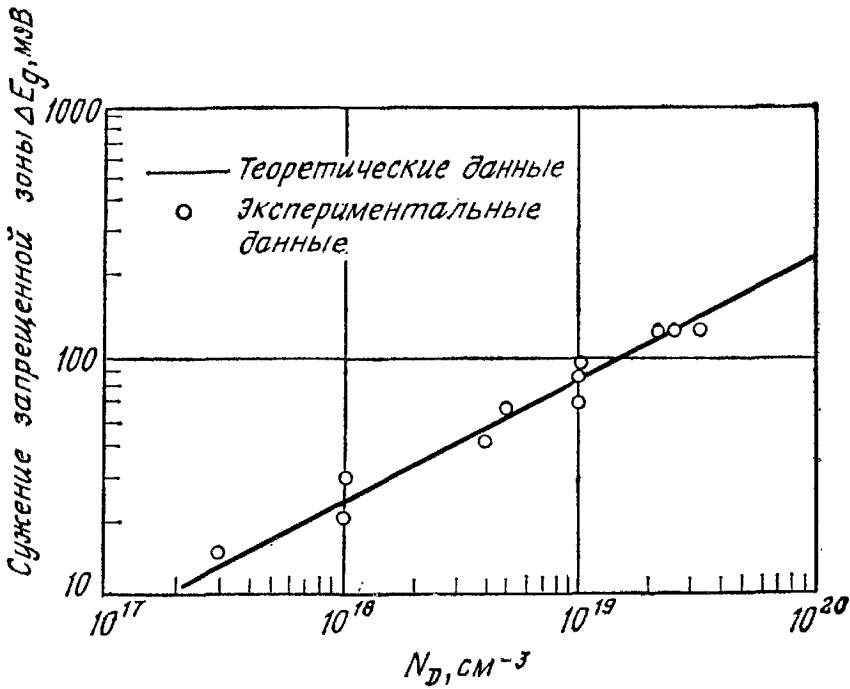


Рис. 8. Сужение ширины запрещенной зоны в кремнии [26].

основных носителей, фигурирующие в формуле (27), допускают следующую замену:

$$p_B = \frac{n_i^2}{N_B} \tag{33a}$$

и

$$n_E = \frac{n_{iE}^2}{N_E} = \frac{n_i^2}{N_E} \exp(\Delta E_g/kT). \tag{33b}$$

Следовательно,

$$h_{FE} \sim \frac{p_B}{n_E} \sim \exp(-\Delta E_g/kT). \tag{34}$$

Поскольку  $E_g$  возрастает, усиление по току падает.

Оже-рекомбинация заключается во взаимном уничтожении электрона и дырки, сопровождающейся передачей энергии другой свободной дырке [16]. Такой процесс, протекающий при участии двух дырок и одного электрона, возможен при инжекции электронов в высоколегированную  $p^+$ -область; такой областью является эмиттер  $p^+ - n - p$ -транзистора. Оже-рекомбинация — процесс, противоположный лавинному умножению. Время жизни при оже-рекомбинации  $\tau = 1/G_p p^2$ , где  $p$  — концентрация основных носителей, а  $G_p$  — скорость рекомбинации (равная  $1-2 \times 10^{-31}$  см<sup>6</sup>/с для Si при комнатной температуре). Аналогично протекает рекомбинация в высоколегированной  $n^+$ -области при участии двух электронов и одной дырки с характерным временем

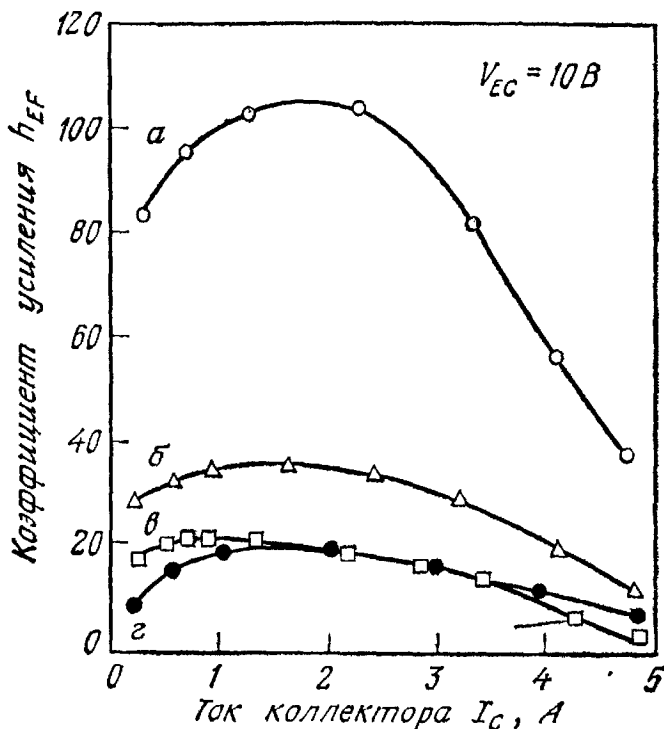


Рис. 9. Зависимость коэффициента усиления транзистора от тока коллектора [27].

жизни  $\tau_A = 1/G_n n^2$ . Время жизни электронов (неосновных носителей)  $\tau$  в  $p$ -эмиттере определяется формулой

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_A}, \quad (35)$$

где  $\tau_p$  — время жизни, связанное с рекомбинацией типа Са — Нойса — Шокли. При возрастании концентрации носителей оже-рекомбинация становится преобладающей, вызывая уменьшение времени жизни неосновных носителей в эмиттере. В свою очередь это приводит к сокращению диффузионной длины  $L_E$ , что в соответствии с формулой (25) снижает эффективность эмиттера.

На рис. 9 приведены результаты вычисления зависимости коэффициента усиления от коллекторного тока, полученные из двумерной модели, а также результаты экспериментальных измерений [27]. Кривая а относится к прибору, на характеристики которого влияет только генерация Шокли — Холла — Рида (ШХР), кривая б отражает совместное действие ШХР и сужение запрещенной зоны, кривая в учитывает ШХР, сужение запрещенной зоны и оже-рекомбинацию, а кривая г представляет результаты измерений. Из рис. 9 следует, что для точного вычисления коэффициента усиления по току необходимо принимать во внимание оба фактора: сужение запрещенной зоны и оже-рекомбинацию. Относительный вклад каждого из трех рассмотренных выше эффектов зависит от глубины эмиттера и уровня инжекции.

В современных биполярных транзисторах со слабелегированным эпитаксиальным коллектором на коэффициент усиления

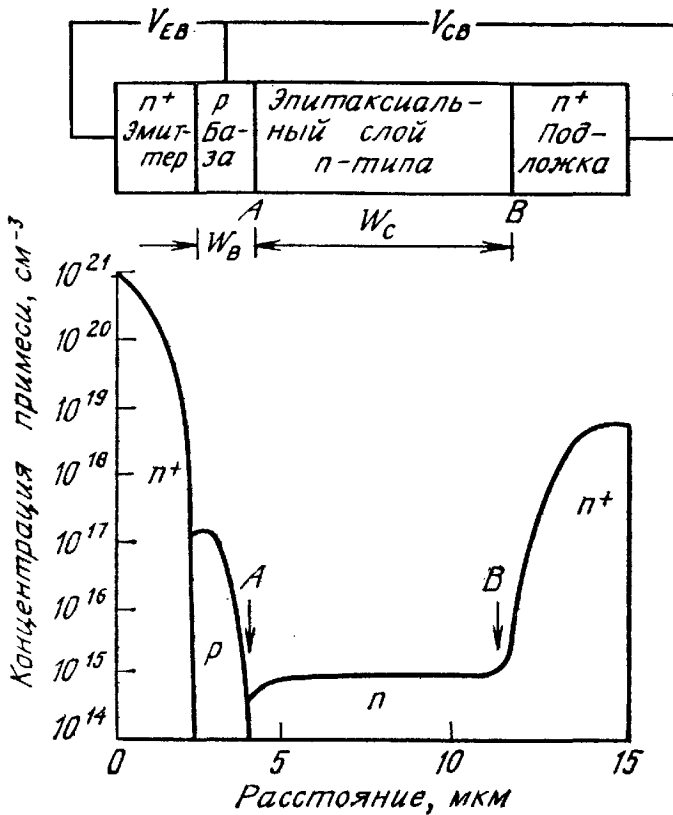


Рис. 10. Профиль легирования  $n - p - n$ -транзистора с эпитаксиальным коллектором [28].

влияет перемещение под действием больших токов области с высоким электрическим полем из точки  $A$  в точку  $B$  (рис. 10) [28]. В результате эффективная ширина базы возрастает от  $W_B$  до  $(W_B + W_C)$ . Это явление, получившее название эффекта Кирка [29], приводит к увеличению числа Гуммеля в базе  $Q_b$  и к снижению  $h_{FE}$ . Важно отметить, что в условиях высокого уровня инжекции токи настолько велики, что в области коллектора возникают большие поля. В связи с этим классическая модель, предполагающая наличие четких границ области переноса между переходом эмиттер — база и переходом коллектор — база, непригодна. Необходимо решать численными методами полную систему уравнений в частных производных (для плотности тока, непрерывности и уравнения Пуассона) с граничными условиями, определенными только на внешних контактах. На рис. 11 приведены результаты вычисления распределения электрического поля при  $|V_{CB}| = 2$  В и при различных плотностях коллекторного тока для транзистора с профилем легирования, изображенным на рис. 10. Из рисунка видно, что при повышении тока максимум электрического поля сдвигается от точки  $A$  к точке  $B$ .

Результаты, приведенные на рис. 11, свидетельствуют, что фактическая ширина базы  $W_{CB}$  при протекании тока зависит от

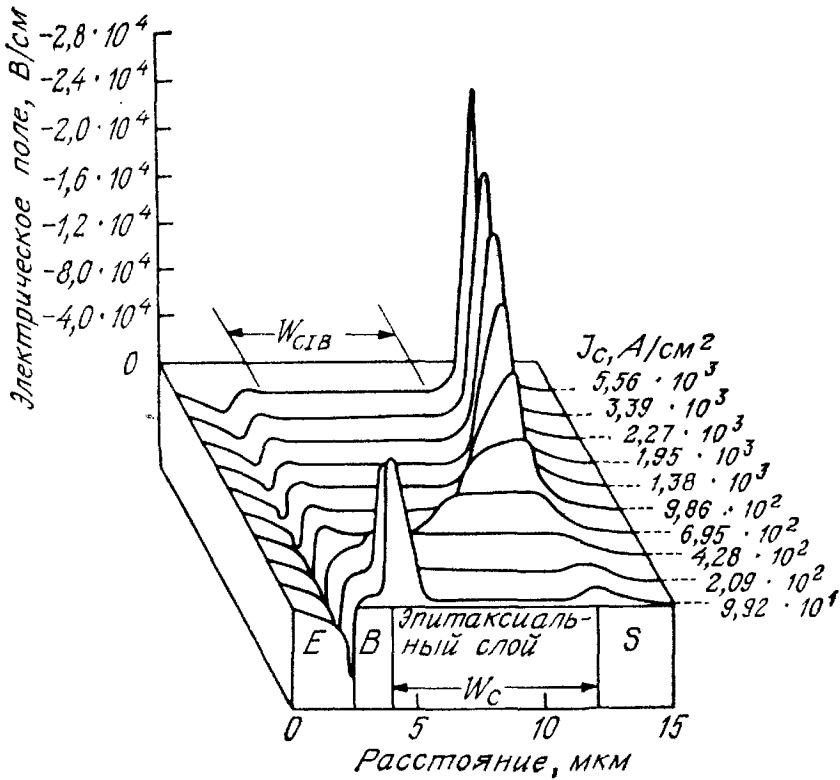


Рис. 11. Распределение электрического поля при различных плотностях коллекторного тока. Профиль легирования показан на рис. 10 [28].

концентрации примеси в коллекторе и от плотности коллекторного тока и определяется следующим выражением [16]:

$$W_{CIB} = W_C \left[ 1 - \left( \frac{J_1 - qv_s N_G}{J_G - qv_s N_G} \right)^{1/2} \right] \quad (36)$$

при

$$J_1 \equiv qv_s \left( N_C + \frac{2\varepsilon_s V_{CB}}{qW_C^2} \right),$$

где  $v_s$  — предельная скорость носителей (равная  $10^7$  см/с в кремнии при 300 К),  $N_C$  — концентрация примеси в эпитаксиальной пленке,  $V_{CB}$  — напряжение, приложенное между коллектором и базой. Как только  $J_C$  превысит  $J_1$ , ток  $W_{CIB}$  начнет расти, а когда  $J_C$  станет много больше  $J_1$ , величина  $W_{CIB}$  достигнет значения  $W_C$ .

### 3.2.3. Выходные характеристики

В разд. 3.2.2 показано, что токи на выводах транзистора связаны с распределением неосновных носителей в области базы. В случае транзистора с высокой эффективностью эмиттера в формулах для тока эмиттера и коллектора (выражения (9) и (10)) остаются только члены, пропорциональные градиенту неосновных

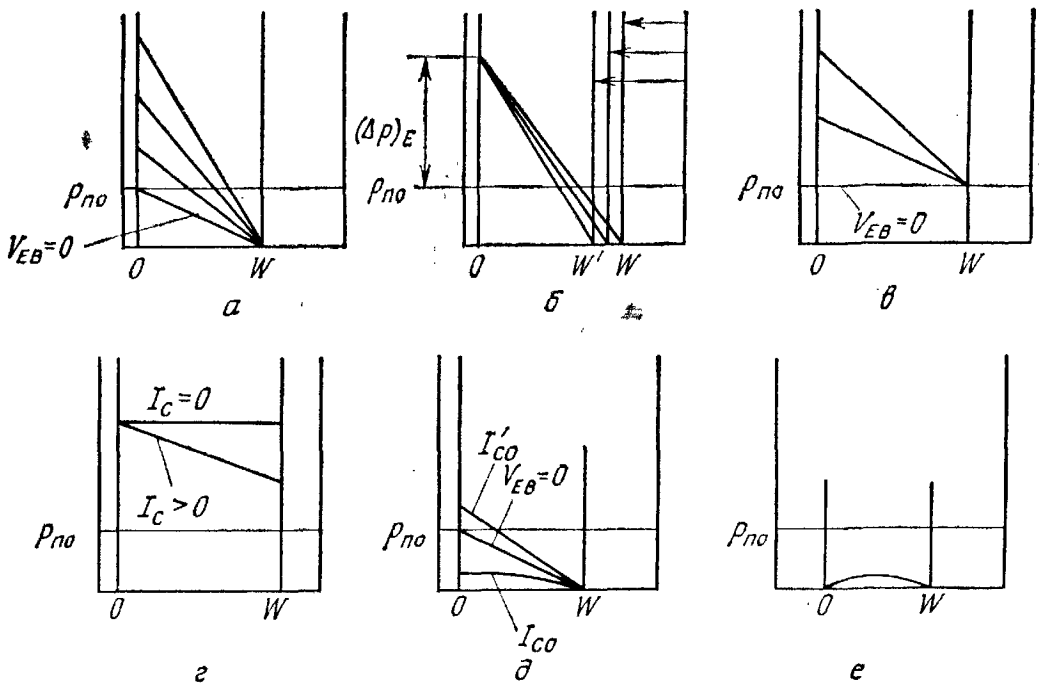


Рис. 12. Распределение плотности дырок в базе  $p-n-p$ -транзистора при различных приложенных напряжениях [30].  
 а — нормальное включение:  $V_{CB} = \text{const}$ ,  $V_{EB}$  — переменное; б — нормальное включение:  $V_{EB} = \text{const}$ ,  $V_{CB}$  — переменное; в —  $V_{EB}$  — положительное,  $V_{CB} = 0$ ; г — оба перехода смещены в прямом направлении; д — учет токов  $I_{CO}$  и  $I'_{CO}$ ; е — оба перехода смещены в обратном направлении.

носителей ( $\partial p / \partial x$ ) при  $x = 0$  и  $x = W$  соответственно. Поэтому основные соотношения в транзисторе можно сформулировать следующим образом:

1. Приложенные напряжения задают плотности токов неосновных носителей на границах областей с помощью фактора  $\exp(qV/kT)$ .
2. Эмиттерный и коллекторный токи пропорциональны градиентам плотности неосновных носителей (дырок) на границах переходов, т. е. при  $x = 0$  и  $x = W$ .
3. Базовый ток равен разности между эмиттерным и коллекторным токами.

На рис. 12 показано распределение дырок в базе  $p-n-p$ -транзистора для различных величин приложенного напряжения [30]. С помощью этих графиков можно объяснить статические вольт-амперные характеристики транзисторов. Для данного транзистора эмиттерный ток  $I_E$  и коллекторный ток  $I_C$  являются функциями приложенных напряжений  $V_{EB}$  и  $V_{CB}$ , т. е. из формул (9) и (10) следует, что  $I_E = f_1(V_{EB}, V_{CB})$  и  $I_C = f_2(V_{EB}, V_{CB})$ . Семейство выходных характеристик транзистора, включенного по схеме с общей базой и с общим эмиттером, представлено на рис. 13. В схеме с общей базой (рис. 13, а) кол-

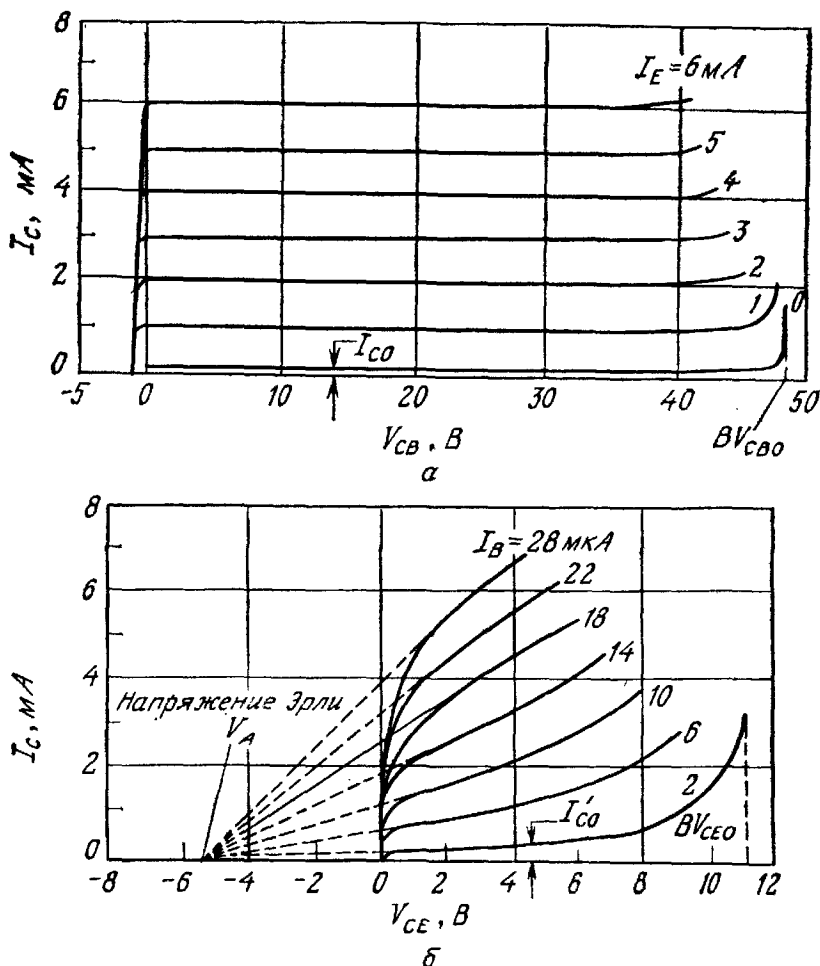


Рис. 13. Выходные характеристики  $p-n-p$ -транзистора [30, 35].

$a$  — в схеме с общей базой;  $b$  — в схеме с общим эмиттером.

лекторный ток практически равен эмиттерному току ( $\alpha_0 = 1$ ) и фактически не зависит от  $V_{CB}$ . Коллекторный ток практически остается неизменным даже при нулевом напряжении, так как избыточные дырки продолжают извлекаться коллектором, о чем свидетельствует вид профиля распределения дырок на рис. 12,  $v$ . Для уменьшения коллекторного тока до нуля необходимо приложить к переходу коллектор — база небольшое прямое смещение ( $\sim 1 \text{ В}$  для Si), которое создаст плотность дырок в базе у коллектора ( $x = W$ ) такую же, как у эмиттера при  $x = 0$  (рис. 12,  $g$ ).

Обратный ток утечки коллектора  $I_{CO}$  (обозначаемый также  $I_{CBO}$ ) измеряется в схеме с отключенным эмиттером. Он существенно меньше, чем обычный обратный ток  $p-n$ -перехода, так как наличие эмиттерного перехода, у границы которого при  $x = 0$  градиент дырок равен 0 (поскольку эмиттерный ток отсутствует), уменьшает градиент дырок при  $x = W$  (рис. 12,  $d$ ).

По этой же причине ток  $I_{CO}$  меньше, чем в случае, когда эмиттер накоротко соединен с базой ( $V_{EB} = 0$ ).

Если увеличивать  $V_{CB}$  вплоть до  $BV_{CBO}$ , то коллекторный ток начинает быстро возрастать. Обычно такое поведение связано с пробоем перехода коллектор — база, а величина пробивного напряжения примерно такая же, какая получена в гл. 2 для отдельного  $p - n$ -перехода. При очень узкой базе или при относительно слабом ее легировании пробой может быть вызван проколом базы, т. е. с увеличением  $V_{CB}$  ширина нейтральной области базы сузится до нуля и обедненная область коллектора сомкнется с обедненной областью эмиттера. В момент смыкания коллектор оказывается накоротко соединен с эмиттером, что приведет к протеканию большого тока.

Рассмотрим выходные характеристики транзистора в схеме с общим эмиттером. На рис. 13, б приведены выходные характеристики (зависимость  $I_C$  от  $V_{CE}$ ) обычного  $p - n - p$ -транзистора. Отметим большой коэффициент усиления по току ( $h_{FE} = \partial I_C / \partial I_B$ ) и возрастание тока  $I_C$  с повышением напряжения  $V_{CE}$ . Обратный ток при таком включении  $I'_{CO}$  есть коллекторный ток при отсутствии тока базы (разомкнутая база), и он намного больше  $I_{CO}$ . В самом деле, из выражения (11) находим

$$I_B = I_E - I_C = I_E - (I_{CO} + \alpha_0 I_E). \quad (37)$$

Следовательно,

$$I'_E (I_B = 0) = \frac{I_{CO}}{1 - \alpha_0}. \quad (38)$$

Так как в данных условиях (рис. 12, д) эмиттерный и коллекторный токи равны ( $I'_{CO} = I'_E$ ), то

$$I_{CEO} = I'_{CO} = \frac{I_{CO}}{1 - \alpha_0} \approx \beta_0 I_{CO} = \beta_0 I_{CBO}. \quad (39)$$

С увеличением  $V_{CE}$  ширина базы  $W$  уменьшается и наблюдается возрастание  $\beta_0$  (рис. 12, б). Отсутствие насыщения выходных характеристик транзистора в схеме с общим эмиттером обусловлено значительным увеличением  $\beta_0$  с ростом  $V_{CE}$ . Этот факт получил название эффекта Эрли [31]. Напряжение  $V_A$ , при котором пересекаются экстраполированные выходные характеристики, называется напряжением Эрли. В транзисторе с шириной базы  $W_B$ , много большей размера обедненной области в базе, напряжение Эрли равно

$$V_A \simeq \frac{qN_B W_B^2}{\epsilon_s}. \quad (40)$$

При малых напряжениях между коллектором и эмиттером коллекторный ток быстро падает до нуля. Напряжение  $V_{CE}$  делится между двумя переходами: в результате создаются малое прямое

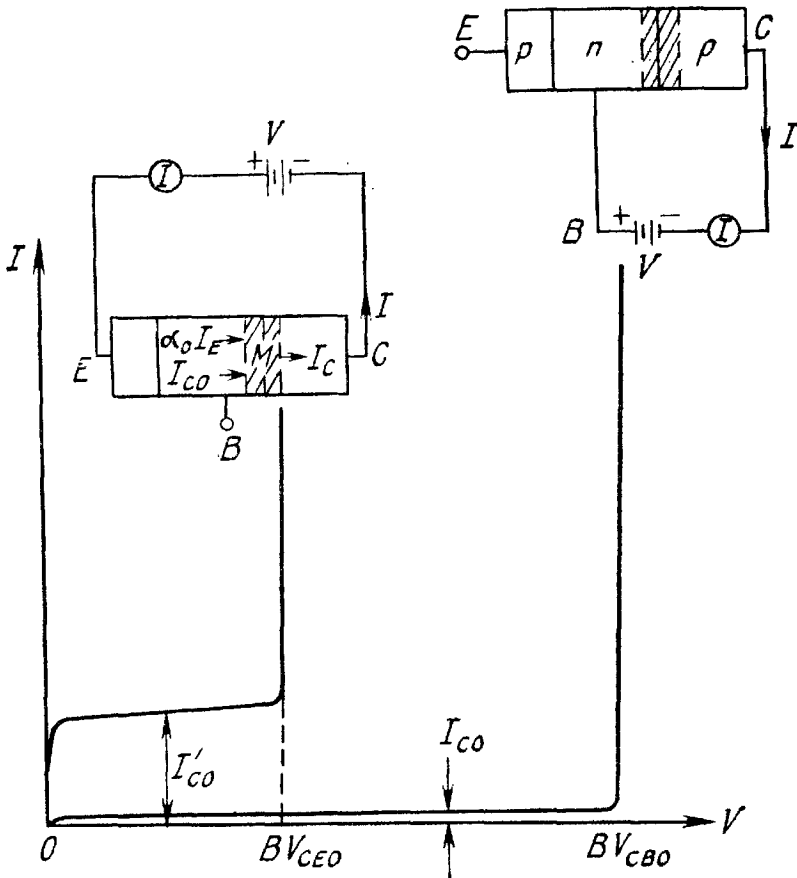


Рис. 14. Напряжение пробоя  $BV_{CBO}$  и ток насыщения  $I_{CO}$  для схемы с общей базой и соответствующие величины  $BV_{CE0}$  и  $I'_{CO}$  для схемы с общим эмиттером [13].

смещение на эмиттере и большое обратное смещение на коллекторе. Если поддерживать базовый ток постоянным, то должен оставаться постоянным и потенциал на эмиттерном переходе. Поэтому с уменьшением  $V_{CE}$  до определенной величины ( $\sim 1$  В для кремниевого транзистора) смещение на коллекторном переходе принимает нулевое значение (рис. 12, в). При дальнейшем снижении  $V_{CE}$  коллектор смещается в прямом направлении (рис. 12, г), и из-за быстрого уменьшения градиента дырок при  $x = W$  происходит быстрое падение коллекторного тока.

Напряжение пробоя при разомкнутой базе можно найти следующим образом. Пусть коэффициент умножения на коллекторном переходе  $M$  определяется выражением

$$M = \frac{1}{1 - (V/BV_{CBO})^n}, \quad (41)$$

где  $BV_{CBO}$  — напряжение пробоя в схеме с общей базой,  $n$  — постоянный коэффициент. Когда базовая цепь разомкнута,  $I_E =$



$= I_C = I$ . Протекая через коллекторный переход, токи  $I_{CO}$  и  $\alpha_0 I_E$  умножаются в  $M$  раз (рис. 14). В результате имеем

$$M(I_{CO} + \alpha_0 I) = I \quad (42)$$

или

$$I = \frac{M I_{CO}}{1 - \alpha_0 M}. \quad (43)$$

Если  $\alpha_0 M = 1$ , ток  $I$  ограничивается только внешним сопротивлением. Из выражения (41) и условия  $\alpha_0 M = 1$  вытекает формула для определения напряжения пробоя  $BV_{CBO}$  в схеме с общим эмиттером:

$$BV_{CEO} = BV_{CBO}(1 - \alpha_0)^{1/n}. \quad (44)$$

При  $\alpha_0 \approx 1$  значение  $BV_{CEO}$  намного меньше  $BV_{CBO}$ .

### 3.2.4. Моделирование прибора

Модель Эберса—Молла [32]. Задача моделирования заключается в установлении связи между физическими параметрами и электрическими характеристиками приборов. Моделирование особенно важно при разработке интегральных схем, когда по простым и точным моделям приборов необходимо определить поведение сложной схемы. Естественно, что чем точнее модель, тем она более сложная. Следовательно, необходимо находить компромисс между точностью и сложностью [33, 34].

Основной моделью биполярного транзистора считается модель Эберса — Молла: два диода и два источника тока включены навстречу друг другу (рис. 15, а). Источники тока управляются токами диодов, сами диоды считаются идеальными, а их характеристики имеют вид

$$I_F = I_{FO} (e^{qV_{EB}/kT} - 1), \quad (45a)$$

$$I_R = I_{RO} (e^{qV_{CB}/kT} - 1), \quad (45b)$$

где  $I_{FO}$  и  $I_{RO}$  — соответственно токи насыщения диодов, смещенных нормально в прямом и обратном направлениях. Внешние токи транзистора запишем следующим образом:

$$I_E = I_F - \alpha_I I_R, \quad (46a)$$

$$I_C = I_R - \alpha_N I_F, \quad (46b)$$

$$I_B = -(1 - \alpha_N) I_F - (1 - \alpha_I) I_R, \quad (46b)$$

где  $\alpha_N$  и  $\alpha_I$  — соответственно прямой и инверсный коэффициенты усиления транзистора в схеме с общей базой. Приведенные выше формулы устанавливают соотношения между внешними токами  $I_E$

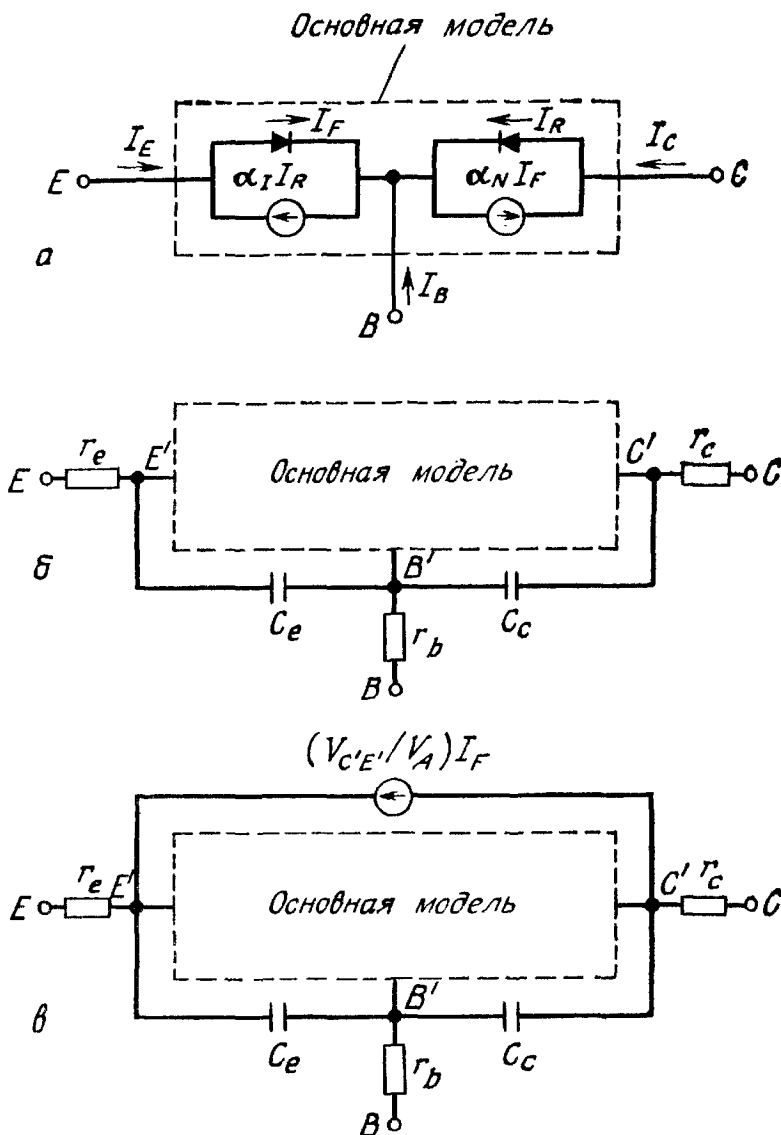


Рис. 15. Эквивалентные схемы модели Эберса — Молла [32].

*a* — простейшая модель; *б* — модель с последовательными сопротивлениями и барьерными емкостями; *в* — модель с дополнительным источником тока для учета эффекта Эрли.

и  $I_C$  и приложенными к переходам напряжениями  $V_{EB}$  и  $V_{CB}$ . Простейшая модель содержит четыре параметра:  $I_{RO}$ ,  $I_{FO}$ ,  $\alpha_N$  и  $\alpha_I$ .

С помощью формул (9) и (10) для эмиттерного и коллекторного токов можно записать такие общие выражения:

$$I_E = a_{11} (e^{qV_{EB}/kT} - 1) + a_{12} (e^{qV_{CB}/kT} - 1), \quad (47a)$$

$$I_C = a_{21} (e^{qV_{EB}/kT} - 1) + a_{22} (e^{qV_{CB}/kT} - 1). \quad (47b)$$

Из сравнения выражений (47) и (46) вытекает

$$\begin{aligned} a_{11} &= I_{FO}, & a_{12} &= -\alpha_I I_{RO}, \\ a_{21} &= -\alpha_N I_{FO}, & a_{22} &= I_{RO}. \end{aligned} \quad (48)$$

Из взаимности характеристик четырехполюсника ( $a_{12} = a_{21}$ ) вытекает, что  $a_1 I_{RO} = \alpha_N I_{FO}$ . Следовательно, для основной модели требуются только три параметра.

Чтобы улучшить точность модели, в нее добавляют последовательные сопротивления и барьерные емкости [33] (рис. 15, б). Отметим, что в этом случае диоды уже управляются внутренними напряжениями на переходах  $V_{E'B'}$  и  $V_{C'B'}$ , а не внешними приложенными напряжениями. Для учета эффекта Эрли в модель необходимо добавить источник тока между внутренним эмиттером и коллектором (рис. 15, в, где  $V_A$  — напряжение Эрли). Теперь число параметров модели выросло с 3 до 9. В основную модель могут быть дополнительно введены параметры, учитывающие зависимость  $\alpha_N$  и  $\alpha_I$  от плотности тока и рабочей частоты; можно дополнительно подсоединить к базе диоды, учитывающие двумерный эффект концентрации тока вдоль перехода база — эмиттер (этот эффект рассмотрен в разд. 3.4). Очевидно, что уточнение модели неизбежно приводит к увеличению числа параметров и модель транзистора становится более сложной.

**Модель Гуммеля—Пуна** [35]. Основана на интегральных соотношениях для зарядов и связывает внешние электрические характеристики с зарядом в базе транзистора. Это очень точная модель, объясняющая многие физические эффекты, но для ее описания требуется много параметров: так, для работы в широком диапазоне необходимо 25 параметров. Последовательное упрощение модели Гуммеля — Пуна в конце концов приводит к простейшей модели Эберса — Молла.

Чтобы получить интегральные зарядовые соотношения, вначале рассмотрим уравнения для токов, выведенные в гл. 2:

$$J_n = q\mu_n n \frac{\partial \varphi_n}{\partial x}, \quad (49a)$$

$$J_p = -q\mu_p p \frac{\partial \varphi_p}{\partial x}, \quad (49б)$$

где

$$n = n_i \exp [q(\psi - \varphi_n)/kT], \quad (50a)$$

$$p = n_i \exp [q(\varphi_p - \psi)/kT]. \quad (50б)$$

Производную по координате от произведения  $pn$  можно представить в виде

$$\frac{d}{dx} (pn) = \frac{q(pn)}{kT} \left( \frac{\partial \varphi_p}{\partial x} - \frac{\partial \varphi_n}{\partial x} \right). \quad (51)$$

Выполняя интегрирование уравнения (51) по  $x$  от  $x = 0$  до  $x = W$  (рис. 3, б) с использованием выражений (49) и пренебрегая рекомбинацией, получим

$$(pn)_{x=0} - (pn)_{x=W} = \frac{J_{CC}}{kT} \int_0^W \frac{n(x)}{\mu_p} dx, \quad (52)$$

где  $J_{CC}$  — ток, протекающий от эмиттера к коллектору в транзисторе с единичным коэффициентом усиления. Подстановка выражений (50) в уравнение (52) дает

$$\begin{aligned} \exp [q(\varphi_p - \varphi_n)/kT] |_{x=0} - \exp [q(\varphi_p - \varphi_n)/kT] |_{x=W} = \\ = \frac{J_{CC}}{n_i^2 kT} \int_0^W \frac{n(x)}{\mu_p} dx. \end{aligned} \quad (53)$$

Предположим, что квазиуровень Ферми для электронов в базе постоянен. Тогда

$$V_{EB} = \varphi_p(0) - \varphi_n(0), \quad V_{CB} = \varphi_p(W) - \varphi_n(W). \quad (54)$$

Эти напряжения отличаются от напряжений на выводах транзистора омическими потерями. Уравнение (53) запишем в виде

$$I_{CC} = AJ_{CC} = (qn_i A)^2 D_B \frac{e^{qV_{EB}/kT} - e^{qV_{CB}/kT}}{qA \int_0^W n(x) dx}, \quad (55)$$

где  $A$  — активная площадь транзистора. Модель Гуммеля — Пуна основана на уравнении (53), связывающем напряжения на переходах, коллекторный ток и заряд в базе. Задача моделирования транзистора оказалась сведенной к моделированию заряда в базе

$$Q_B = qA \int_0^W n(x) dx, \quad (56)$$

который состоит из пяти компонент:

$$Q_B = Q_{BO} + Q_{jE} + Q_{jC} + Q_{dE} + Q_{dC}, \quad (56a)$$

где  $Q_{BO}$  — заряд в базе при нулевом смещении;  $Q_{jE}$  и  $Q_{jC}$  — заряды, связанные с барьерными емкостями эмиттера и коллектора;  $Q_{dE}$  и  $Q_{dC}$  — заряды неосновных носителей, обусловленные диффузионными емкостями эмиттера и коллектора. При увеличении уровня инжекции возрастают и диффузионные емкости, в связи с чем происходит снижение коэффициента усиления.

Выражение для тока (55) можно представить в виде

$$J_{CC} = I_F - I_R, \quad (57)$$

где

$$I_F = I_S Q_{BO} \frac{e^{qV_{EB}/kT} - 1}{Q_B}, \quad (58a)$$

$$I_R = I_S Q_{BO} \frac{e^{qV_{CB}/kT} - 1}{Q_B}. \quad (58b)$$

Отметим, что выражения (58а) и (58б) аналогичны выражениям (45а) и (45б) для модели Эберса — Молла. Заряд  $Q_{dE}$  в выражении (56) можно представить в виде  $B\tau_F I_F$ , где  $\tau_F$  — время жизни неосновных носителей при протекании прямого тока,  $B$  — коэффициент, обычно равный 1, но из-за наличия эффекта Кирка может превышать 1. Заряд  $Q_{dC}$  можно записать в виде  $\tau_R I_R$ , где  $\tau_R$  — время жизни неосновных носителей при протекании обратного тока.

Подставляя выражения (58а) и (58б) в уравнение (56а), получим квадратное уравнение относительно  $Q_B$ , и его решение имеет вид

$$Q_B = \frac{Q_{BO} + Q_{JE} + Q_{JC}}{2} + \left\{ \left( \frac{Q_{BO} + Q_{JE} + Q_{JC}}{2} \right)^2 + I_S Q_{BO} [B\tau_F (e^{qV_{EB}/kT} - 1) + \tau_R (e^{qV_{CB}/kT} - 1)] \right\}^{1/2}. \quad (59)$$

Ток базы записывается в виде

$$I_B = dQ_B/dt + I_{rec}, \quad (60)$$

где рекомбинационный базовый ток можно разделить на два слагаемых:

$$I_{rec} = I_{EB} + I_{CB}, \quad (61)$$

причем

$$I_{EB} = I_1 (e^{qV_{EB}/kT} - 1) + I_2 (e^{qV_{EB}/m_e kT} - 1), \quad (61a)$$

$$I_{CB} = I_3 (e^{qV_{EB}/m_c kT} - 1). \quad (61б)$$

В этих выражениях  $m_e$  и  $m_c$  — коэффициенты неидеальности характеристик эмиттера и коллектора. Для идеальных токов  $m_e = m_c = 1$ , и для рекомбинационно-генерационных токов в обедненной области  $m_e = m_c = 2$ . Полные токи эмиттера и коллектора теперь определяются выражениями

$$I_E = I_{CC} + I_{BB} + \tau_F (dI_F/dt) + C_{JE} (dV_{EB}/dt), \quad (62a)$$

$$I_C = I_{CC} - I_{CB} - \tau_R (dI_R/dt) + C_{JC} (dV_{EC}/dt). \quad (62б)$$

Эквивалентная схема модели Гуммеля — Пуна, дополненная последовательными сопротивлениями, показана на рис. 16. Поскольку заряд  $Q_B$  зависит от напряжения, модель учитывает эффект высокого уровня инжекции в базе ( $\tau_F I_F$  становится больше, чем  $Q_{BO}$ ). Расширение базы под действием тока (эффект Кирка) учитывается множителем  $B$ , который зависит от  $I_C$  и  $V_{CB}$ . Вклад эмиттера в базовый ток моделируется двумя параллельными диодами, один из которых идеальный, а другой имеет коэффициент неидеальности  $m_e > 1$ . Это приводит к зависимости коэффициента усиления от смещения при низких уровнях тока. Эффект

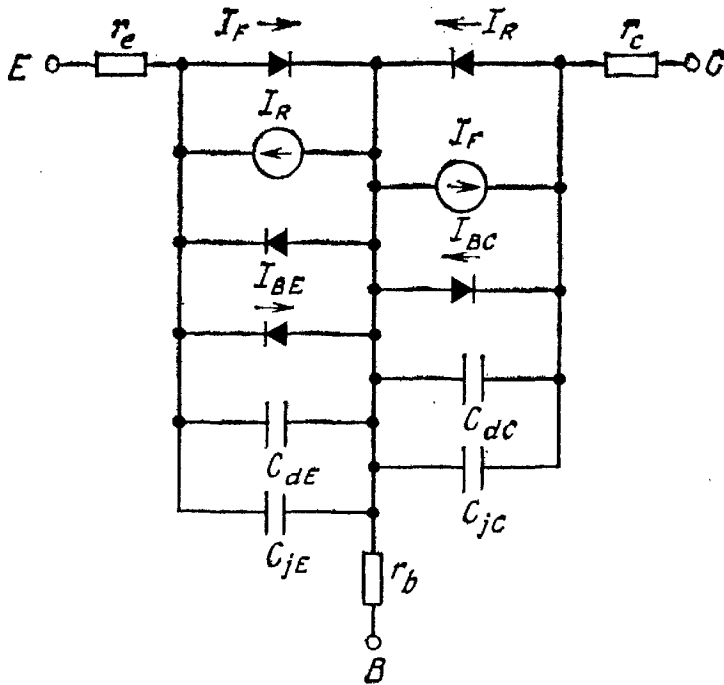


Рис. 16. Эквивалентная схема модели Гуммеля — Пуна [35].

Эрли моделируется зависимостью заряда  $Q_{jc}$  от напряжения ( $Q_{jc} = C_{jc}V_{CB}$ ). Модель Гуммеля — Пуна обладает высокой точностью и позволяет учитывать многие физические эффекты с помощью зависимости  $Q_B$  от смещения. Однако для ее описания требуется 25 параметров. Поэтому при анализе конкретных схем приходится искать разумный компромисс между точностью решения и сложностью модели.

### 3.3. СВЧ-ТРАНЗИСТОРЫ

Ниже рассмотрены биполярные транзисторы, предназначенные для работы на высоких частотах (выше 1 ГГц). На рис. 17, а показан типичный кремниевый СВЧ-транзистор. Поскольку подвижность электронов в кремнии выше подвижности дырок, то все кремниевые СВЧ-транзисторы — приборы  $n-p-n$ -типа. Для уменьшения последовательного коллекторного сопротивления в качестве подложки используют эпитаксиальную  $n-n^+$ -структуру. На ее поверхности формируют изолирующий слой (например, термическим окислением получают слой  $\text{SiO}_2$ ). Базовый и эмиттерный слои создаются диффузией или ионной имплантацией. Обычно для ослабления эффекта смещения границы эмиттера и улучшения его эффективности используют мышьяк в качестве эмиттерной примеси [36]. За счет топологии транзистора достигают необходимых токовых характеристик. Для этого варьируют число полосковых областей эмиттера и контактов к базе.

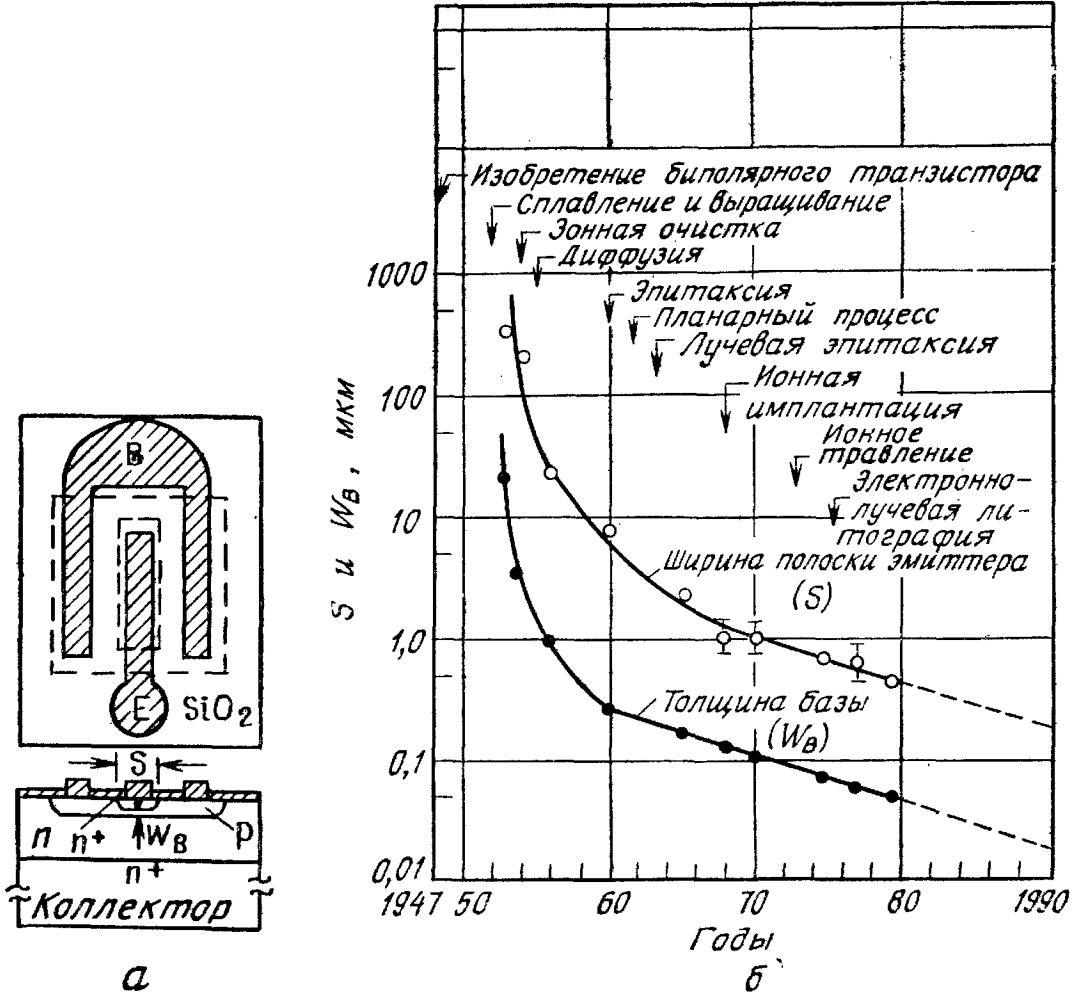


Рис. 17. Уменьшение двух критических размеров дискретных транзисторов (ширины эмиттерной полоски и толщины слоя базы), достигнутое с 1952 г. Указаны также основные этапы развития технологии. На рис. 17, а показан транзистор с полосковой геометрией электродов. В интегральных транзисторах критические размеры примерно в 10 раз больше для предотвращения закороток между эмиттером и коллектором [37, 11].

С помощью изменения профиля легирования добиваются требуемых частотных свойств и приемлемых пробивных напряжений.

Низкочастотные транзисторы отличаются от СВЧ-транзисторов размерами активных областей, значениями паразитных параметров полупроводниковой структуры и корпуса. Для улучшения высокочастотных свойств транзисторов должны быть существенно уменьшены размеры активных областей и значения паразитных параметров. В высокочастотных транзисторах определяющими критическими размерами являются ширина эмиттерной полоски  $S$  и толщина базы  $W_B$ . На рис. 17, б приведены данные, иллюстрирующие тенденцию уменьшения этих размеров со временем (начиная с 1952 г.), а также отмечены основные события, связанные с развитием технологии транзисторов [11, 37]. Уменьше-

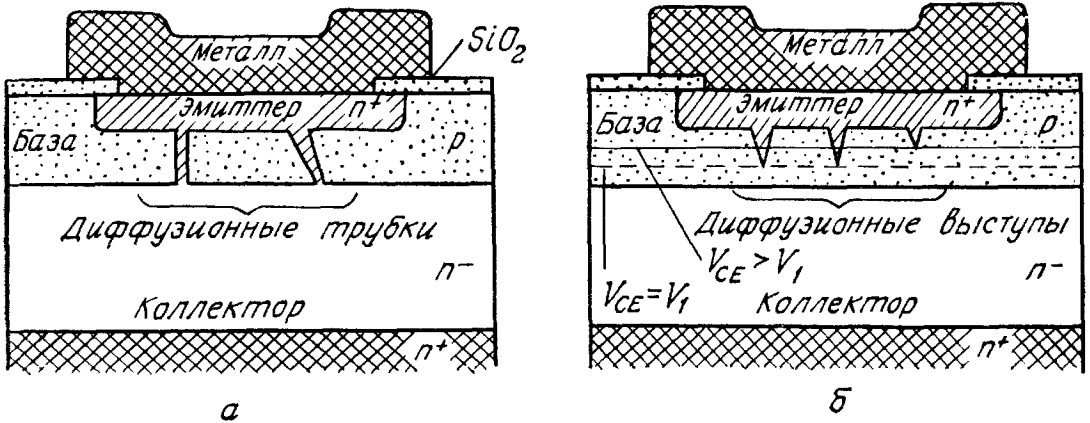


Рис. 18. Диффузионные трубки (а) и диффузионные выступы (б) в базе вдоль дислокаций [38].

ние вертикальных размеров в основном обязано развитию диффузионных процессов и ионной имплантации, в то время как уменьшение горизонтальных размеров связано с успехами литографии. В настоящее время ширина эмиттерной полоски составляет меньше 1 мкм, а толщина базы может составлять всего несколько сотен ангстрем. С уменьшением ширины базы первостепенную важность приобретает устранение возможных короток между эмиттером и коллектором, вызванных диффузионными трубками и диффузионными выступами в базе вдоль дислокаций (рис. 18) [38]. Поэтому должны использоваться технологические процессы, исключающие образование дефектов упаковки вследствие окисления, появление дислокаций скольжения (обусловленных эпитаксиальным выращиванием) и другие нарушения, сопутствующие технологическим операциям.

### 3.3.1. Частота отсечки

Частота отсечки  $f_T$  является наиболее важным показателем качества СВЧ-транзисторов. Она определяется [40] как частота, на которой коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания схемы с общим эмиттером  $h_{fe} (\equiv \partial I_C / \partial I_B)$  равен 1. Частота отсечки связана с физической структурой транзистора через время задержки носителей, пролетающих от эмиттера к коллектору,  $\tau_{ec}$ :

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_{ec}}. \quad (63)$$

Время задержки  $\tau_{ec}$  представляет собой сумму четырех времен задержки, характеризующих последовательные фазы движения носителей от эмиттера к коллектору:

$$\tau_{ec} = \tau_E + \tau_B + \tau_C + \tau_C'. \quad (64)$$



Здесь  $\tau_E$  — время зарядки обедненного слоя эмиттера, определяемое выражением

$$\tau_E = r_e(C_e + C_c + C_p) \approx \frac{kT}{qI_E}(C_e + C_c + C_p), \quad (65)$$

где  $r_e$  — сопротивление эмиттера;  $C_e$  — емкость эмиттера;  $C_c$  — емкость коллектора;  $C_p$  — другие паразитные емкости, связанные с базовым выводом;  $I_E$  — эмиттерный ток, примерно равный коллекторному току  $I_C$ . Величина  $r_e$  является производной по напряжению эмиттерного тока, определяемого соотношением (9).

Вторая составляющая времени задержки в формуле (64) представляет собой время пролета через слой базы и равна

$$\tau_B = \frac{W^2}{\eta D_B}, \quad (66)$$

где  $\eta = 2$  для случая равномерного легирования базы. Формулу (66) можно получить, подставив  $L_B = \sqrt{D_B \tau_B} / (1 + j\omega \tau_B)$  в выражения (25) и (26), что дает малосигнальный коэффициент усиления в схеме с общей базой [41]:

$$\alpha \approx \frac{1}{\text{ch}(W \sqrt{(1 + j\omega \tau_B)/D_B \tau_B})} \approx \frac{1}{1 + jW^2 \omega / 2D_B}. \quad (67)$$

Время задержки  $\tau_B$  определяется из формулы  $1/2\pi f_\alpha$ , где  $f_\alpha$  — так называемая «альфа»-частота отсечки — равна частоте, на которой усиление падает в  $1/\sqrt{2}$  раз по сравнению со значением на низкой частоте. Вклад эффективности эмиттера  $\gamma$  во время задержки мал и в формуле (67) не учитывается. В случае неравномерного распределения примесей в базе, например, как в дрейфовом транзисторе (рис. 4), коэффициент  $\eta$  в формуле (66) должен быть увеличен. Если встроенное поле  $\mathcal{E}_{bi}$  постоянно, то коэффициент  $\eta$  принимает значение [42]

$$\eta \approx 2 \left[ 1 + \left( \frac{\mathcal{E}_{bi}}{\mathcal{E}_0} \right)^{3/2} \right], \quad (68)$$

где  $\mathcal{E}_0 = 2D_B/\mu_B W$ . При  $\mathcal{E}_{bi}/\mathcal{E}_0 = 10$   $\eta \approx 60$ , т. е. за счет большого встроенного поля достигается значительное снижение  $\tau_B$ . Встроенное поле создается автоматически в реальных транзисторах, в которых база формируется диффузией. На рис. 10 показан типичный пример высокочастотного эпитаксиального  $n-p-n$ -транзистора, полученного двойной диффузией.

Третья составляющая времени задержки связана с пролетом носителей через обедненный слой коллектора (рис. 3):

$$\tau_C = \frac{x_C - W}{2v_s}, \quad (69)$$

где  $v_s$  — предельная скорость носителей в коллекторе.

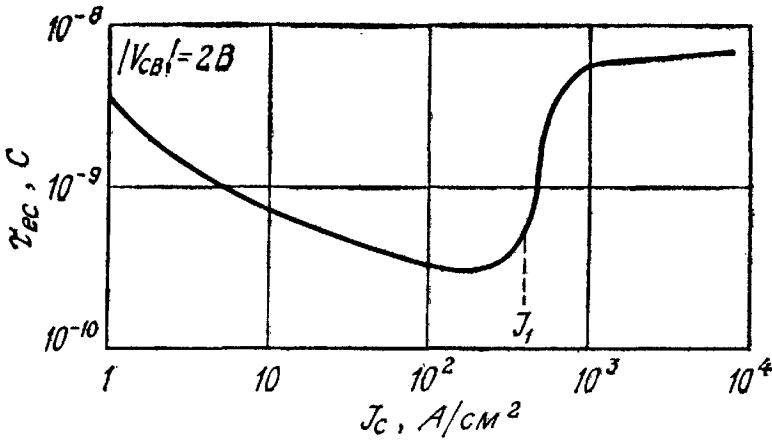


Рис. 19. Время движения носителей от эмиттера к коллектору в зависимости от плотности коллекторного тока для транзистора, изображенного на рис. 10 [28].

Четвертая компонента задержки обусловлена временем, в течение которого заряжается обедненная емкость коллектора:

$$\tau'_c = r_c C_c, \quad (70)$$

где  $r_c$  — последовательное сопротивление коллектора,  $C_c$  — емкость коллектора. В эпитаксиальном транзисторе  $r_c$  может быть существенно уменьшено и время задержки  $\tau'_c$  пренебрежимо мало по сравнению с другими временами задержки.

Таким образом, выражение для частоты отсечки  $f_T$  имеет вид

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_{ec}} = \left\{ 2\pi \left[ \frac{kT(C_e + C_c + C_p)}{qIc} + \frac{W^2}{\eta D_B} + \frac{x_C - W}{2v_s} \right] \right\}^{-1}. \quad (71)$$

Из выражения (71) видно, что для повышения частоты отсечки необходимо уменьшать толщину базы транзистора (один из критических размеров, показанных на рис. 17), толщину коллектора и работать при высоких плотностях тока. Однако при уменьшении толщины коллектора происходит соответствующее снижение пробивного напряжения. Следовательно, необходимо искать компромисс между высокочастотными свойствами транзистора и его способностью выдерживать высокие напряжения.

С увеличением рабочего тока частота отсечки повышается, так как время заряда эмиттера  $\tau_E$  обратно пропорционально току. Вместе с тем, когда ток становится достаточно большим и плотность инжектированных неосновных носителей сравнивается или превышает концентрацию примеси в базе, эффективная толщина базы возрастает от  $W_B$  до  $(W_B + W_C)$  (разд. 3.2). На рис. 19 приведены теоретические значения времени задержки носителей при движении от эмиттера к коллектору  $\tau_{ec}$  для транзистора, показанного на рис. 10 [28]. При низких плотностях токов  $\tau_{ec}$

падает с ростом  $J_C$ , как следует из формулы (71), и коллекторный ток переносится в основном за счет дрейфа, т. е.

$$J_C \approx q\mu_C N_C \mathcal{E}_C, \quad (72)$$

где  $\mu_C$ ,  $N_C$  и  $\mathcal{E}_C$  — подвижность, концентрация примеси и электрическое поле в коллекторном эпитаксиальном слое соответственно. При дальнейшем нарастании тока время задержки принимает минимальное значение, а затем начинает возрастать, особенно быстро при токе  $J_1$ . Этому току соответствует максимальное однородное электрическое поле  $\mathcal{E}_C = (V_{CO} + |V_{CB}|)/W_C$ , где  $V_{CO}$  — контактный потенциал коллектора,  $V_{CB}$  — напряжение, приложенное между базой и коллектором. Токи, превышающие  $J_1$ , не могут уже переноситься через эпитаксиальную область коллектора только за счет дрейфовой компоненты. Величина  $J_1$  определяется выражением (72) и равна

$$J_1 = q\mu_C N_C (V_{CO} + |V_{CB}|)/W_C. \quad (73)$$

В результате эффекта Кирка этот ток является оптимальным с точки зрения максимальной частоты отсечки. Следует отметить, что с увеличением  $V_{CB}$  одновременно возрастает и величина  $J_1$ .

### 3.3.2. Высокочастотные характеристики

Для описания высокочастотных характеристик транзисторов широко используют матрицу рассеяния (*s*-параметры), так как на высоких частотах их измерять проще, чем другие системы параметров [43, 44]. На рис. 20 показан обобщенный четырехполюсник с падающими ( $a_1$ ,  $a_2$ ) и отраженными ( $b_1$ ,  $b_2$ ) волновыми сигналами, используемыми для определения *s*-параметров. Четырехполюсник описывается линейными соотношениями

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}, \quad (74)$$

где параметры  $s_{11}$ ,  $s_{22}$ ,  $s_{12}$  и  $s_{21}$  имеют следующее значение:

$s_{11} = \frac{b_1}{a_1} \Big|_{a_2=0}$  — коэффициент отражения на входе при согласованной нагрузке на выходе ( $Z_L = Z_0$  означает, что  $a_2 = 0$  ( $Z_0$  — внутренний импеданс));

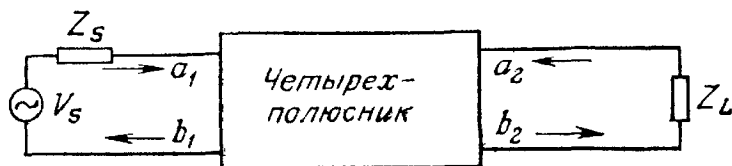


Рис. 20. Четырехполюсник с падающими ( $a_1$ ,  $a_2$ ) и отраженными ( $b_1$ ,  $b_2$ ) волновыми сигналами, используемыми для определения *s*-параметров.

$s_{22} = \frac{b_2}{a_2} \Big|_{a_1=0}$  — коэффициент отражения на выходе при согласованной нагрузке на входе ( $Z_S = Z_0$  означает, что  $a_1 = 0$ );

$s_{21} = \frac{b_2}{a_1} \Big|_{a_2=0}$  — коэффициент прямого усиления при согласованной нагрузке на выходе;

$s_{12} = \frac{b_1}{a_2} \Big|_{a_1=0}$  — коэффициент обратного усиления при согласованной нагрузке на входе.

Определим ряд показателей качества СВЧ-транзисторов на основе  $s$ -параметров. Коэффициент усиления по мощности  $G_p$  определим как отношение мощности, передаваемой в нагрузку, к мощности на входе схемы [44]:

$$G_p = \frac{|s_{21}|^2 (1 - \Gamma_L^2)}{(1 - |s_{11}|^2) + \Gamma_L^2 (|s_{22}|^2 - D^2) - 2\text{Re}(\Gamma_L N)}, \quad (75)$$

где

$$\Gamma_L = (Z_L - Z_0)/(Z_L + Z_0),$$

$$D = s_{11}s_{22} - s_{12}s_{21}, \quad N = s_{22} - Ds_{11}^*.$$

В этой формуле  $\text{Re}$  означает действительную часть комплексной величины, а звездочка  $*$  — комплексно сопряженную величину.

По коэффициенту устойчивости  $K$  можно судить о том, будет ли транзистор генерировать при любом сочетании пассивной нагрузки и импеданса источника в отсутствие внешней обратной связи. Коэффициент записывается в виде

$$K = \frac{1 + |D|^2 - |s_{11}|^2 - |s_{22}|^2}{2|s_{12}s_{21}|}. \quad (76)$$

Если  $K > 1$ , прибор абсолютно устойчив, т. е. в отсутствие внешней обратной связи пассивная нагрузка и любой импеданс источника не приведут к колебаниям. Если  $K < 1$ , прибор потенциально неустойчив, т. е. при определенной комбинации пассивной нагрузки и импеданса источника может возникнуть генерация.

Коэффициент максимального усиления  $G_{a \text{ макс}}$  представляет собой максимально возможный коэффициент усиления по мощности транзистора без внешней обратной связи. Он характеризует прямое усиление транзистора по мощности, когда вход и выход одновременно и сопряженно согласованы, и определен только для абсолютно устойчивого транзистора ( $K > 1$ ):

$$G_{a \text{ макс}} = \left| \frac{s_{21}}{s_{12}} (K + \sqrt{K^2 - 1}) \right|. \quad (77)$$

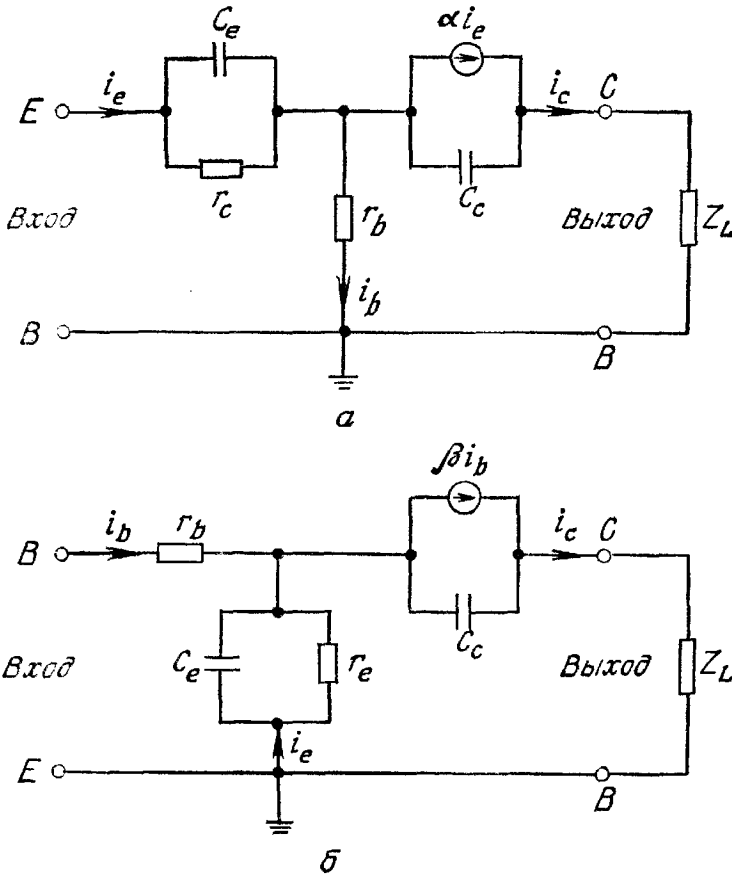


Рис. 21. Упрощенная эквивалентная схема транзистора на высоких частотах. а — схема с общей базой; б — схема с общим эмиттером.

Из выражения (77) видно, что при  $K < 1$  выражение в круглых скобках становится комплексным, а  $G_{a \text{ макс}}$  — неопределенным.

Коэффициент однонаправленного усиления  $U$  характеризует прямое усиление транзистора по мощности в усилителе с обратной связью, в котором обратное усиление по мощности сведено к нулю за счет настройки идеальной цепи взаимной обратной связи. Этот коэффициент не зависит от реактивностей внешней цепи и схемы включения транзистора. Он определяется выражением

$$U = \frac{|s_{11}s_{22}s_{12}s_{21}|}{(1 - |s_{11}|^2)(1 - |s_{22}|^2)}. \quad (78)$$

Найдем теперь связь полученных выше характеристик четырех-полюсника с внутренними параметрами транзистора. Упрощенная эквивалентная схема высокочастотного биполярного транзистора приведена на рис. 21. Его параметры были определены выше. Малосигнальным коэффициентом усиления по току в схеме с общей базой является величина  $\alpha$ . Рассмотрим транзистор с полосковой базой и полосковым эмиттером (рис. 17). Пусть ширина эмиттера  $S$ , длина  $L$ , а расстояние между краями эмиттера и базового

контакта  $S$ . В такой конструкции емкость коллектора приблизительно равна  $C_c = C_0SL$ , где  $C_0$  — удельная емкость коллектора. Сопротивление базы при такой геометрии составляет  $r_b = r_0S/L$ , причем  $r_0 \approx \rho_B/W$ , где  $\rho_B$  — усредненное удельное сопротивление слоя базы.

Малосигнальный коэффициент усиления  $\alpha$  в схеме с общей базой определяется выражением

$$\alpha \equiv h_{fb} = \frac{dI_C}{dI_E}. \quad (79)$$

Аналогично определяется малосигнальный коэффициент усиления в схеме с общим эмиттером:

$$\beta = h_{fe} = \frac{dI_C}{dI_B}. \quad (80)$$

Из выражений (21), (22), (79), (80) имеем

$$\alpha = \alpha_0 + I_E \frac{\partial \alpha_0}{\partial I_E}, \quad \beta = \beta_0 + I_B \frac{\partial \beta_0}{\partial I_B} \quad \text{и} \quad \beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}. \quad (81)$$

При низких плотностях тока величины  $\alpha_0$  и  $\beta_0$  возрастают с током (рис. 7), причем  $\alpha$  и  $\beta$  превышают свои статические значения. При больших плотностях тока справедливо обратное утверждение.

Для эквивалентной схемы, приведенной на рис. 21, а, коэффициент  $U$  определяется выражением [68]

$$U \equiv \frac{|\alpha(f)|^2}{8\pi/r_b C_c \left\{ -\operatorname{Im}[\alpha(f)] + \frac{2\pi/r_e C_c}{1 + 4\pi^2/f^2 \tau_e^2 C_c^2} \right\}}, \quad (82)$$

где  $\operatorname{Im}[\alpha(f)]$  — мнимая часть коэффициента усиления по току  $\alpha$ . Если  $\alpha(f)$  можно представить в виде  $\alpha_0/(1 + jf/f_T)$  и если  $f < f_T$ , то  $\operatorname{Im}[\alpha(f)] \approx -\alpha_0 f/f_T = -\alpha_0 \omega \tau_{ec}$ . Тогда справедливо выражение

$$U \approx \frac{\alpha_0}{16\pi^2 r_b C_c f^2 (\tau_{ec} + r_e C_c / \alpha_0)} = \frac{\alpha_0 / f^2}{16\pi^2 S^2 r_0 C_0 \tau_{ec}^*}, \quad (83)$$

где использованы соотношения  $r_b = r_0S/L$  и  $C_c = C_0SL$ , а  $\tau_{ec}^* = \tau_{ec} + r_e C_c / \alpha_0$ . При  $\alpha_0 \approx 1$  и  $\tau_{ec} > r_e C_c$  выражение (83) принимает более простой вид

$$U = \frac{f_T}{8\pi^2 r_b C_c} = \frac{f_T / f^2}{8\pi S^2 r_0 C_0}. \quad (84)$$

Другим важным показателем качества является максимальная частота генерации  $f_{\text{макс}}$  — частота, на которой коэффициент

однонаправленного усиления равен 1. Из выражений (83) и (84) экстраполированная величина  $f_{\text{макс}}$  равна

$$f_{\text{макс}} \simeq \frac{1}{4\pi S} \left( \frac{\alpha_0}{r_0 C_0 \tau_{ec}^*} \right)^{1/2}, \quad (85a)$$

или

$$f_{\text{макс}} \simeq \frac{1}{2S} \left( \frac{f_T}{2\pi r_0 C_0} \right)^{1/2}. \quad (85b)$$

Обратим внимание, что и коэффициент однонаправленного усиления, и максимальная частота колебаний возрастают с уменьшением  $S$ , вследствие чего ширина эмиттерной полоски является определяющим размером СВЧ-транзисторов.

Другим важным показателем качества выступает шум-фактор — отношение полного среднего квадрата напряжения шума на выходе транзистора к среднему квадрату напряжения шума на источнике теплового шума с сопротивлением  $R_S$ . На низких частотах доминирующий источник шума в транзисторе связан с поверхностными эффектами, которые обуславливают возрастание шума по закону  $1/f$ . На средних и высоких частотах шум-фактор описывается выражением [45]

$$NF = 1 + \frac{r_b}{R_S} + \frac{r_c}{2R_S} + \frac{(1 - \alpha_0) [1 + (1 - \alpha_0)^{-1} (f/f_\alpha)^2] (R_S + r_b + r_e)^2}{2\alpha_0 r_e R_S}. \quad (86)$$

Из выражения (86) видно, что на средних частотах при  $f \ll f_\alpha$  шум-фактор примерно постоянен и определяется  $r_b$ ,  $r_e$ ,  $(1 - \alpha_0)$  и  $R_S$ . Существует оптимальное значение  $R_S$ , которое находится из условия  $d(NF)/dR_S = 0$ . Минимальный шум-фактор обозначают  $NF_{\text{мин}}$ . Для создания малошумящих приборов очень важно снизить величину  $(1 - \alpha_0)$ , или, что то же самое, повысить  $\alpha_0$ . На высоких частотах, превышающих критическую частоту  $f = \sqrt{1 - \alpha_0} f_\alpha$ , шум-фактор возрастает примерно как квадрат частоты, т. е. как  $f^2$ .

### 3.3.3. Геометрия и характеристики приборов

Простейший биполярный транзистор с полосковыми базовыми контактами показан на рис. 17. В настоящее время все биполярные СВЧ-транзисторы имеют планарную конструкцию, а большинство из них представляют собой кремниевые  $n-p-n$ -транзисторы. По геометрии их можно подразделить на три основные конфигурации (рис. 22) [46]: встречноштыревые, многоэмиттерные и ячеистые. Как уже говорилось выше, из-за падения напряжения вдоль перехода база—эмиттер эмиттерный ток в основном про-

текает по периферии эмиттера. Следовательно, и способность биполярного транзистора пропускать большой ток тем выше, чем больше длина эмиттера. Все конфигурации, представленные на рис. 22, имеют большое отношение периметра эмиттера к его площади.

Во всех конструкциях транзисторов для образования омических контактов к эмиттеру, базе и коллектору использован процесс финишной металлизации. Особо важную роль процесс металлизации играет в технологии транзисторов с балочными выводами [9, 47]. На рис. 23 показан кремниевый высокочастотный транзистор с балочными выводами и полосковой геометрией базовых контактов, как в транзисторе, показанном на рис. 17. Металлические выводы толщиной  $\sim 10$  мкм выполняют роль держателя кремниевого кристалла и одновременно служат электрическими контактами. Технология приборов с балочными выводами позволяет получить исключительно высокую надежность и хорошие электрические характеристики.

Для уменьшения расстояния между электродами базы и эмиттера были созданы транзисторы со ступенчатыми выводами

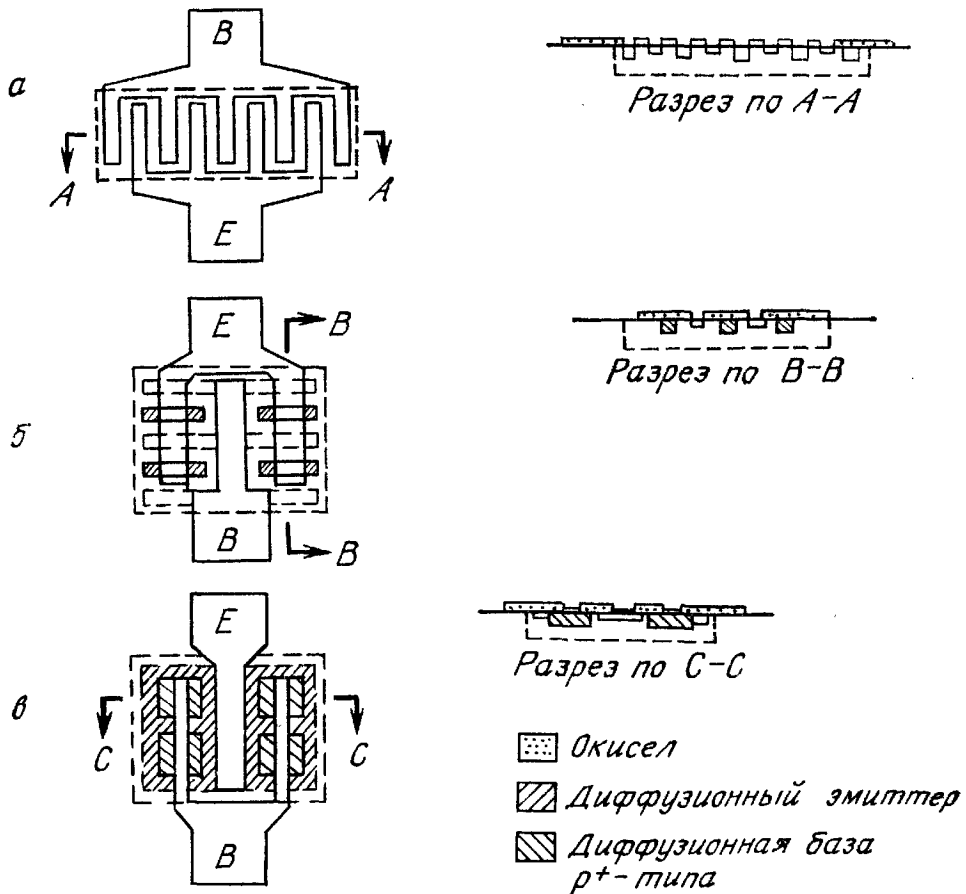
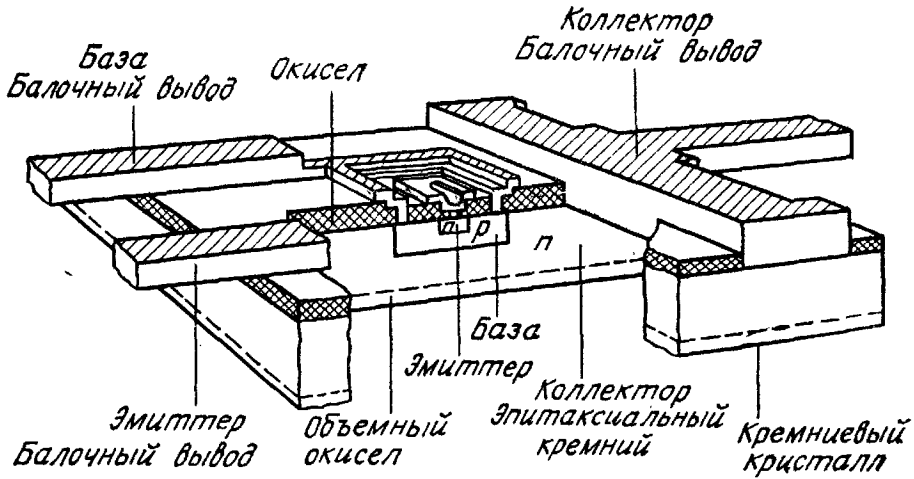


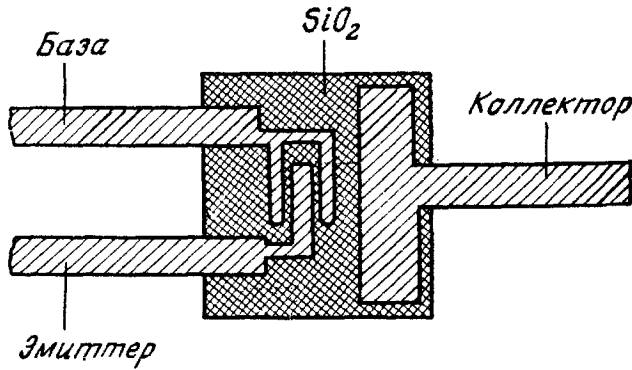
Рис. 22. Три конфигурации СВЧ-транзисторов [46].

а — встречноштыревая; б — многозмиттерная; в — ячеистая.





а



б

Рис. 23. Транзистор с балочными выводами [9].  
а — в разрезе; б — вид сверху.

(рис. 24, а) [48]. При помощи селективного травления поликристаллического кремния получают электроды в форме обратной трапеции. Боковые ребра обратных трапеций образуют изолирующие слои между напыленными выводами базы и эмиттера. Расстояние между диффузионным слоем эмиттера и контактом к базе может быть уменьшено до 0,4 мкм и менее; частота отсечки в этом случае составляла 8,4 ГГц.

Другая усовершенствованная конструкция СВЧ-транзистора, в котором активная и пассивная области базы сформированы разными допускающими независимую оптимизацию процессами, приведена на рис. 24, б [49]. За счет уменьшения эффективной ширины эмиттера и сопротивления базы достигается высокая частота отсечки и низкий шум-фактор. На рис. 25 приведены коэффициент усиления по мощности и другие показатели качества такого транзистора. Результаты получены из измерений  $s$ -параметров. Коэффициент однонаправленного усиления  $U$  в соответствии с формулой (84) изменяется по закону  $f^{-2}$ . Экстраполируя

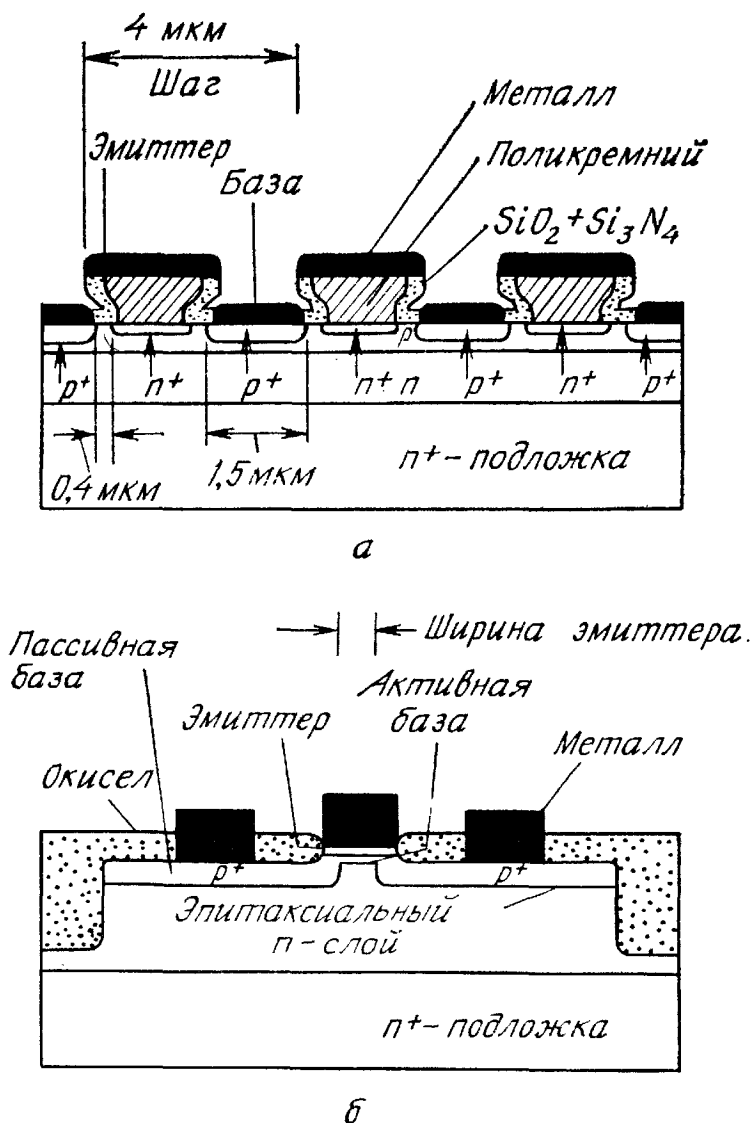


Рис. 24. Транзистор со ступенчатыми электродами (а) и с имплантированной базой (б) [49].

зависимость до  $U = 1$  (0 дБ), получим, что у исследуемого СВЧ-транзистора  $f_{\text{макс}}$  составляет 25 ГГц. Коэффициент максимального усиления  $G_{0 \text{ макс}}$  и коэффициент усиления по току в схеме с общим эмиттером  $h_{je}$  зависит от частоты по закону  $f^{-2}$ . Частота отсечки  $f_T$ , определяемая из условия  $h_{je} = 1$  (0 дБ), оказалась выше 5 ГГц. Минимальный шум-фактор увеличивается с 1 дБ при 1 ГГц до 4 дБ при 8 ГГц.

На рис. 26 приведена зависимость выходной СВЧ-мощности от частоты при современном состоянии технологии биполярных транзисторов [50]. Выходная мощность обратно пропорциональна квадрату частоты, что является результатом ограничения, налагаемого полем лавинного пробоя и предельной скоростью носителей [18] (гл. 10). В импульсном режиме работы на частоте 1 ГГц

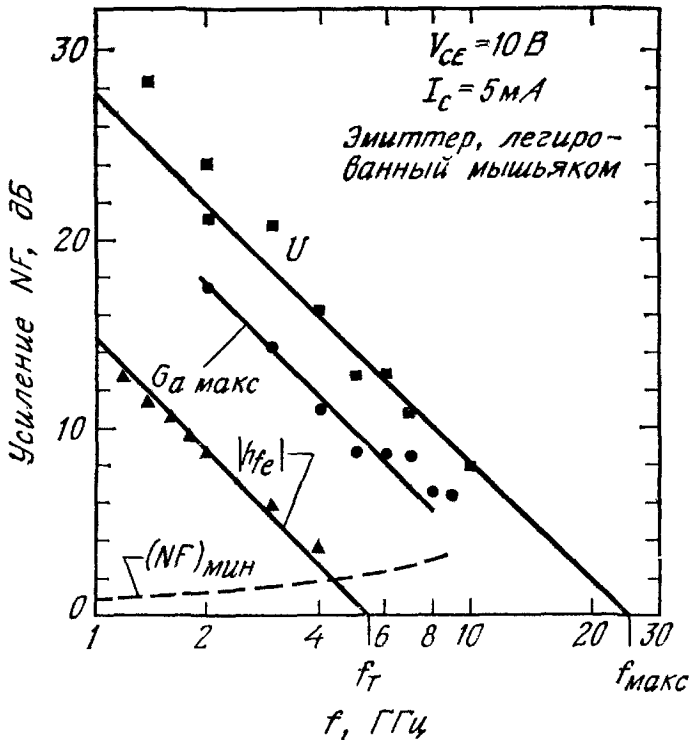


Рис. 25. Коэффициент однонаправленного усиления, коэффициент максимального усиления, коэффициент усиления в схеме с общим эмиттером и фактор шума биполярного транзистора, полученного имплантацией [49].

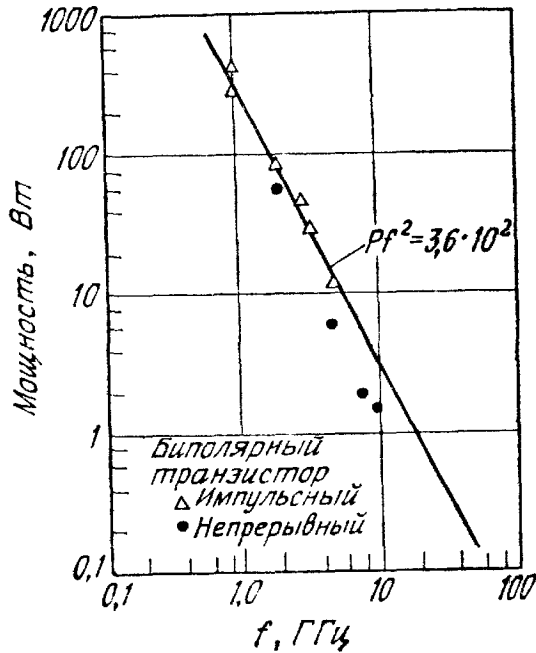


Рис. 26. Зависимость мощности от частоты для современных биполярных СВЧ-транзисторов [50].

может быть достигнута мощность  $\sim 500$  Вт. В непрерывном режиме получены следующие значения: 60 Вт на 2 ГГц, 6 Вт на 5 ГГц и 1,5 Вт на 10 ГГц. С развитием новых способов и технологических процессов следует ожидать трехкратного повышения предельных параметров по сравнению с полученными в настоящее время.

### 3.4. МОЩНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

#### 3.4.1. Распределение температуры и балластное сопротивление эмиттера

Мощные транзисторы проектируются для использования в усилителях мощности и регулирования высоких напряжений и больших токов. При разработке мощных транзисторов основное внимание уделяется абсолютным величинам рассеиваемой мощности и ограничениям работоспособности из-за вторичного пробоя. При описании СВЧ-транзисторов в разд. 3.3 особое внимание уделялось частоте отсечки и коэффициенту усиления по мощности. Однако между мощными транзисторами и СВЧ-транзисторами нет четко очерченной границы, так как произведение мощности на частоту в основном ограничено параметрами материала [18].

В мощных транзисторах с увеличением рассеиваемой мощности повышается температура переходов  $T_j$ . Максимум  $T_j$  ограничен температурой, при которой в базе достигается собственная проводимость полупроводника. При температуре, превышающей  $T_j$ , прибор перестает работать как транзистор из-за короткого замыкания между коллектором и эмиттером. Для улучшения характеристик транзистора последний необходимо помещать в корпус с хорошим теплоотводом, обеспечивающим эффективное рассеяние выделяемого при работе тепла.

Чтобы получать большие уровни мощности, необходимо правильно выбрать ширину полоски эмиттера  $S$  и толщину базы транзистора  $W_B$ . В мощных транзисторах также используют встречно-штыревые и многоэмиттерные структуры (рис. 22). Это позволяет пропускать через них большой ток и распределять его более равномерно.

На рис. 27, *a* и *б* приведены распределения тока и температуры вдоль половины перехода эмиттер—база транзистора (ширина полоски эмиттера составляет 250 мкм) для четырех различных условий смещения [51]. Полная входная мощность во всех случаях одинакова (60 Вт). Отметим, что при высоких напряжениях и малых токах (кривые *A* и *B*) ток концентрируется в центре полоски, где наблюдается также очень сильное повышение температуры. При низких напряжениях и больших токах (кривая *Г*) ток концентрируется вблизи края эмиттера (эффект вытеснения

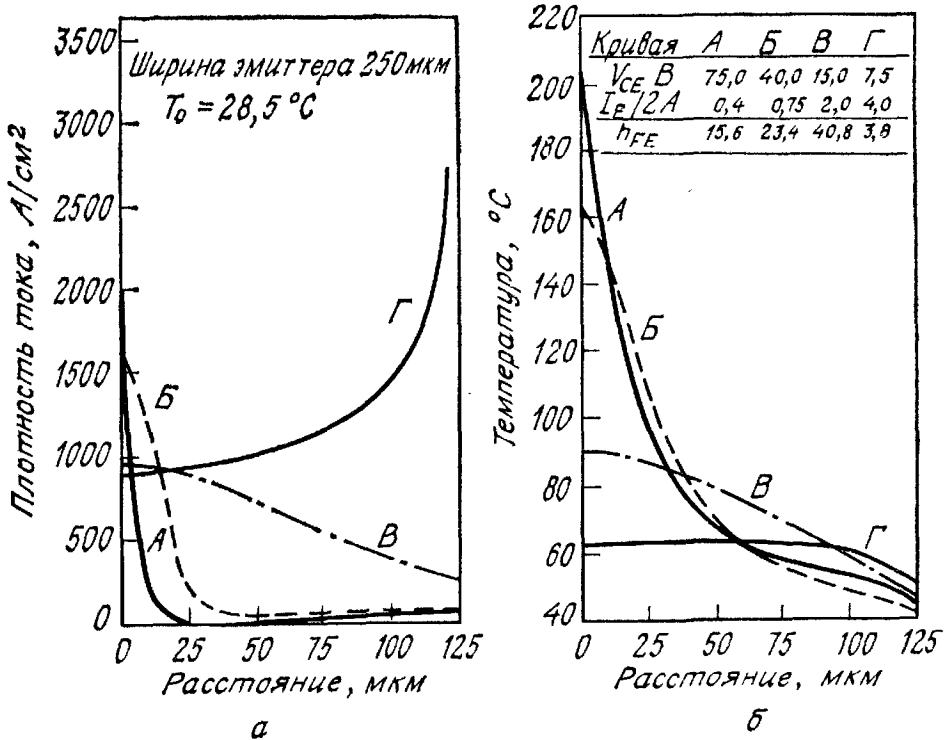


Рис. 27. Изменение плотности тока (а) и температуры (б) с расстоянием от центра перехода эмиттер — база [51].

эмиттера), а повышение температуры в центре полоски намного слабее. Следовательно, работа при высоких напряжениях и малых токах сопряжена с более сложными тепловыми условиями.

Для улучшения равномерности распределения тока во встречно-штыревом и многоэмиттерном транзисторах добавляют распределенное эмиттерное сопротивление  $R_E$ , которое ограничивает любое нежелательное увеличение тока через отдельный эмиттер. Такие последовательно включенные резисторы называют стабилизирующими резисторами или балластными эмиттерными резисторами. На рис. 28 (вставка) приведена схема включения балластного резистора  $R_E$ . Коллекторный ток в этой схеме [52] определяется выражением

$$I_C = I_{SO} \exp \left\{ \frac{qV_{in} - qI_C [(R_E + r_e)/\alpha + r_b (1/\alpha - 1) - E_g(T_j)]}{k(T_0 + R_{th}I_C V_C)} \right\}, \tag{87}$$

где  $I_{SO}$  — постоянная, не зависящая от температуры;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны при температуре перехода  $T_j$ ;  $T_0$  — температура окружающей среды;  $R_{th}$  — тепловое сопротивление. На рис. 28 приведены экспериментальные результаты (светлые кружки), которые хорошо согласуются с расчетными кривыми, полученными по формуле (87) (сплошные линии). При малых бал-

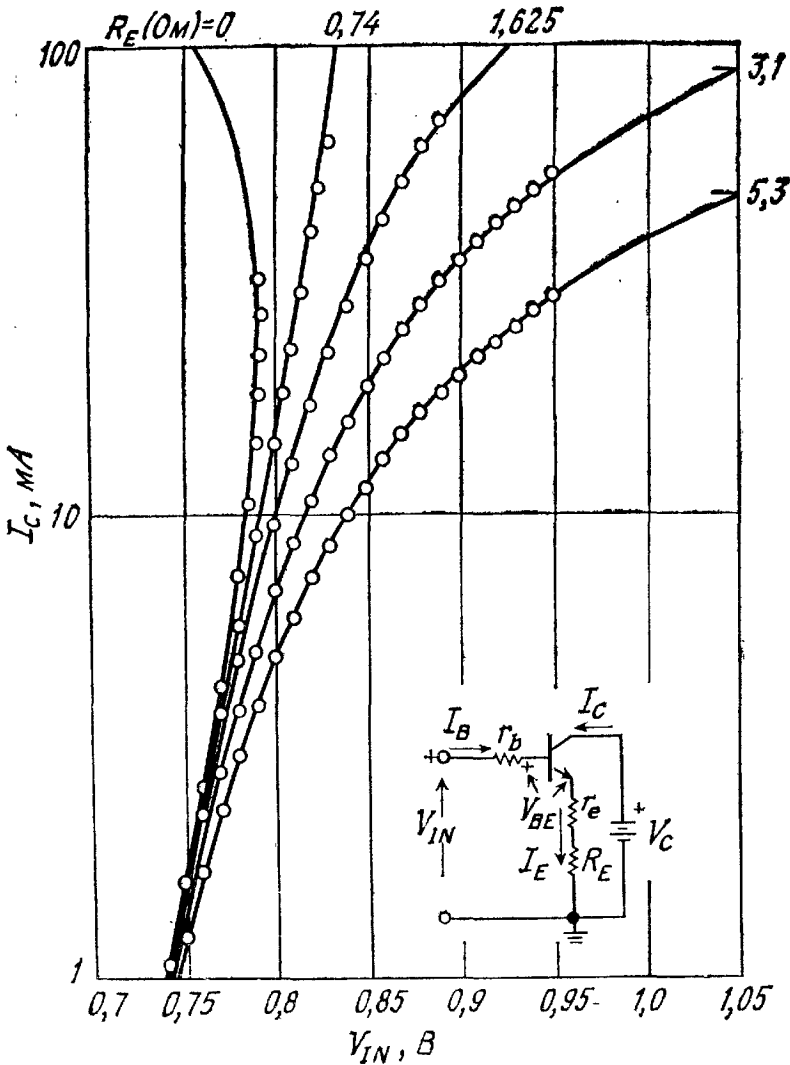


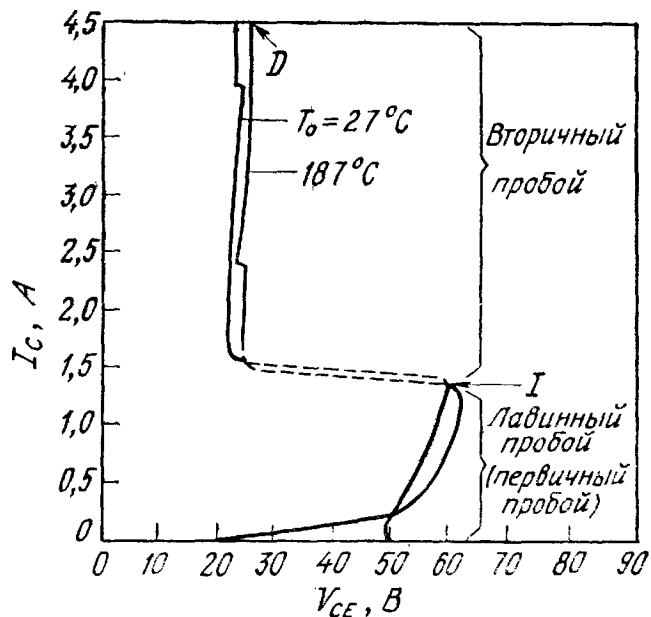
Рис. 28. Зависимость коллекторного тока от напряжения при различных балластных эмиттерных резисторах  $R_E$ . На вставке приведена эквивалентная схема с  $R_E$  [52].

ластных резисторах (менее 0,74 Ом) и при высоких плотностях тока дифференциальное сопротивление  $dV_{IN}/dI$  становится отрицательным, а ток — неуправляемым. Если  $R_E$  достаточно велико, транзистор абсолютно устойчив, так как дифференциальное сопротивление положительно.

### 3.4.2. Вторичный пробой

Использование мощных транзисторов и других полупроводниковых приборов часто ограничивается явлением, называемым вторичным пробоем, признаком которого служит резкое снижение напряжения на приборе с одновременным внутренним шнурованием тока. Об этом явлении впервые сообщили Торнтон и Симмонс [53], и с тех пор оно широко изучается при исследовании мощных

Рис. 29. Вольт-амперные характеристики транзистора в режиме вторичного пробоя для двух значений температуры [56].



полупроводниковых приборов [54, 55]. Транзисторы большой мощности должны работать в условиях безопасного режима, при которых мала вероятность возникновения вторичного пробоя.

Особенности вольт-амперной характеристики транзистора в режиме вторичного пробоя показаны на рис. 29 [56]. Когда напряжение, приложенное между эмиттером и коллектором, превышает величину, определенную формулой (44), происходит лавинный пробой (первичный пробой). При дальнейшем повышении напряжения наступает вторичный пробой. Экспериментальные результаты позволяют в общем случае выделить четыре стадии вторичного пробоя: на первой стадии наблюдается нестабильность тока при напряжениях, близких к пробивному; на второй стадии происходит переключение из области высокого в область низкого напряжения; третья стадия характеризуется возрастанием тока при низком напряжении; четвертая стадия соответствует разрушению прибора (буква  $D$  на рис. 29). Возникновение нестабильности вызвано в первую очередь температурными эффектами. Когда на транзистор поступает достаточно мощный импульс  $P = I_C \cdot BV_{CEO}$ , вызывающий вторичный пробой, последний наступает с некоторой задержкой во времени. Это время называют временем включения вторичного пробоя. На рис. 30 приведена типичная зависимость времени включения вторичного пробоя от величины мощности приложенного импульса при различной температуре окружающей среды [57]. Для определенного времени включения  $\tau$  существует температура включения вторичного пробоя  $T_{tr}$ , под которой следует понимать температуру «горячих» точек в момент, предшествующий лавинному пробую. Вели-

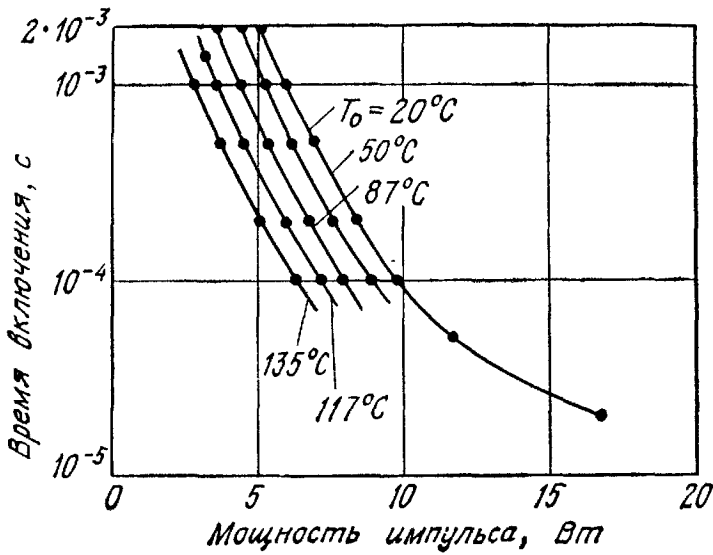


Рис. 30. Зависимость времени включения вторичного пробоя от мощности приложенного импульса при различной температуре окружающей среды [57].

чина  $T_{tr}$  связана с мощностью импульса  $P$  и с температурой окружающей среды  $T_0$  следующим соотношением:

$$T_{tr} - T_0 = C_1 P, \quad (88)$$

где  $C_1$  — постоянная. Из рис. 30 видно, что при фиксированной температуре соотношение между мощностью импульса и временем включения приблизительно равно

$$\tau \sim \exp(-C_2 P), \quad (89)$$

где  $C_2$  — постоянная.

Подставляя выражение (88) в формулу (89), получим

$$\tau \sim \exp\left[-\frac{C_2}{C_1}(T_{tr} - T_0)\right]. \quad (90)$$

Температура вторичного пробоя  $T_{tr}$  зависит от различных параметров и геометрии прибора. Для большинства кремниевых диодов и транзисторов температура  $T_{tr}$  соответствует той температуре, при которой концентрация носителей собственного материала  $n_i$  равна концентрации примеси в коллекторе (рис. 12, гл. 1). «Горячие» точки обычно располагаются вблизи центра прибора. Величина  $T_{tr}$  изменяется в зависимости от концентрации примеси в коллекторе, а отношение постоянных  $C_2/C_1$  определяется геометрией прибора. Поэтому время включения вторичного пробоя, зависящее экспоненциально от этих параметров (формула (90)), сильно колеблется для разных приборов.

За пределами области нестабильных токов напряжение на приборе резко падает. В течение этой второй стадии вторичного пробоя сопротивление точек локального пробоя резко уменьшается. На третьей стадии (стадии низкого напряжения) полу-



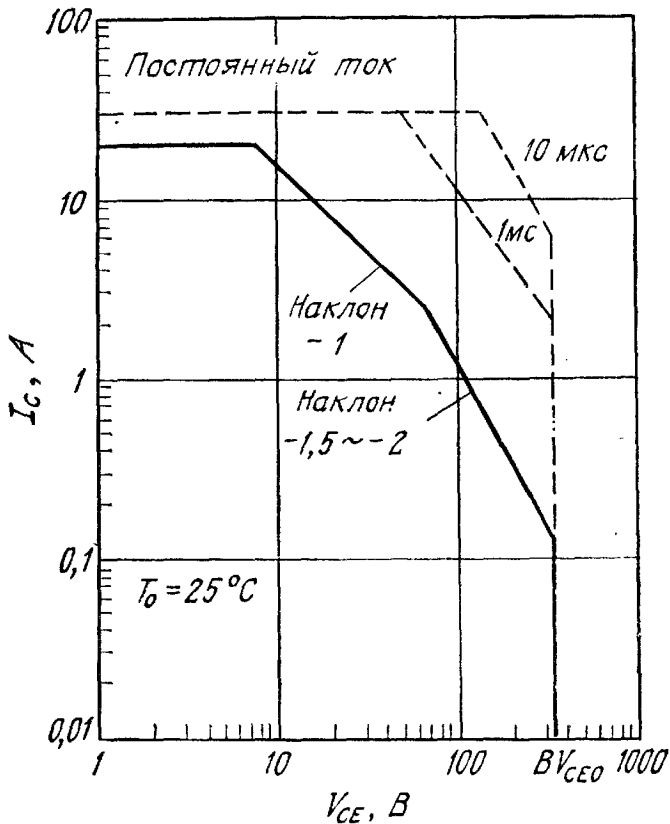


Рис. 31. Область безопасной работы транзистора [58].

проводник находится при высокой температуре, а вблизи точек пробоя становится собственным полупроводником. При дальнейшем возрастании тока точки пробоя начинают плавиться и наступает четвертая стадия — разрушение прибора.

Для защиты транзистора от постепенного разрушения необходимо установить область его безопасной работы. Типичный пример такой области для кремниевого мощного транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, приведен на рис. 31. Нагрузочная кривая коллекторной цепи для определенной схемы должна лежать ниже указанного допустимого предела. Ограничение вытекает из следующего требования: максимальная температура перехода не должна превышать 150 °С. На постоянном токе тепловой предел области безопасной работы определяется тепловым сопротивлением прибора  $R_{th}$  [58]:

$$R_{th} = \frac{T_j - T_0}{P}, \tag{91}$$

где  $P$  — рассеиваемая мощность. Следовательно, тепловой предел ограничивает максимально допустимую температуру перехода:

$$R_{th \text{ макс}} = \frac{T_{j \text{ макс}} - T_0}{(I_C \times V_{CE})_{\text{макс}}}. \tag{92}$$

Если  $T_{j \text{ макс}} = 150^\circ\text{C}$  и  $R_{th \text{ макс}}$  считать постоянным, то

$$(I_C \times V_{CE})_{\text{макс}} = \frac{T_{j \text{ макс}} - T_0}{R_{th \text{ макс}}} = \text{const.} \quad (93)$$

Следовательно, между  $\ln I_C$  и  $\ln V_{CE}$  существует линейная зависимость, и наклон их графика (рис. 31) равен  $-1$ . Как следует из рис. 27, при высоких напряжениях и малых токах в центре эмиттерной полоски может существенно повыситься температура, что ведет к возникновению вторичного пробоя, и наклон прямой принимает значение, лежащее между  $-1,5$  и  $-2$ . Другое ограничение области безопасной работы связано с напряжением первичного пробоя  $BV_{CEO}$  (вертикальная линия на рис. 31). В импульсном режиме область безопасной работы расширяется в сторону больших токов. При повышенной температуре окружающей среды тепловые ограничения снижают мощность, которую способен пропускать прибор (формула (93)), и область безопасной работы сужается.

### 3.5. ПЕРЕКЛЮЧАЮЩИЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Переключающие транзисторы используются в качестве ключей, которые могут за очень короткое время перейти из состояния с высоким напряжением и малым током в состояние с низким напряжением и большим током. Условия работы переключающих транзисторов отличаются от условий работы СВЧ-транзисторов. Дело в том, что процесс переключения представляет собой переходный процесс при больших сигналах, в то время как СВЧ-транзисторы обычно усиливают малые сигналы. Тем не менее геометрия переключающего транзистора аналогична геометрии СВЧ-транзистора (рис. 17).

Наиболее важными параметрами переключающего транзистора являются коэффициент усиления по току и время переключения. Чтобы улучшить коэффициент усиления по току, достаточно снизить степень легирования базовой области. Для уменьшения времени переключения транзистор может быть легирован золотом, которое образует центры рекомбинации вблизи середины запрещенной зоны.

Переключающий транзистор допускает различные режимы работы. Два основных режима и соответствующие нагрузочные линии приведены на рис. 32, а. По степени использования определенных областей выходных характеристик транзисторов они получили названия режима насыщения и токового режима. Выходные характеристики принято делить на три области: Область I: область отсечки, коллекторный ток отсутствует, эмиттерный и коллекторный переходы обратны смещены.

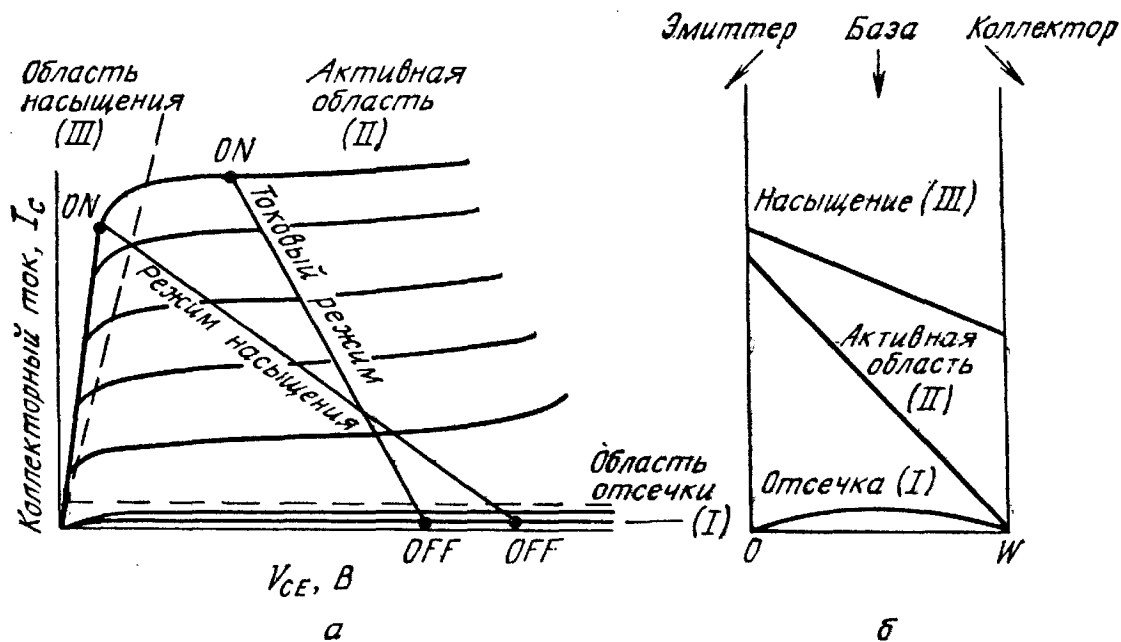


Рис. 32. Режимы работы переключающего транзистора [59].

*a* — способы переключения; *б* — распределение неосновных носителей в базе при отсечке, в активной области и при насыщении.

Область II: активная область, эмиттер смещен в прямом направлении, а коллектор в обратном.

Область III: область насыщения, эмиттер и коллектор смещены в прямом направлении.

Распределения неосновных носителей в базе транзистора, соответствующие областям отсечки, активной области и области насыщения, приведены на рис. 32, б [59].

Для обоих режимов выключенное состояние (OFF) характеризуется сдвигом рабочей точки по нагрузочной линии в область отсечки транзистора. Итак, способ переключения в первую очередь определяется уровнем прямого тока и положением рабочей точки во включенном состоянии (ON). Чаще всего применяют режим насыщения как наиболее близкий к режиму работы идеального ключа. Фактически в транзисторе в выключенном состоянии разомкнута цепь между эмиттером и коллектором, а во включенном состоянии она короткозамкнута. Токовый режим используют для высокоскоростного переключения, так как при этом исключается время рассасывания, связанное с пребыванием транзистора в области насыщения.

Рассмотрим теперь поведение транзистора при переключении на основе модели Эберса—Молла. Введенные выше в выражения (47а) и (47б) коэффициенты  $a$  с соответствующими индексами можно определить из совокупности четырех величин, допускающих непосредственное измерение:

$I_{EO}$ : обратный ток насыщения эмиттерного перехода при разомкнутом коллекторе,

$$e^{qV_{EB}/kT} \ll 1, \quad I_C = 0.$$

$I_{CO}$ : обратный ток насыщения коллекторного перехода при разомкнутом эмиттере,

$$e^{qV_{CB}/kT} \ll 1, \quad I_E = 0.$$

$\alpha_N$ : нормальный коэффициент усиления по току при нормальных условиях включения, когда эмиттер смещен в прямом направлении, а коллектор в обратном. Тогда коллекторный ток равен  $I_C = -\alpha_N I_E + I_{CO}$ .

$\alpha_I$ : инверсный коэффициент усиления по току при обратном включении, т. е. когда эмиттер смещен в обратном направлении, а коллектор в прямом. Тогда эмиттерный ток равен  $I_E = -\alpha_I I_C + I_{EO}$ . В большинстве транзисторов площадь эмиттера меньше площади коллектора и последний немного эффективнее собирает носители, инжектированные эмиттером. Поэтому обычно  $\alpha_N > \alpha_I$ .

Приведенные выше величины позволяют представить коэффициенты входящие в выражения (47а) и (47б), в следующей форме:

$$a_{11} = -\frac{I_{EO}}{1 - \alpha_N \alpha_I}, \quad a_{12} = \frac{\alpha_I I_{CO}}{1 - \alpha_N \alpha_I}, \quad (94)$$

$$a_{21} = \frac{\alpha_N I_{EO}}{1 - \alpha_N \alpha_I}, \quad a_{22} = -\frac{I_{CO}}{1 - \alpha_N \alpha_I}.$$

В областях I и II коллекторный переход смещен в обратном направлении. Поэтому формулы (47а) и (47б) можно записать в более простом виде

$$I_E = -\frac{I_{EO}}{1 - \alpha_N \alpha_I} e^{qV_{EB}/kT} + \frac{(1 - \alpha_N) I_{EO}}{1 - \alpha_N \alpha_I}, \quad (95a)$$

$$I_C = \frac{\alpha_N I_{EO}}{1 - \alpha_N \alpha_I} e^{qV_{EB}/kT} + \frac{(1 - \alpha_I) I_{CO}}{1 - \alpha_N \alpha_I}. \quad (95b)$$

Эквивалентная схема, соответствующая выражениям (95), приведена на рис. 33, а. Для учета конечной проводимости полупроводникового материала в схему добавлены сопротивления базы  $r_b$ , эмиттера  $r_e$  и коллектора  $r_c$ . В области III за независимые переменные удобно принять токи. Из приведенных выше выражений следует

$$V_{EB} = \frac{kT}{q} \ln \left( -\frac{I_E + \alpha_I I_C}{I_{EO}} + 1 \right), \quad (96a)$$

$$V_{CB} = \frac{kT}{q} \ln \left( -\frac{I_C + \alpha_N I_E}{I_{CO}} + 1 \right). \quad (96b)$$

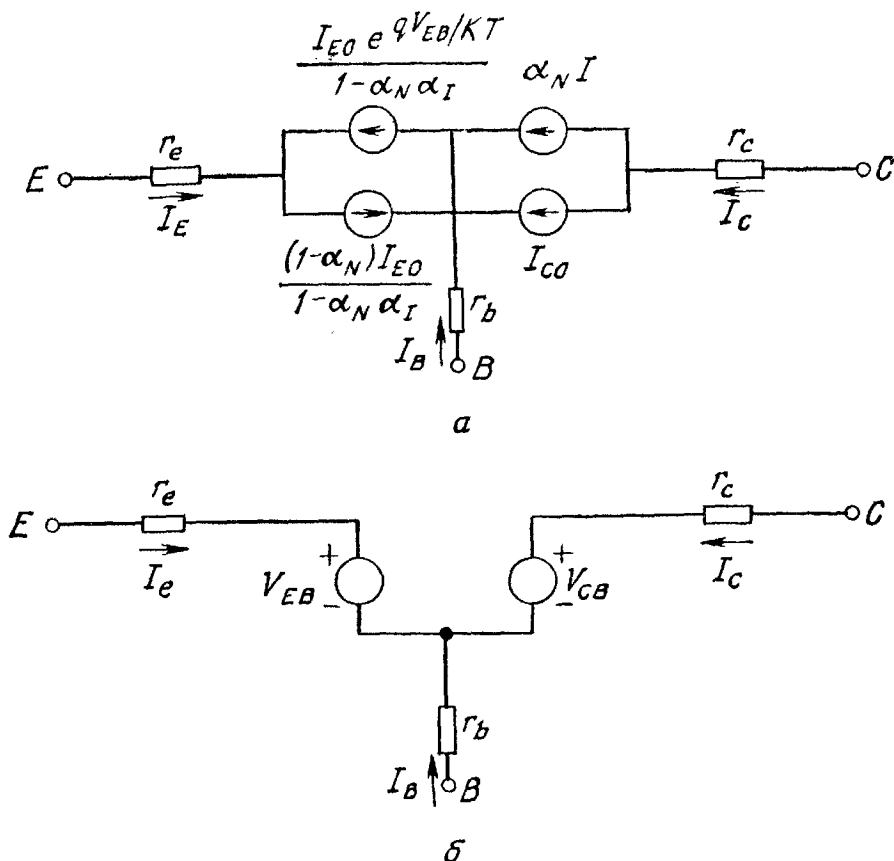


Рис. 33. Эквивалентные схемы переключающего транзистора [32].  
 а — для областей I и II; б — для области III.

На рис. 33, б приведена эквивалентная схема транзистора для области III. Формулы (95) и (96) позволяют анализировать нелинейные задачи переключения транзисторов в режиме большого сигнала.

Для описания характеристик переключающего транзистора необходимо определить следующие пять параметров: предельный ток, максимально допустимое напряжение, импедансы во включенном и выключенном состояниях и время переключения. Предельный ток определяется допустимой мощностью рассеяния и так же, как в мощных транзисторах, задается тепловым ограничением. Максимально допустимое напряжение определяется напряжением пробоя или прокола, рассмотренным выше. Импедансы во включенном и выключенном состояниях могут быть получены из формул (95) и (96) при соответствующих граничных условиях. Например, для схемы с общей базой эти импедансы имеют вид

$$V_C/I_C \text{ (выкл., область I)} = \frac{V_C(1 - \alpha_N \alpha_I)}{I_{CO} - \alpha_N I_{EO}}, \quad (97)$$

$$V_C/I_C \text{ (вкл., область III)} = \frac{kT}{qI_C} \ln \left( -\frac{I_C + \alpha_N I_E}{I_{CO}} \right). \quad (98)$$

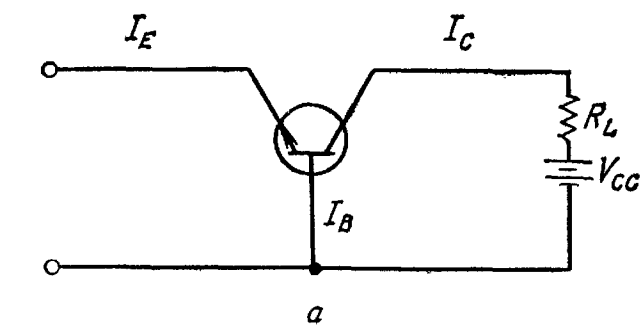
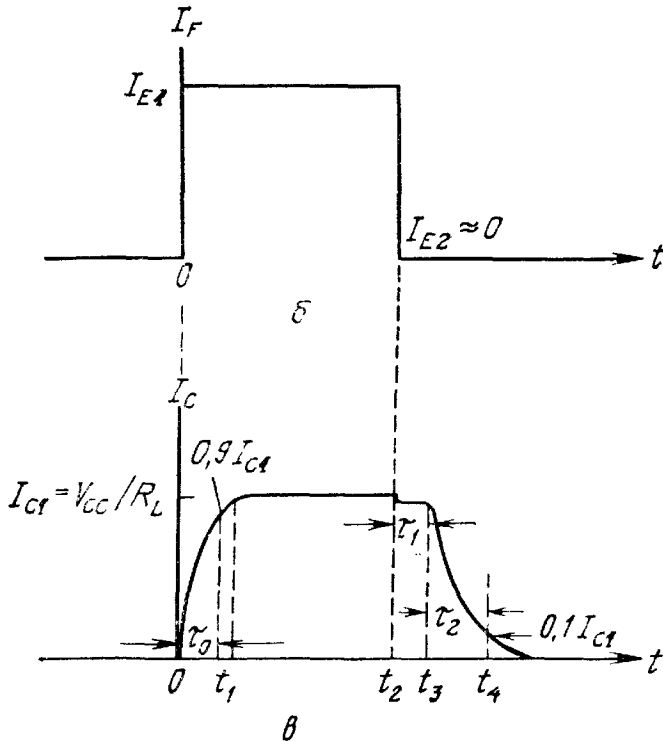


Рис. 34. Переключение  $n-p-n$ -транзистора в схеме с общей базой [59].

$a$  — схема включения;  $b$  — входной импульс эмиттерного тока;  $v$  — соответствующий отклик коллекторного тока.



Из выражения (97) видно, что импеданс в выключенном состоянии выше при малых обратных токах насыщения переходов  $I_{CO}$  и  $I_{EO}$ . Импеданс во включенном состоянии, определяемый формулой (98), в первом приближении обратно пропорционален коллекторному току  $I_C$  и очень мал при большой величине  $I_C$ . Омические сопротивления (рис. 33, б) вносят существенный вклад в полный импеданс транзистора и должны приниматься в расчет.

Рассмотрим теперь время переключения, т. е. время, необходимое для перевода транзистора из выключенного состояния во включенное или обратно. В общем случае время включения отличается от времени выключения [59]. На рис. 34, а представлен процесс переключения транзистора, включенного по схеме с общей базой. После подачи импульса на эмиттерный вывод (рис. 34, б) происходит включение транзистора на интервале времени от  $t = 0$  до  $t_1$  (рис. 34, в), а переходный процесс включения определяется параметрами активного режима (область II). В момент времени  $t_1$  рабочая точка попадает в область насыщения

тока (область III). Время, необходимое для нарастания тока до уровня 90 % тока насыщения ( $=V_{CC}/R_L$ ), называют временем включения  $\tau_0$ . В момент времени  $t_2$  ток эмиттера снижается до нуля и начинается процесс выключения. В интервале от  $t_2$  до  $t_3$  плотность неосновных носителей в базовом слое остается большой, что соответствует режиму области III (рис. 32, б), но постепенно она снижается до нуля. В течение отрезка времени  $\tau_1$  импеданс транзистора сохраняется низким и коллекторный ток определяется внешней цепью. В момент времени  $t_3$  плотность носителей около коллекторного перехода становится близкой 0. Одновременно быстро возрастает импеданс коллекторного перехода и транзистор начинает работать в активной области II. Интервал времени  $\tau_1$  называют временем рассасывания носителей. Начиная с момента  $t_3$  переходный процесс рассчитывается, исходя из параметров активной области II. К моменту времени  $t_4$  коллекторный ток снижается до 10 % максимального значения. Интервал времени  $\tau_2$ , заключенный между  $t_3$  и  $t_4$ , называют временем спада.

Время включения  $\tau_0$  можно получить из анализа переходного процесса в активном режиме. Для ступенчатого входного сигнала  $I_{E1}$  преобразование Лапласа имеет вид  $I_{E1}/s$ . Если коэффициент усиления в схеме с общей базой представить в виде  $\alpha_N/(1 + j\omega/\omega_N)$ , где  $\omega_N$  — частота отсечки коэффициента  $\alpha$ , при которой  $\alpha/\alpha_N = 1/\sqrt{2}$ , то преобразование Лапласа для коэффициента усиления имеет вид  $\alpha_N/(1 + s/\omega_N)$ . Тогда для коллекторного тока преобразование Лапласа будет иметь следующий вид:

$$I_C(s) = \frac{\alpha_N}{1 + s/\omega_N} \frac{I_{E1}}{s}. \quad (99)$$

Обратное преобразование Лапласа этого выражения записывается в виде

$$I_C = I_{E1}\alpha_N(1 - e^{-\omega_N t}). \quad (100)$$

Обозначив через  $I_{C1} \approx V_{CC}/R_L$  величину коллекторного тока в режиме насыщения и подставив  $I_C = 0,9I_{C1}$  в формулу (100), получим значение  $\tau_0$ :

$$\tau_0 = \frac{1}{\omega_N} \ln \left( \frac{I_{E1}}{I_{E1} - 0,9I_{C1}/\alpha_N} \right). \quad (101)$$

На основе подхода, аналогичного изложенному выше, можно получить формулу для времени рассасывания и времени спада переходного процесса выключения транзистора в схеме с общей базой [59]:

$$\tau_1 = \frac{\omega_N + \omega_I}{\omega_N \omega_I (1 - \alpha_N \alpha_I)} \ln \left[ \frac{I_{E1} - I_{E2}}{(I_{C1}/\alpha_N) - I_{E2}} \right], \quad (102)$$

$$\tau_2 = \frac{1}{\omega_N} \ln \left( \frac{I_{C1} - \alpha_N I_{E2}}{0,1I_{C1} - \alpha_N I_{E2}} \right), \quad (103)$$

где  $\omega_f$  — частота отсечки инверсного коэффициента  $\alpha_f$  (величины  $I_{E1}$  и  $I_{E2}$  указаны на рис. 34). Из формулы (102) следует, что время рассасывания становится равным 0, если транзистор не попадает в область насыщения III (как при токовом режиме работы), поскольку в этом случае  $I_{C1} = \alpha_N I_{E1}$ . Приведенные выше выражения можно использовать для схемы с общим эмиттером, если выполнить следующую замену величин: при определении  $\tau_0$  и  $\tau_2$  частота  $\omega_N$  заменяется на частоту отсечки  $\beta$ , равную  $\omega_N/(1 - \alpha_N)$ ,  $I_{E1}$  и  $I_{E2}$  заменяются на  $I_{B1}$  и  $I_{B2}$ , а  $\alpha_N$  заменяется на  $\alpha_N/(1 - \alpha_N)$ ; при определении  $\tau_1$  производятся две последние замены:  $I_{E1}$  и  $I_{E2}$  заменяются на  $I_{B1}$  и  $I_{B2}$ , а  $\alpha_N$  заменяется на  $\alpha_N/(1 - \alpha_N)$ .

Из приведенных выше соотношений вытекает, что время переключения, т. е. время включения  $\tau_0$  и время выключения ( $\tau_1 + \tau_2$ ), обратно пропорционально частоте отсечки. Для повышения скорости переключения необходимо увеличить частоту отсечки. Важно отметить, что быстроедействие большинства переключающих транзисторов ограничено накоплением в коллекторе, которое может быть снижено при увеличении частоты отсечки.

### 3.6. РАЗНОВИДНОСТИ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

#### 3.6.1. Масштабирование транзисторов

В интегральных схемах (ИС), и особенно в сверхбольших интегральных схемах (СБИС), для повышения быстродействия и плотности размещения элементов необходимо уменьшать размеры биполярных транзисторов. Прогресс в уменьшении размеров биполярных транзисторов за последнее десятилетие проиллюстрирован на рис. 35 [60]. Отметим, что основное отличие транзисторов интегральных схем (интегральных транзисторов) от дискретных транзисторов заключается в планарном расположении всех выводов на верхней поверхности подложки, а также в необходимости электрической изоляции транзисторов для предотвращения паразитного взаимодействия между ними. До 1970 г. использовалась изоляция  $p$ - $n$ -переходом (рис. 35, а) и коллекторные области  $n$ -типа отделялись друг от друга изолирующими  $p$ -областями, смещенными в обратном направлении. С 1971 г. начали применять изоляцию приборов термически выращенным окислом, что привело к существенному уменьшению размеров (рис. 35, б). В 1975 г. научились ограничивать окисной стенкой эмиттер, и площадь дополнительно уменьшилась на 50 % (рис. 35, в). В настоящее время уменьшение всех размеров осуществляется на основе принципа масштабирования: если коэффициент масштабирования равен 2, то в результате площадь уменьшается в четыре раза, а ширина базы — в два раза (рис. 35, г).



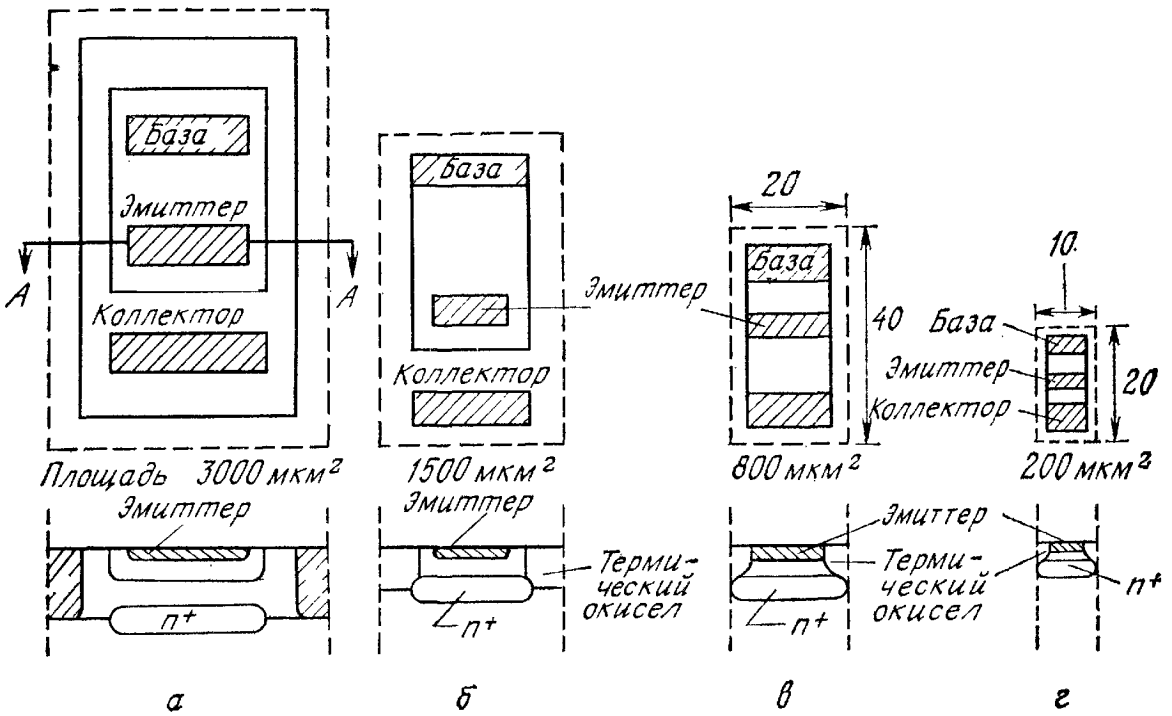


Рис. 35. Уменьшение горизонтальных и вертикальных размеров биполярных транзисторов за последнее десятилетие [60].

а — изоляция  $p-n$ -переходом; б — окисная изоляция; в, г — масштабирование транзисторов с окисной изоляцией.

Трехмерное изображение транзистора с окисной изоляцией приведено на рис. 36. Изолирующие области можно выполнять непосредственно внутри транзистора, что не только уменьшает общую площадь, но и значительно улучшает характеристики прибора из-за уменьшения паразитных емкостей. С развитием ионной имплантации, литографии и методов сухого травления можно

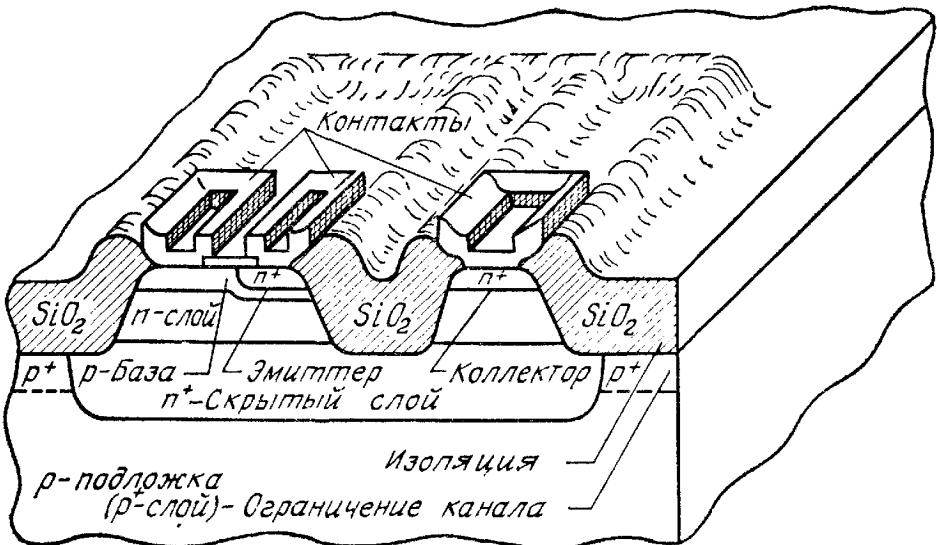


Рис. 36. Трехмерное изображение транзистора с окисной изоляцией [11].

в недалеком будущем ожидать появления биполярных транзисторов с субмикронными размерами, обладающих произведением мощности на время задержки менее 1 пДж.

### 3.6.2. Интегральная инжекционная логика [61, 62]

Интегральная инжекционная логика (И<sup>2</sup>Л) с 1972 г. получила широкое распространение в логических и запоминающих устройствах. Ее привлекательными особенностями являются совместимость с технологией биполярных транзисторов, простота топологии и высокая плотность упаковки. Эквивалентная электрическая схема и разрез структуры интегральной инжекционной логики представлены на рис. 37. Базовый элемент И<sup>2</sup>Л содержит продольный  $p-n-p$ -транзистор  $Q_1$  и инверсный вертикальный многоколлекторный  $n-p-n$ -транзистор  $Q_2$ . Поскольку для И<sup>2</sup>Л не требуются изолирующие области и резисторы, плотность упа-

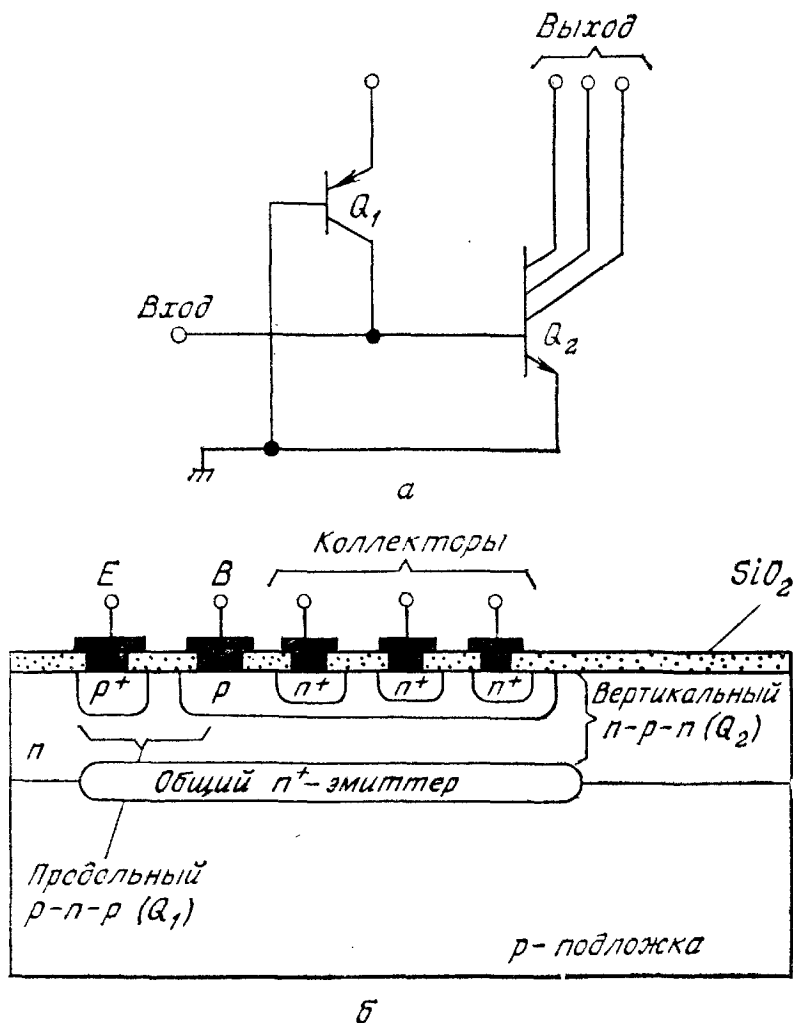


Рис. 37. Интегральная инжекционная логика.

а — эквивалентная схема элемента; б — разрез элемента.

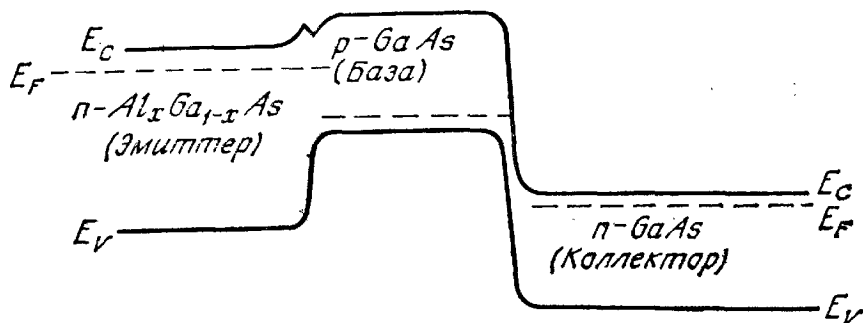


Рис. 38. Зонная диаграмма гетеропереходного  $n-p-n$ -транзистора.

ковки схем может быть очень высокой. Для повышения быстродействия в качестве коллекторов целесообразно использовать диоды Шоттки (гл. 5) [63].

### 3.6.3. Транзисторы с гетеропереходами [64]

Энергетическая зонная диаграмма гетеропереходного транзистора с широкозонным эмиттером приведена на рис. 38. Прибор имеет эмиттер  $n$ -типа из  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , базу  $p$ -типа из  $\text{GaAs}$  и коллектор  $n$ -типа из  $\text{GaAs}$ . К преимуществам гетеротранзистора относится следующее: 1) высокая эффективность эмиттера, так как потоку дырок (неосновных носителей в эмиттере) из базы в эмиттер препятствует высокий барьер в валентной зоне; 2) уменьшенное сопротивление базы, поскольку база может быть сильно легирована без снижения эффективности эмиттера; 3) меньшее вытеснение тока в эмиттере вследствие малого падения напряжения вдоль перехода эмиттер—база; 4) улучшенная переходная характеристика из-за высокого коэффициента усиления по току и низкого сопротивления базы; 5) расширенный температурный диапазон — гетеротранзистор может работать при более высоких температурах ( $\sim 350^\circ\text{C}$ ), так как ширина его запрещенной зоны больше, и при низких температурах (вплоть до гелиевых (4 К)), так как содержит мелкие примесные уровни. В настоящее время получены гетеротранзисторы с коэффициентом усиления по току  $\beta_0 \approx 350$  [65]. Однако из-за технологических ограничений частота отсечки не превышает 1 ГГц.

### 3.6.4. Транзисторы на горячих электронах

Горячими считаются те электроны, энергия которых превышает энергию Ферми на несколько  $kT$ , где  $k$  — постоянная Больцмана, а  $T$  — температура решетки. Было предложено много трехэлектродных структур, подобных биполярным транзисторам, с переносом горячих электронов от эмиттера к коллектору. Первый такой прибор со структурой металл—диэлектрик—металл—

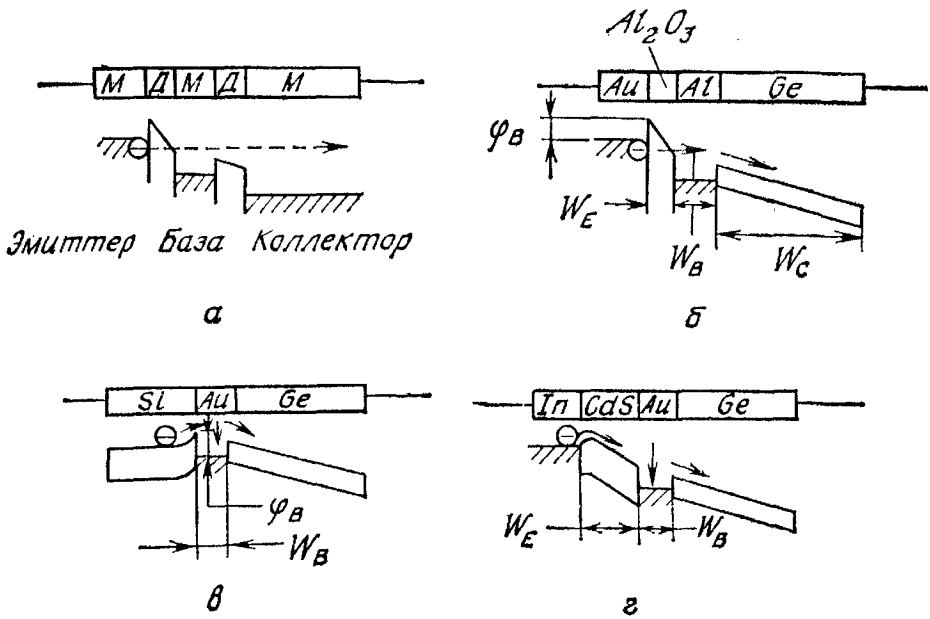


Рис. 39. Транзисторы на горячих электронах [67].

*a* — МДМДМ-структура; *б* — туннельный транзистор; *в* — транзистор с металлической базой; *г* — транзистор с ограничением тока пространственным зарядом.

диэлектрик—металл (МДМДМ), в котором протекание тока в слое диэлектрика происходило за счет тунnelирования (рис. 39, *a*), известен с 1960 г. [66]. Лучшие характеристики имеет прибор с коллектором в виде диода Шоттки (рис. 39, *б*). Дальнейшее улучшение прибора связано с использованием эмиттера в виде барьера Шоттки (рис. 39, *в*). Предлагалось также использовать эмиттер в режиме ограничения тока пространственным зарядом (рис. 39, *г*).

Основное отличие этих транзисторов от других приборов заключается в способе инжекции электронов в базу [67]. Только транзистор с металлической базой обладает потенциально лучшими СВЧ-характеристиками, чем биполярный транзистор. Однако экспериментально полученные значения  $\alpha_0$  при комнатной температуре малы ( $\sim 0,3$ ). Эти результаты получены для транзистора со структурой Si—Au—Ge при толщине золотой пленки 90 Å [68]. Использование перспективных технологических методов (молекулярно-лучевой эпитаксии, выращивания монокристаллических пленок металла на полупроводниках [69] и переход на работу при низких температурах) позволяет надеяться на получение хороших высокочастотных характеристик и высоких коэффициентов усиления по току.

### 3.6.5. Транзисторы с проникаемой базой [70]

Трехмерное изображение транзистора с проникаемой базой приведено на рис. 40. Прибор имеет четырехслойную структуру: подложку из GaAs  $n^+$ -типа, слой эмиттера из GaAs  $n$ -типа, фигур-

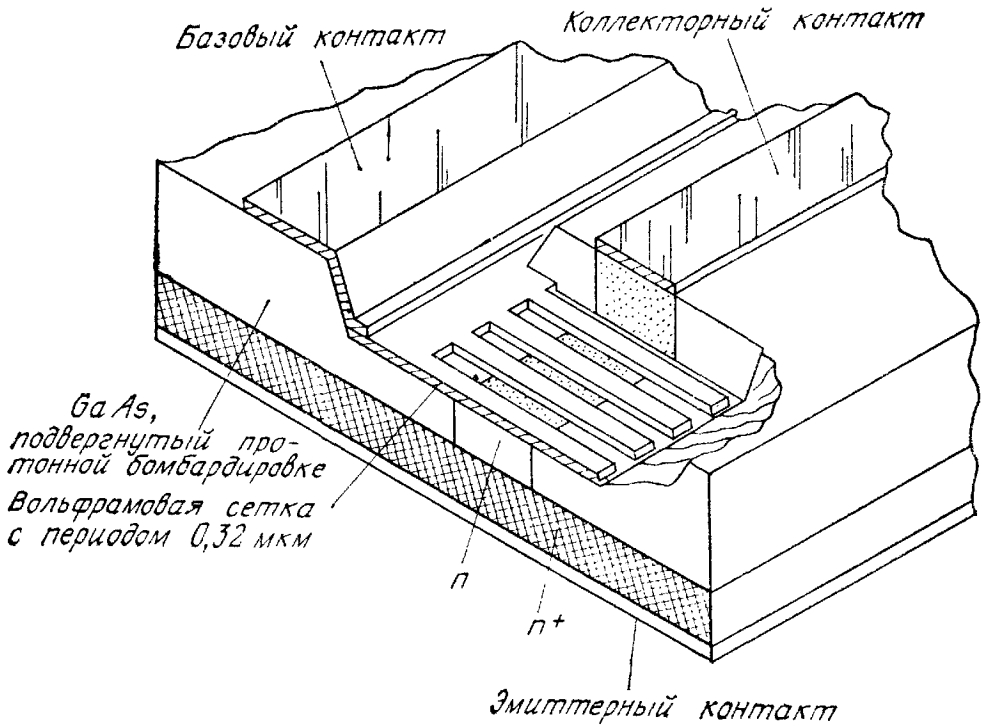


Рис. 40. Транзистор с проникающей базой [70].

Коллектор

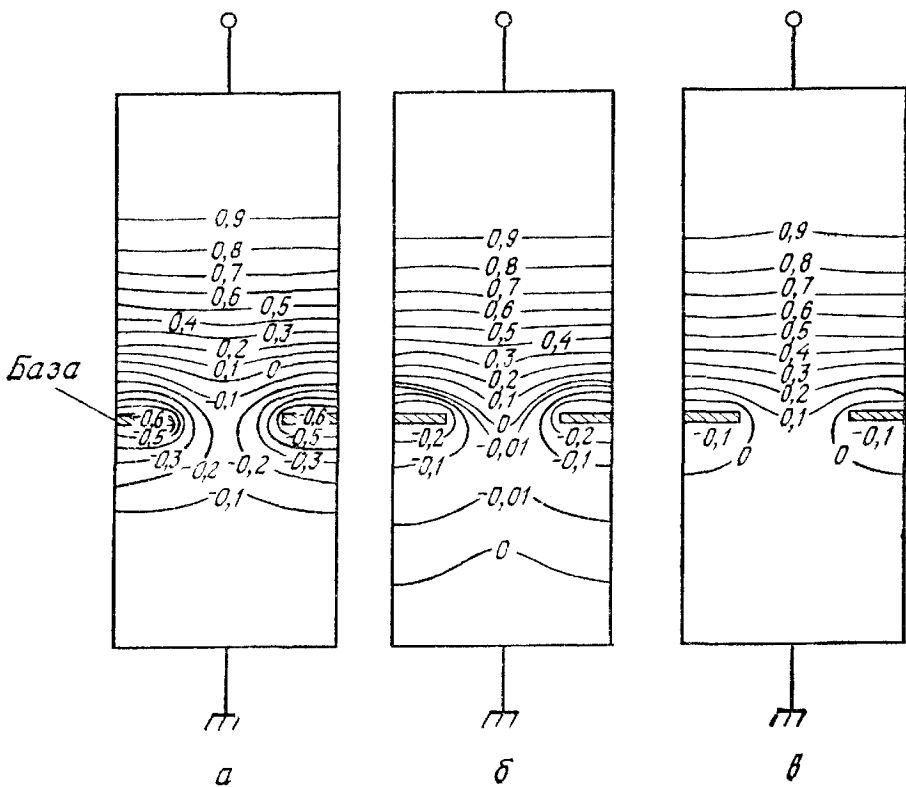


Рис. 41. Эквипотенциальные линии отдельной ячейки транзистора с проникающей базой при различных условиях смещения [70].

$a$  — при  $V_{BE} = 0 \text{ В}$ ;  $б$  — при  $V_{BE} = 0,3 \text{ В}$ ;  $в$  — при  $V_{BE} = 0,5 \text{ В}$ .

ную металлическую сетку (из вольфрама толщиной 200 Å), образующую барьер Шоттки высотой 0,8 В, и слой коллектора *n*-типа. Ширина металлических полосок и зазоры между ними составляют 1600 Å. При изготовлении транзистора с проницаемой базой были использованы рентгенолитография и эпитаксиальное наращивание полупроводникового слоя над металлическим слоем. На рис. 41 приведены теоретически полученные эквипотенциальные линии в поперечном сечении прибора для трех различных условий смещения. На рис. 41, *а* к коллектору приложено напряжение 1 В, а база и эмиттер заземлены. При движении от эмиттера к коллектору электроны должны пройти через область с отрицательным потенциалом, т. е. над потенциальным барьером. В центре зазора между металлическими полосками барьер наиболее низкий (0,25 В), а около границы металл—полупроводник барьер наиболее высокий (0,6 В). Наличие высокого барьера обуславливает малую плотность тока в цепи коллектора ( $\sim 5$  А/см<sup>2</sup>). Однако, если сместить базу в прямом направлении на 0,3 В (рис. 41, *б*), барьер понизится и плотность коллекторного тока возрастет до 900 А/см<sup>2</sup>. При дальнейшем повышении смещения на базе накопление носителей приведет к ограничению тока пространственным зарядом (рис. 41, *в*). Коэффициент усиления по току в схеме с общей базой при смещении на базе ниже 0,4 В остается выше 0,99 благодаря потенциалу барьера Шоттки. Когда напряжение на базе достигает 0,5 В, величина  $\alpha_0$  уменьшается до 0,96, а при дальнейшем повышении напряжения на базе  $\alpha_0$  резко снижается. При базовой сетке с достаточно малыми межэлектродными зазорами и при соответствующих концентрациях носителей за счет барьерного ограничения тока можно получить высокие плотности управляемых токов и, как следствие, большую крутизну и высокую предельную частоту  $f_{\text{макс}}$  прибора. Название «транзистор с проницаемой базой» происходит из аналогии с биполярным транзистором (протекание тока, управляемого барьером) и из аналогии (по структуре) с транзистором с металлической базой [70]. На первых образцах приборов [70] были получены  $f_{\text{макс}} \approx 17$  ГГц, коэффициент усиления 13 дБ на 4 ГГц, коэффициент шума 3,5 дБ на 4 ГГц. Численное моделирование указывает на возможность значительного увеличения  $f_{\text{макс}}$  при соответствующем масштабировании размеров.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bardeen J., Brattain W. H. The Transistor, A Semiconductor Triode, *Phys. Rev.*, **74**, 230 (1948).
2. Shockley W. The Theory of *p* — *n* Junctions in Semiconductors and *p* — *n* Junction Transistors, *Bell Syst. Tech. J.*, **28**, 435 (1949).
3. Hall R. N., Dunlap W. C. *p* — *n* Junctions Prepared by Impurity Diffusion, *Phys. Rev.*, **80**, 467 (1950).

4. Teal G. K., Sparks M., Buehler E. Growth of Germanium Single Crystals Containing  $p-n$  Junctions, *Phys. Rev.*, **81**, 637 (1951).
5. Pfann W. H. Principles of Zone-Refining, *Trans. AIME*, **194**, 747 (1952).
6. Tanenbaum M., Thomas D. E. Diffused Emitter and Base Silicon Transistor, *Bell Syst. Tech. J.*, **35**, 1 (1956).
7. Theuerer H. C., Kleimack J. J., Loar H. H., Christenson H. Epitaxial Diffused Transistors, *Proc. IRE*, **48**, 1642 (1960).
8. Hoerni J. A. Planar Silicon Transistor and Diodes, IRE Electron Devices Meet., Washington, D. C., 1960.
9. Lespelter M. P. Beam-Lead Technology, *Bell Syst. Tech. J.*, **45**, 233 (1966).
10. Shockley W., U. S. Patent 2,787,564 (1954). For a view on ion implantation, see Gibbons J. F. Ion Implantation in Semiconductors — Part I, Range Distribution Theory and Experiments, *Proc. IEEE*, **56**, 295 (1968).
11. Labuda E. F., Clemens J. T. Integrated Circuit Technology, in Kirk R. E., Othmer D. F., Eds., *Encyclopedia of Chemical Technology*, Wiley, N. Y., 1980.
12. Phillips A. B. Transistor Engineering, McGraw-Hill, N. Y., 1962.
13. Gartner W. W. Transistors, Principle, Design and Application, D. Van Nostrand, Princeton, N. Y., 1960.
14. SEEC (Semiconductor Electronics Education Committee), 4 vols.
  - (1) Adler R. B., Smith A. C., Longini R. L. Introduction to Semiconductor Physics. SEEC, Vol. 1, Wiley, N. Y., 1966.
  - (2) Gray P. E., DeWitt D., Boothroyd A. R., Gibbons J. F. Physical Electronics and Circuit Models of Transistors, SEEC, Vol. 2, Wiley, N. Y., 1966.
  - (3) Searle C. L., Boothroyd A. R., Angelo E. J., Gray P. E., Pederson D. O. Elementary Circuit Properties of Transistors, SEEC, Vol. 3, Wiley, N. Y., 1966.
  - (4) Thornton R. D., DeWitt D., Chenette E. R., Gray P. E. Characteristics and Limitations of Transistors, SEEC, Vol. 4, Wiley, N. Y., 1966.
15. Pritchard R. L. Electrical Characteristics of Transistors, McGraw-Hill, N. Y., 1967.
16. Ghandhi S. K. Semiconductor Power Devices, Wiley, N. Y., 1977.
17. Muller R. S., Kamins T. I. Device Electronics for Integrated Circuits, Wiley, N. Y., 1977.
18. Johnson E. O. Physical Limitations on Frequency and Power Parameters of Transistors, *IEEE Int. Conv. Rec.*, Pt. 5, p. 27 (1965).
19. Moll J. L., Ross I. M. The Dependence of Transistor Parameters on the Distribution of Base Layer Resistivity, *Proc. IRE*, **44**, 72 (1956).
20. Jaspers P. G. A. Measurements for Bipolar Devices, in Van de Wiele F., Engl W. L., Jaspers P. G., Eds., *Process and Device Modeling for Integrated Circuit Design*, Noordhoff, Leyden, 1977.
21. Gummel H. K. Measurement of the Number of Impurities in the Base Layer of a Transistor, *Proc. IRE*, **49**, 834 (1961).
22. Payne R. S., Scavuzzo R. J., Olson K. H., Nacci J. M., Moline R. A. Fully Ion-Implanted Bipolar Transistors, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-21**, 273 (1974).
23. Sah C. T., Noyce R. N., Shockley W. Carrier Generation and Recombination in  $p-n$  Junction and  $p-n$  Junction Characteristics, *Proc. IRE*, **45**, 1228 (1957).
24. Werner W. M. The Influence of Fixed Interface Charges on Current Gain Falloff of Planar  $n-p-n$  Transistors, *J. Electrochem. Soc.*, **123**, 540 (1976).
25. Webster W. M. On the Variation of Junction-Transistor Current Amplification Factor with Emitter Current, *Proc. IRE*, **42**, 914 (1954).
26. Lanyon H. P. D., Tuft R. A. Bandgap Narrowing in Heavily Doped Silicon, *IEEE Tech. Dig., Int. Electron Device Meet.*, 1978, p. 316.

27. McGrath E. J., Navon D. H. Factors Limiting Current Gain in Power Transistors, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-24**, 1255 (1977).
28. Poon H. C., Gummel H. K., Scharfetter D. L. High Injection in Epitaxial Transistors, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-16**, 455 (1969).
29. Kirk C. T. A Theory of Transistor Cutoff Frequency ( $f_T$ ) Fall-Off at High Current Density, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-9**, 164 (1962).
30. Morant M. J. Introduction to Semiconductor Devices, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1964.
31. Early J. M. Effects of Space-Charge Layer Widening in Junction Transistors, *Proc. IRE*, **40**, 1401 (1952).
32. Ebers J. J., Moll J., L. Large-Signal Behavior of Junction Transistors, *Proc. IRE*, **42**, 1761 (1954).
33. deGraaff H. C. Review of Models for Bipolar Transistors, in Ref. 20.
34. Getreu I. E. Modeling the Bipolar Transistor, Elsevier, N. Y., 1978.
35. Gummel H. K., Poon H. C. An Integral Charge Control Model of Bipolar Transistors, *Bell Syst. Tech. J.*, **49**, 827 (1970).
36. Tsukamoto K., Akasaka Y., Watari Y., Kusano Y., Hirose Y., Nakamura G. Arsenic-Implanted Emitter and Its Application to UHF Power Transistors, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **17**, *Suppl.*, **17-1**, 187 (1977).
37. Edwards R. Fabrication Control Is Key to Microwave Performance, *Electronics*, **41**, 109 (Feb. 1968).
38. Wang A. C. M., Kakihana S. Leakage and  $h_{FE}$  Degradation in Microwave Bipolar Transistors, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-21**, 667 (1974).
39. Parrillo L. C., Payne R. S., Seidel T. F., Robinson McD., Reutlinger G. W., Post D. E., Field R. L. The Reduction of Emitter-Collector Shorts in a High-Speed, All Implanted, Bipolar Technology, *IEEE Tech. Dig., Int. Electron Device Meet.*, 1979, p. 348.
40. Pritchard R. L., Angell J. B., Adler R. B., Early J. M., Webster W. M. Transistor Internal Parameters for Small-Signal Representation. *Proc. IRE*, **49**, 725 (1961).
41. Moll J. L. Physics of Semiconductors, McGraw-Hill, N. Y., 1964.
42. Daw A. N., Mitra R. N., Choudhury N. K. D. Cutoff Frequency of a Drift Transistor, *Solid State Electron.*, **10**, 359 (1967).
43. Kurokawa K. Power Waves and the Scattering Matrix, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-13**, 194 (1965).
44. S-Parameter Techniques for Faster, More Accurate Network Design, Application Note 95-1, *Hewlett-Packard J.*, **18**, No. 6 (Feb. 1967).
45. Nielson E. G. Behavior of Noise Figure in Junction Transistors, *Proc. IRE*, **45**, 957 (1957).
46. Cooke H. F. Microwave Transistors: Theory and Design, *Proc. IEEE*, **59**, 1163 (1971).
47. Yau L. D., Tsai T. N. Fabrication of a Low-Noise Beam-Leaded Microwave Bipolar Transistor by Electron and Photolithography, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-25**, 413 (1978).
48. Sakai T., Sunohara Y., Sakakibara Y., Murota J. Stepped Electrode Transistor, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **16**, *Suppl.*, **16-1**, 43 (1977).
49. Archer J. A. Low-Noise Implanted-Base Microwave Transistors, *Solid State Electron.*, **17**, 387 (1974).
50. Allison R. Silicon Bipolar Microwave Power Transistors, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-27**, 415 (1979).
51. Gaur S. P., Navon D. H., Teerlinck R. W. Transistor Design and Thermal Stability, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-20**, 527 (1973).
52. Arnold R. P., Zoroglu D. S. A Quantitative Study of Emitter Ballasting, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-21**, 385 (1974).
53. Thornton C. G., Simmons C. D. A New High Current Mode of Transistor Operation, *IRE Trans. Electron Devices*, **ED-5**, 6 (1958).



54. Schafft H. A. Second-Breakdown — A Comprehensive Review, *Proc. IEEE*, **55**, 1272 (1967).
55. Klein N. Electrical Breakdown in Solids, in Marton L., Eds., *Advances in Electronics and Electron Physics*. Academic, N. Y., 1968.
56. Dunn L., Nuttall K. I. An Investigation of the Voltage Sustained by Epitaxial Transistors in Current Mode Second Breakdown, *Int. J. Electron.*, **45**, 353 (1978).
57. Melchior H., Strutt M. J. O. Secondary Breakdown in Transistors, *Proc. IEEE*, **52**, 439 (1964).
58. Oettinger F. F., Blackburn D. L., Rubin S. Thermal Characterization of Power Transistors, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-23**, 831 (1976).
59. Moll J. L. Large-Signal Transient Response of Junction Transistors, *Proc. IRE*, **42**, 1773 (1954).
60. Rice D. Isoplanar-S Scales Down for New Heights in Performance, *Electronics*, **52**, 137 (1979).
61. Hart K., Slob A. Integrated Injection Logic — A New Approach to LSI, *ISSCC Dig. Tech. Pap.*, p. 92 (1972); *IEEE J. Solid State Circuits*, **SC-7**, 346 (1972).
62. Berger H. H., Widemann S. K. Merged Transistor Logic — A Low-Cost Bipolar Logic Concept, *ISSC Dig. Tech. Pap.*, p. 90 (1972); also *IEEE J. Solid State Circuits*, **SC-7**, 340 (1972).
63. Berger H. H., Wiedmann S. K. Advanced Merged Transistor Logic by Using Schottky Junctions, *Microelectronics*, **7**, 35 (1976).
64. Shockley W. U. S. Patent 2569347 (1951).
65. Konagai M., Takahashi K. GaAlAs — GaAs Heterojunction Transistors with High Injection Efficiency, *J. Appl. Phys.*, **46**, 2120 (1975).
66. Mead C. A. Tunnel-Emmission Amplifiers, *Proc. IRE*, **48**, 359 (1960).
67. Moll J. L. Comparison of Hot Electrons and Related Amplifiers, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-10**, 299 (1963).
68. Sze S. M., Gummel H. K. Appraisal of Semiconductor — Metal — Semiconductor Transistors, *Solid State Electron.*, **9**, 751 (1966).
69. Cho A. Y., Dernier P. D. Single-Crystal-Aluminium Schottky-Barrier Diodes Prepared by Molecular-Beam Epitaxy (MBE) on GaAs, *J. Appl. Phys.*, **49**, 3328 (1978).
70. Bozler C. O., Alley G. D., Murphy R. A., Flanders D. C., Lindley W. T. Fabrication and Microwave Performance of the Permeable Base Transistor, *IEEE Tech. Dig., Int. Electron Device Meet.*, 1979, p. 384.

# Глава 4

## ТИРИСТОРЫ

### 4.1. ВВЕДЕНИЕ

Тиристорами называют большое семейство полупроводниковых приборов, которые обладают бистабильными характеристиками и способны переключаться из одного состояния в другое. В одном состоянии тиристор имеет высокое сопротивление и малый ток (закрытое, или выключенное состояние), в другом — низкое сопротивление и большой ток (открытое, или включенное состояние). Принцип действия тиристора тесно связан с принципом действия биполярного транзистора, в котором и электроны, и дырки участвуют в механизме проводимости. Название «тиристор» произошло от слова «тиратрон», поскольку электрические характеристики обоих приборов во многом аналогичны.

Используя введенное в 1950 г. Шокли [1] понятие транзистора с ловушкой в коллекторе, Эберс предложил двухтранзисторную модель для объяснения характеристик простейшего тиристора — четырехслойного  $p-n-p-n$  прибора [2]. Подробно принцип действия и первые работающие  $p-n-p-n$ -приборы описаны в работе [3], которая послужила основой для всех последующих работ по исследованию тиристорov. Благодаря наличию двух устойчивых состояний и низкой мощности рассеяния в этих состояниях тиристоры обладают уникальными полезными свойствами, позволяющими использовать их для решения широкого диапазона задач (от регулирования мощности в домашних бытовых электроприборах до переключения и преобразования энергии в высоковольтных линиях электропередачи). В настоящее время созданы тиристоры, работающие при токах от нескольких миллиампер до 5000 А и выше и при напряжениях, превышающих 10 000 В [4]. Принцип действия и способы применения тиристорov описаны в работах [5, 6]. Подробное описание функционирования и технологии изготовления тиристорov можно найти в монографии Ганди [7].

### 4.2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Основная схема тиристорной структуры показана на рис. 1. Она представляет собой четырехслойный  $p-n-p-n$ -прибор, содержащий три последовательно соединенных  $p-n$ -перехода  $J_1$ ,  $J_2$  и  $J_3$ . Контакт к внешнему  $p$ -слою назван анодом, а контакт к внешнему  $n$ -слою — катодом. В общем случае  $p-n-p-n$ -

прибор может иметь два управляющих электрода (называемых также базами), подсоединенных к внутренним  $p$ - и  $n$ -слоям. Прибор без управляющих электродов (рис. 1, б) работает как двухполюсник со структурой  $p-n-p-n$  и называется диодным тиристором (а также динистором и диодом Шокли). Прибор с одним управляющим электродом (рис. 1, в) является трехполюсником и называется триодным тиристором или просто тиристором (также используют термин «полупроводниковый управляемый вентиль» (ПУВ)).

Типичный профиль легирующей примеси в диффузионно-сплавном приборе показан на рис. 2, а. В качестве исходного материала выбрана подложка  $n$ -типа. Диффузией с обеих сторон подложки одновременно создают слои  $p_1$  и  $p_2$ . На заключительной стадии путем сплавления (или диффузии) с одной стороны подложки создают слой  $n_2$ . Поперечный разрез тиристора, предназначенного для работы с умеренными токами, приведен на рис. 2, б [5]. Медное основание в виде головки болта служит для отвода тепла.

Вольт-амперная характеристика тиристора (с управляющими электродами или без них), приведенная на рис. 3, имеет несколько различных участков. Участок характеристики между точками 0 и 1 соответствует закрытому состоянию (прямому запираннию) с очень высоким сопротивлением. Прямое переключение (или включение) тиристора происходит при выполнении условия  $dV/dI = 0$  (ему соответствуют напряжение включения  $V_{BF}$

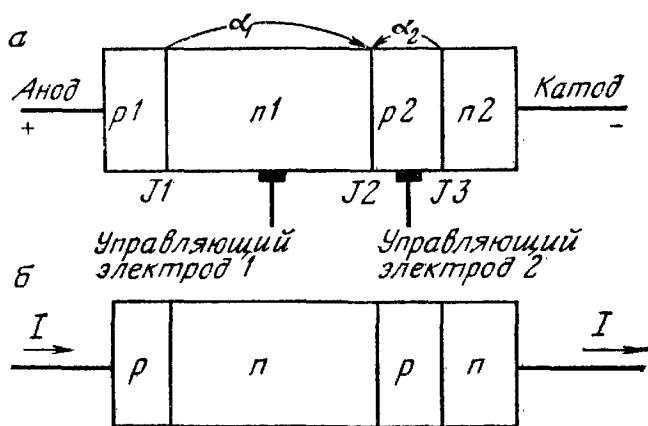
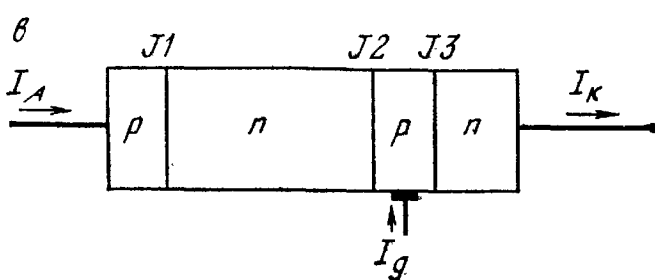


Рис. 1. Схемы тиристора.

а — основная четырехслойная  $p-n-p-n$ -структура;  $\alpha_1$  — коэффициент усиления по току  $p-n-p$ -транзистора,  $\alpha_2$  — коэффициент усиления по току  $n-p-n$ -транзистора. При нормальном смещении центральный переход обратно смещен и служит коллектором для  $p-n-p$ - и  $n-p-n$ -транзисторов; б — диодный тиристор; в — триодный тиристор.



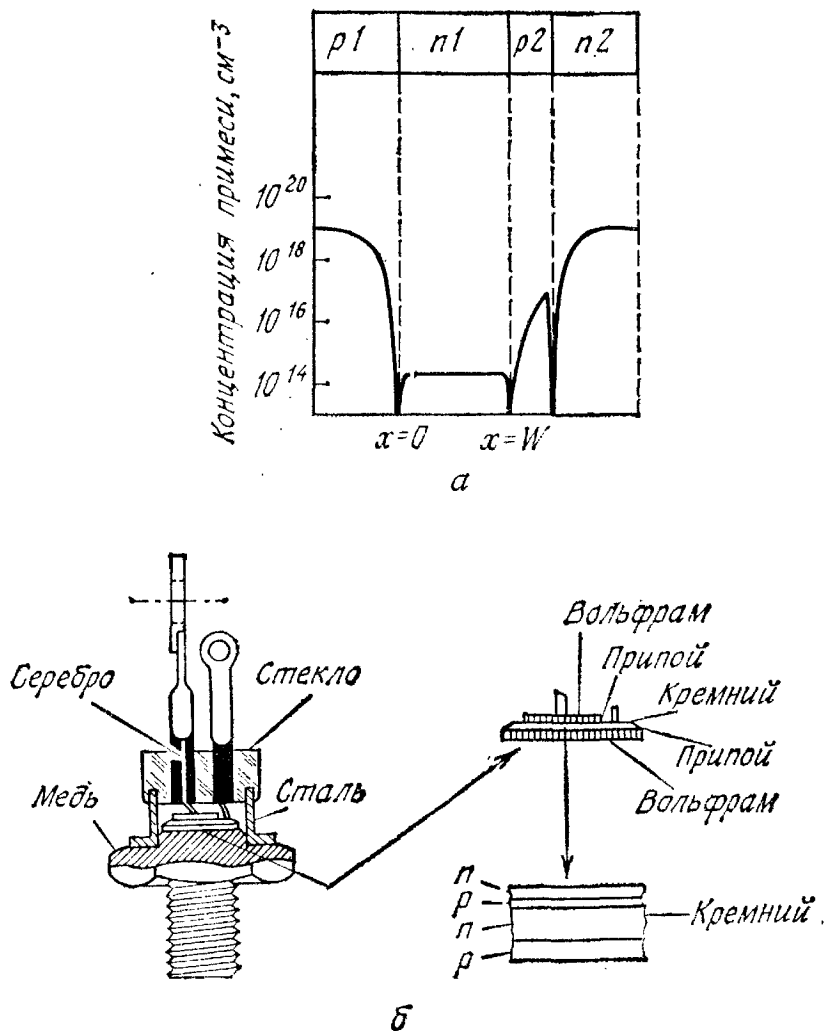


Рис. 2. Типичный профиль легирования (а). Наиболее важными параметрами являются концентрация примеси и ширина базы  $n1$ . Разрез тиристора, предназначенного для переключения умеренных токов (б) [5].

и ток включения  $I_s$  (рис. 3)). Между точками 1 и 2 находится участок характеристики с отрицательным сопротивлением; участок между точками 2 и 3 соответствует открытому состоянию (прямой проводимости). В точке 2, где снова  $dV/dI = 0$ , через прибор протекает минимальный удерживающий ток  $I_h$ , а на приборе показано минимальное удерживающее напряжение  $V_h$ . Участок между точками 0 и 4 описывает режим обратного запирания прибора, а участок между точками 4 и 5 — режим обратного пробоа.

Таким образом, тиристор в области прямых смещений является бистабильным элементом, способным переключаться из закрытого состояния с высоким сопротивлением и малым током в открытое состояние с низким сопротивлением и большим током и наоборот. Ниже рассмотрены основные режимы работы тиристора.

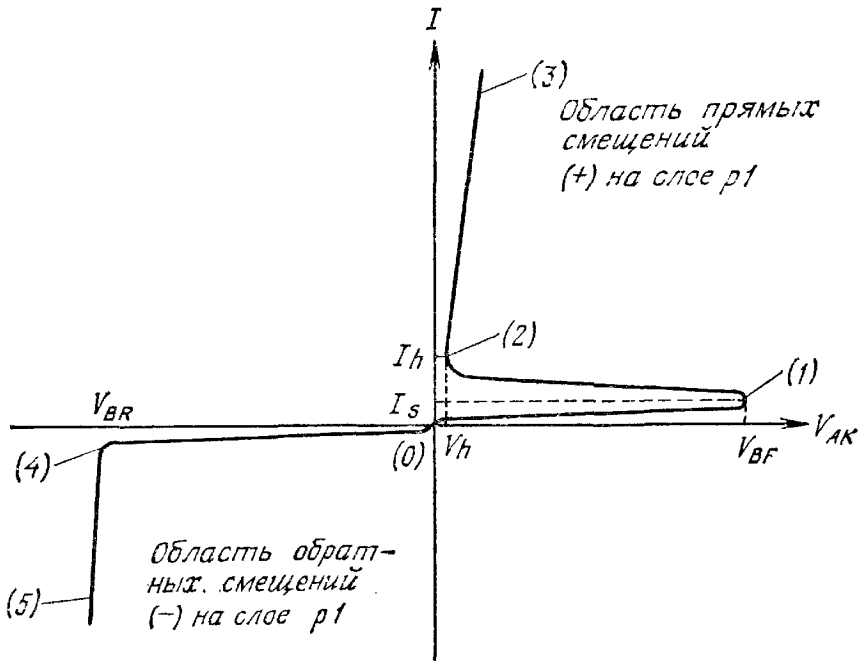


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика тиристора.

#### 4.2.1. Режим обратного запирания

**Напряжение пробоя.** Два основных фактора ограничивают напряжение обратного и прямого пробоя: лавинный пробой и прокол обедненной области.

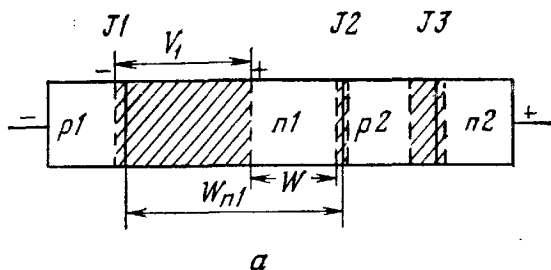
В режиме обратного запирания к аноду прибора приложено напряжение, отрицательное по отношению к катоду; переходы  $J_1$  и  $J_3$  смещены в обратном направлении, а переход  $J_2$  смещен в прямом (рис. 4, а). Если профиль примеси такой, как на рис. 2, а, то большая часть приложенного напряжения падает на переходе  $J_1$ . В зависимости от толщины  $W_{n1}$  слоя  $n_1$  пробой вызывается лавинным умножением (толщина обедненной области при пробое меньше  $W_{n1}$ ) либо проколом (обедненный слой распространяется на всю область  $n_1$ , и происходит смыкание переходов  $J_1$  и  $J_2$ ).

Для несимметричного резкого  $p^+ - n$ -перехода на кремнии с сильнолегированной областью  $p_1$  напряжение лавинного пробоя при комнатной температуре описывается выражением, приведенным в гл. 2 [7, 8]:

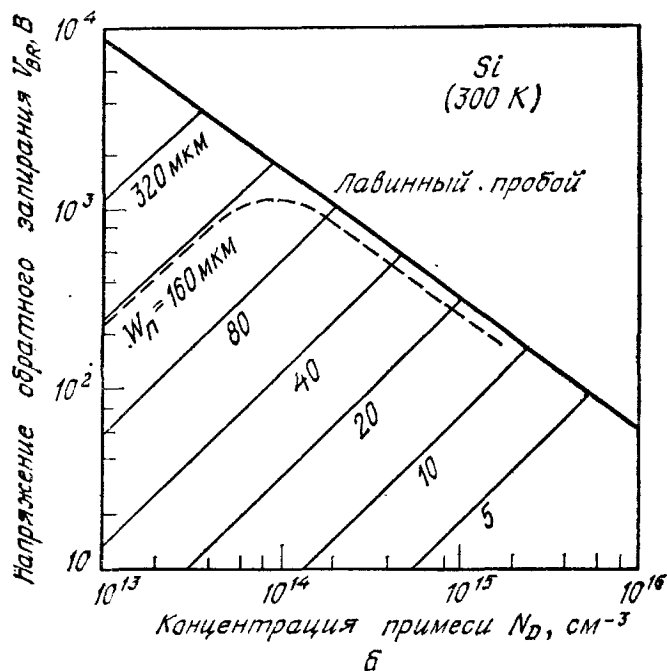
$$V_B = 5,34 \cdot 10^{13} (N_{n1})^{-0,75} [\text{В}], \quad (1)$$

где  $N_{n1}$  — концентрация примеси в области  $n_1$ . Для плавного перехода напряжение лавинного пробоя равно [7, 8]

$$V_B = 9,17 \cdot 10^9 a^{-0,4} [\text{В}], \quad (2)$$



а



б

Рис. 4. Режим обратного запираания тиристора. Линия лавинного пробоя указывает максимально допустимое напряжение на слое  $n1$  в зависимости от концентрации примеси. Параллельные линии соответствуют проколу слоя  $n1$  в зависимости от его ширины [9].

где  $a$  — градиент концентрации примеси,  $\text{см}^{-4}$ . Напряжение прокола несимметричного резкого перехода

$$V_{PT} \approx \frac{qN_{n1}W_{n1}^2}{2\epsilon_s} \quad (3)$$

На рис. 4, б приведены основные ограничения режима обратного запираания кремниевых тиристоров [9]. Например, для  $W_{n1} = 160$  мкм максимальное напряжение пробоя не превышает 2000 В и соответствует  $N_{n1} = 8,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ; для меньших концентраций напряжение пробоя снижается из-за прокола, а при больших концентрациях падает из-за лавинного умножения.

В действительности напряжение обратного запираания меньше указанных пределов вследствие того, что переход  $J1$  связан с соседним переходом  $J2$ , образуя  $p-n-p$ -транзистор с разомкнутой базой, включенный по схеме в общий эмиттером; работа этого транзистора снижает напряжение пробоя. Условия обратного пробоя для конфигурации с общим эмиттером соответствуют

коэффициенту лавинного умножения  $M = 1/\alpha_1$ , и напряжение пробоя описывается формулой (гл. 3)

$$V_{BR} = V_B(1 - \alpha_1)^{1/n}, \quad (4)$$

где  $\alpha_1$  — коэффициент усиления транзистора по току в схеме с общей базой,  $V_B$  — напряжение лавинного пробоя  $p1-n1$ -перехода,  $n$  — постоянная, равная  $\sim 6$  для  $p^+-n$ -диодов и 4 для  $n-p$ -диодов. Поскольку выражение  $(1 - \alpha_1)^{1/n} < 1$ , напряжение обратного пробоя тиристора меньше  $V_B$ . В большинстве практических случаев коэффициент инжекции транзистора  $\gamma \approx 1$ , так как область  $p2$  сильно легирована. Следовательно, коэффициент усиления по току равен коэффициенту переноса по базе  $\alpha_T$ :

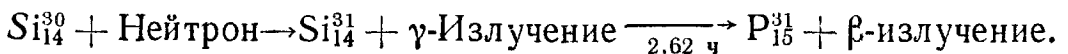
$$\alpha_1 = \gamma\alpha_T \approx \alpha_T = \operatorname{sech}(W/L_{n1}), \quad (5)$$

где  $L_{n1}$  — диффузионная длина дырок в области  $n1$  и

$$W = W_{n1}[1 - (V/V_{PT})^{1/2}]. \quad (6)$$

Для заданных значений  $W_{n1}$  и  $L_{n1}$  отношение  $W/L_{n1}$  уменьшается с ростом напряжения обратного смещения. Следовательно, вклад коэффициента переноса по базе в общее усиление становится более весомым по мере приближения напряжения к пределу, обусловленному проколом. На рис. 4, б показан (штриховой линией) пример снижения напряжения обратного запираения для  $W_{n1} = 160$  мкм и  $L_{n1} = 150$  мкм. Отметим, что напряжение  $V_{BR}$  приближается к  $V_{PT}$  при меньших концентрациях примеси в области  $n1$ . При возрастании концентрации напряжение  $V_{BR}$  всегда несколько ниже  $V_B$  из-за конечной величины  $W/L_{n1}$ .

**Нейтронное легирование [10].** Мощные высоковольтные тиристоры занимают большую площадь; часто целиком вся пластина (диаметром 100 мм и более) служит подложкой одного прибора. Такие размеры предъявляют очень жесткие требования к однородности исходного материала. Для снижения разброса удельного сопротивления и повышения однородности распределения легирующих примесей применяют способ нейтронного облучения. Обычно используют кремниевые пластины со средним удельным сопротивлением, значительно большим по величине, чем требуется. Затем пластина облучается тепловыми нейтронами. В результате происходят превращение части кремния в фосфор и легирование кремния примесью  $n$ -типа:



Период полураспада составляет 2,62 ч. Поскольку глубина проникновения нейтронов в кремний равна  $\sim 100$  см, примесь распределяется по пластине очень равномерно. На рис. 5 приведены распределения продольного макроскопического удельного сопротивления кремния, легированного обычным способом и нейтрон-

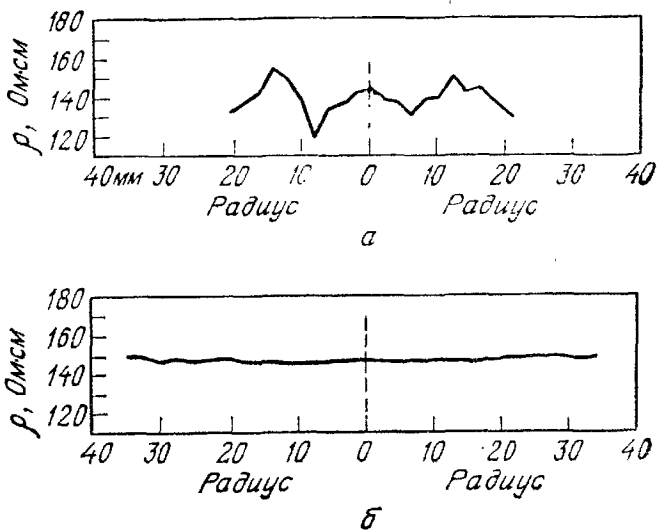


Рис. 5. Типичное продольное распределение удельного сопротивления в кремнии, легированном обычным способом (а) и нейтронным облучением (б) [11].

ным облучением [11]. Для кремния, легированного обычным способом, неоднородность удельного сопротивления составляла  $\sim \pm 15\%$ , а при нейтронном легировании  $\sim \pm 1\%$ .

**Структуры с фаской.** Чтобы получить тиристор с максимальным напряжением пробоя, обычно стараются изготовить сплавлением или диффузией плоские  $p$ — $n$ -переходы, так как напряжения пробоя цилиндрических и сферических переходов ниже (гл. 2). Но даже и в плоскостных переходах наблюдается преждевременный пробой по поверхности, который приводит к увеличению тока на краю прибора и снижению динамических токовых характеристик тиристора. В структурах с фаской поверхностные электрические поля существенно ниже по сравнению с полями в объеме материала. В результате пробой однородно распределен по объему.

Схемы структуры с фаской приведены на рис. 6. Положительная фаска означает уменьшение площади поперечного сечения в направлении от сильнолегированной области к слаболегированной области (рис. 6, а). Отрицательная фаска, наоборот, означает увеличение площади в том же направлении (рис. 6, б). Две тиристорные структуры с фаской показаны на рис. 6, в и г. Прибор на рис. 6, в имеет отрицательные фаски для переходов  $J_2$  и  $J_3$  и положительную фаску для перехода  $J_1$ . Структура на рис. 6, г имеет положительные фаски для всех трех переходов [12].

В переходах с положительной фаской поле на поверхности снижено в  $\sin\theta$  раз (в первом приближении). На рис. 7 приведены значения электрического поля на поверхности, полученные путем решения двумерного уравнения Пуассона для  $p^+$ — $n$ -перехода при обратном смещении 600 В [13], и значения внутреннего электрического поля в объеме. Отметим, что максимум поля на поверхности всегда меньше, чем в объеме; с уменьшением угла



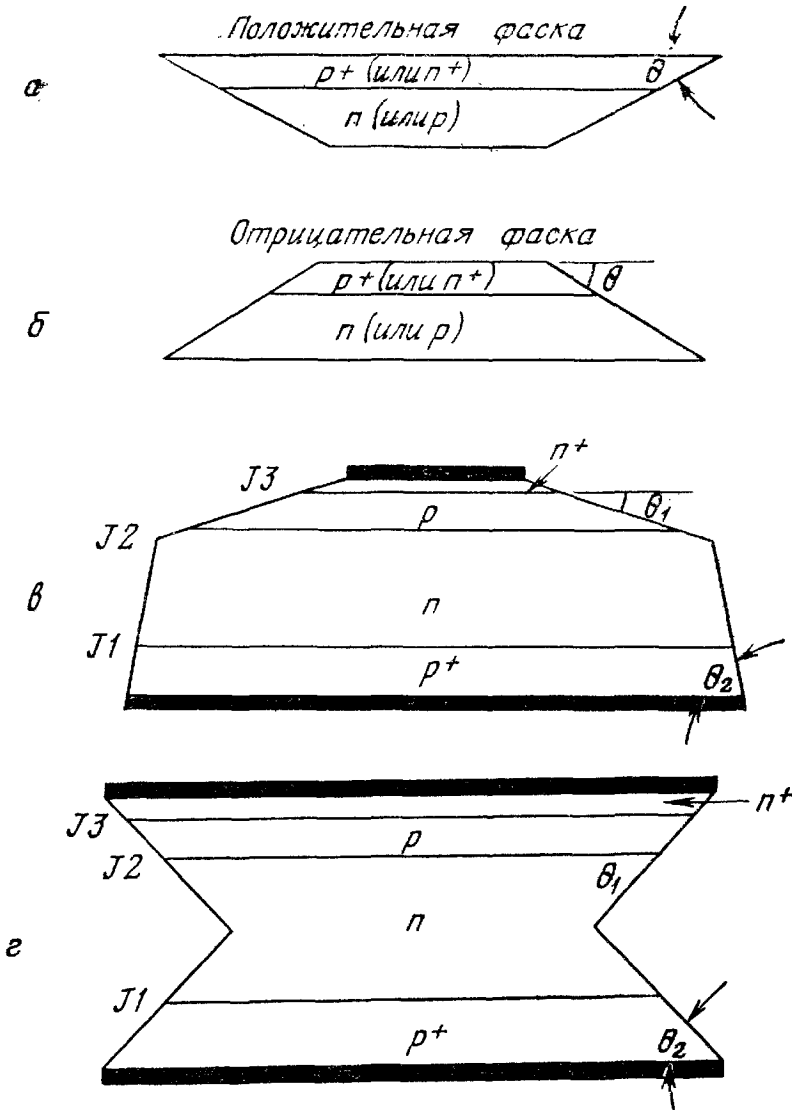


Рис. 6. Схемы тиристоров с фаской.

а — положительная фаска; б — отрицательная фаска; в — тиристор с отрицательной и положительной фасками; г — тиристор с двумя положительными фасками.

фаски снижается пик электрического поля и его положение сдвигается в глубь слаболегированной области. Напряжение пробоя для перехода с положительной фаской такое же, как для плоскостного перехода.

Чтобы в переходе с отрицательной фаской пробой происходил внутри объема, сам переход должен быть сильноасимметричен, а угол фаски — мал по величине. Численные расчеты показывают, что для отрицательных фасок с малыми углами максимум поверхностного поля меньше, чем в объеме, и расположен в  $p$ -области (концентрация в слое  $p1$  выше, чем в слое  $n1$ ). Внутренний пробой наступает при напряжениях, более низких, чем в плоском переходе. На рис. 8 приведена зависимость нормализованного на-

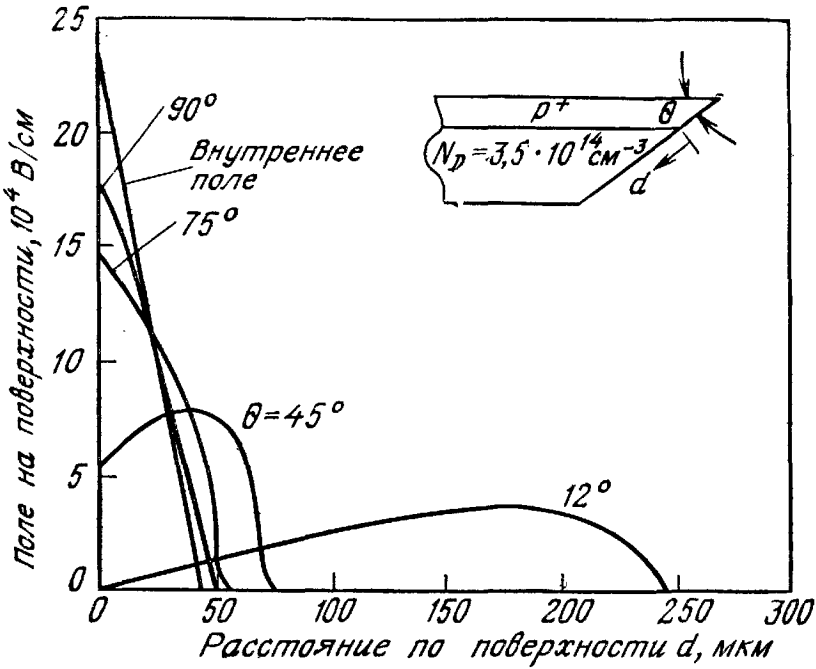


Рис. 7. Зависимость поверхностного и внутреннего полей в приборе с положительной фаской (показанного на вставке) от угла фаски [13].

пряжения объемного пробоя (отнесенного к напряжению пробоя плоского перехода) от эффективного угла фаски

$$\theta_{\text{eff}} = (0,04) \theta \left( \frac{W}{d} \right)^2, \quad (7)$$

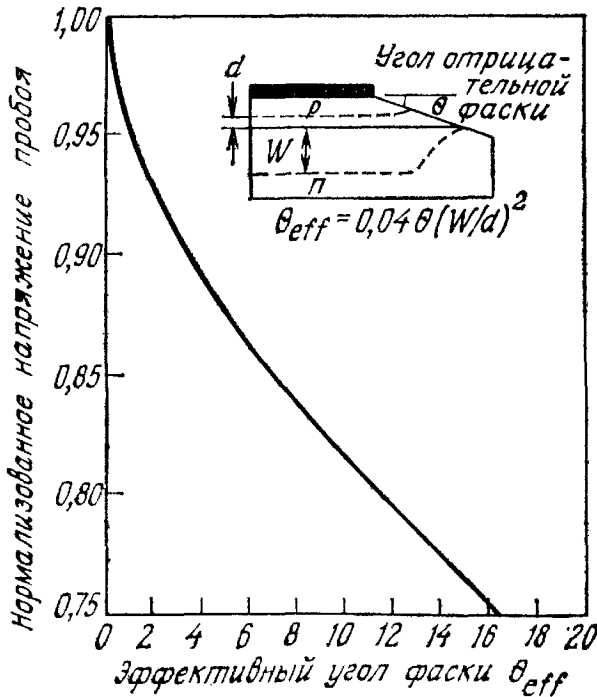


Рис. 8. Нормализованное напряжение пробоя в зависимости от угла отрицательной фаски структуры, показанной на вставке [14].

где  $W$  и  $d$  — соответствующие значения глубин обедненных слоев перехода, показанного на вставке [14]. Чтобы приблизиться к напряжению пробоя плоского перехода, необходимо использовать фаски с малыми углами.

#### 4.2.2. Режим прямого запираания

**Влияние коэффициентов.** При прямом запираании напряжение на аноде положительно по отношению к катоду и обратно смещен только переход J2. Переходы J1 и J3 смещены в прямом направлении. Большая часть приложенного напряжения падает на переходе J2. Для объяснения характеристик прибора в режиме прямого запираания используем двухтранзисторную модель [2]. Из рис. 1 следует, что тиристор можно рассматривать как соединение  $p-n-p$ -транзистора с  $n-p-n$ -транзистором, причем коллектор каждого из них соединен с базой другого, как показано на рис. 9, а и б для триодного тиристора. Центральный переход действует как коллектор дырок, инжектируемых переходом J1, и электронов, инжектируемых переходом J3. Взаимосвязь между токами эмиттера  $I_E$ , коллектора  $I_C$  и базы  $I_B$  и статическим коэффициентом усиления по току  $\alpha_1$   $p-n-p$ -транзистора при-

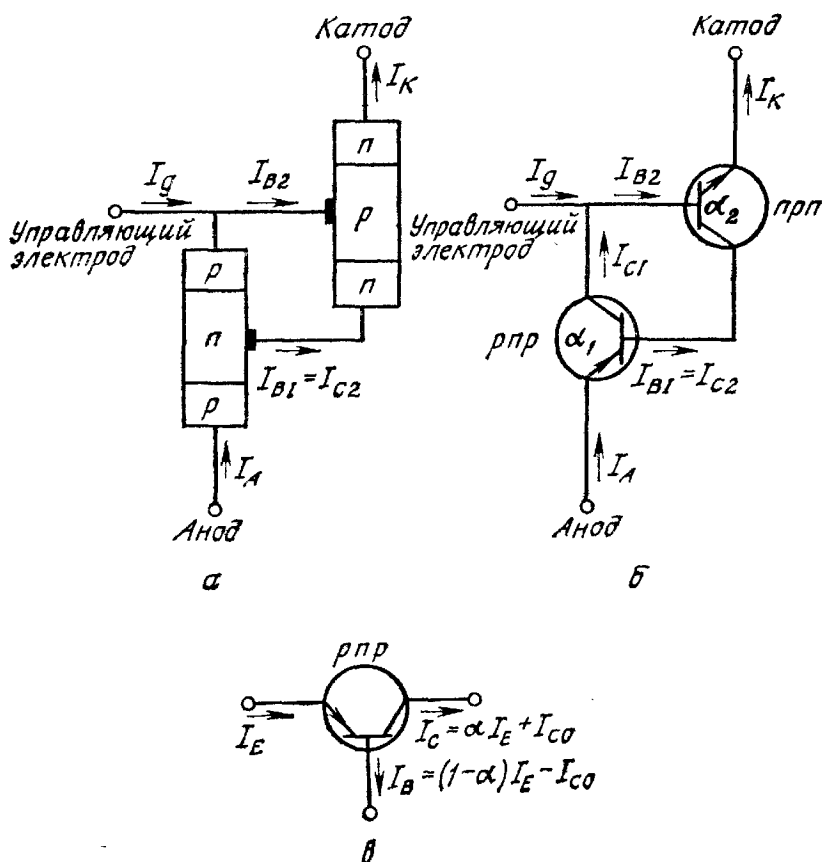


Рис. 9. Двухтранзисторная модель триодного тиристора (а), соединение транзисторов (б) и соотношение токов в  $p-n-p$ -транзисторе (в) [2].

ведена на рис. 9, в, где  $I_{CO}$  — обратный ток насыщения перехода коллектор—база. Аналогичные соотношения можно получить для  $n$ — $p$ — $n$ -транзистора при изменении направления токов на противоположное. Из рис. 9, б следует, что коллекторный ток  $n$ — $p$ — $n$ -транзистора является одновременно базовым током  $p$ — $n$ — $p$ -транзистора. Аналогично коллекторный ток  $p$ — $n$ — $p$ -транзистора и управляющий ток  $I_g$  втекают в базу  $n$ — $p$ — $n$ -транзистора. В результате, когда общий коэффициент усиления в замкнутой петле превысит 1, оказывается возможным регенеративный процесс.

Ток базы  $p$ — $n$ — $p$ -транзистора равен

$$I_{B1} = (1 - \alpha_1) I_A - I_{CO1}. \quad (8)$$

Этот ток протекает также через коллектор  $n$ — $p$ — $n$ -транзистора. Ток коллектора  $n$ — $p$ — $n$ -транзистора с коэффициентом усиления  $\alpha_2$  равен

$$I_{C2} = \alpha_2 I_K + I_{CO2}. \quad (9)$$

Приравняв  $I_{B1}$  и  $I_{C2}$ , получим

$$(1 - \alpha_1) I_A - I_{CO1} = \alpha_2 I_K + I_{CO2}.$$

Так как  $I_K = I_A + I_g$ , то из формулы (9) следует

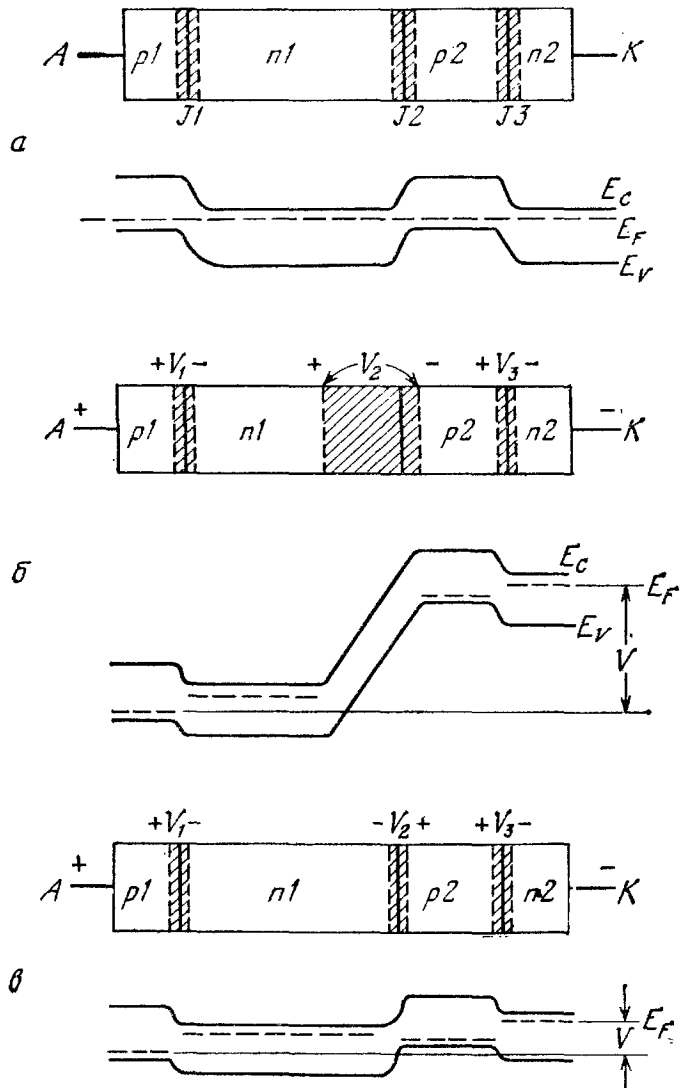
$$I_A = \frac{\alpha_2 I_g + I_{CO1} + I_{CO2}}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}. \quad (10)$$

Ниже показано, что  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  зависят от  $I_A$  и обычно растут с увеличением тока. Уравнение (10) описывает статическую характеристику прибора в диапазоне напряжений вплоть до пробоя. После пробоя прибор работает как  $p$ — $i$ — $n$ -диод. Отметим, что все слагаемые в числителе правой части уравнения (10) малы, следовательно, пока член  $(\alpha_1 + \alpha_2) < 1$ , ток  $I_A$  мал. Если  $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$ , знаменатель дроби обращается в нуль и происходит прямой пробой (или включение тиристора). Следует отметить, что если полярность напряжения между анодом и катодом сменить на обратную, то переходы J1 и J3 будут смещены в обратном направлении, а J2 — в прямом. При таких условиях пробой не происходит, так как в качестве эмиттера работает только центральный переход и регенеративный процесс становится невозможным.

Ширина обедненных слоев и энергетические зонные диаграммы в равновесии, в режимах прямого запираания и прямой проводимости показаны на рис. 10. В равновесии обедненная область каждого перехода и контактный потенциал определяются профилем распределения примесей. Когда к аноду приложено положительное напряжение, переход J2 стремится сместиться в обратном направлении, а переходы J1 и J3 — в прямом. Падение

Рис. 10. Энергетическая зонная диаграмма в режиме прямого смещения.

*a* — состояние равновесия; *б* — закрытое состояние, когда большая часть приложенного напряжения падает на центральном переходе; *в* — открытое состояние, когда все три перехода смещены прямо.



напряжения между анодом и катодом равно алгебраической сумме падений напряжения на переходах:

$$V_{AK} = V_1 + V_2 + V_3. \quad (11)$$

По мере повышения напряжения возрастает ток через прибор и, следовательно, увеличиваются  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . Благодаря регенеративному характеру этих процессов прибор в конце концов перейдет в открытое состояние. После включения тиристора протекающий через него ток должен быть ограничен внешним сопротивлением нагрузки; в противном случае при достаточно высоком напряжении тиристор выйдет из строя. Во включенном состоянии переход  $J2$  смещен в прямом направлении (рис. 10, *в*), и падение напряжения  $V_{AK} = (V_1 - |V_2| + V_3)$  приблизительно равно сумме напряжения на одном прямосмещенном переходе и напряжения на насыщенном транзисторе.

Переключение тиристора происходит при  $dV_{AK}/dI_A = 0$ . Обычно это условие достигается раньше, чем  $(\alpha_1 + \alpha_2) = 1$ . Можно показать, что переключение начинается, когда сумма малосигнальных коэффициентов усиления достигает 1 [15]. Рассмотрим ситуацию, возникающую при приращении управляющего тока  $I_g$  на величину  $\Delta I_g$ . Вследствие такого приращения анодный ток получит приращение  $\Delta I_A$ , а приращение катодного тока составит

$$\Delta I_K = \Delta I_A + \Delta I_g. \quad (12)$$

По определению малосигнальные коэффициенты усиления равны

$$\tilde{\alpha}_1 \equiv \frac{dI_C}{dI_A} = \lim_{\Delta I_A \rightarrow 0} \frac{\Delta I_C}{\Delta I_A}, \quad (13a)$$

$$\tilde{\alpha}_2 \equiv \frac{dI_C}{dI_K} = \lim_{\Delta I_K \rightarrow 0} \frac{\Delta I_C}{\Delta I_K}. \quad (13b)$$

Дырочный ток через переход J2 равен  $\tilde{\alpha}_1 \Delta I_A$ , а электронный ток равен  $\tilde{\alpha}_2 \Delta I_K$ . Приравняв изменение анодного тока изменению тока через J2, получим

$$\Delta I_A = \tilde{\alpha}_1 \Delta I_A + \tilde{\alpha}_2 \Delta I_K. \quad (14)$$

Подставляя выражение (14) в формулу (12), имеем

$$\frac{\Delta I_A}{\Delta I_g} = \frac{\tilde{\alpha}_2}{1 - (\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2)}. \quad (15)$$

Когда  $\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2 = 1$ , сколько угодно малое увеличение  $I_g$  приведет к потере устойчивости прибора, так как, согласно выражению (15), любое возрастание  $I_g$  вызывает неограниченное нарастание  $I_A$ . Хотя при анализе в качестве возмущения был использован управляющий ток, к тому же результату приведет небольшое повышение температуры или напряжения.

Статический коэффициент усиления транзистора по току равен

$$\alpha_1 = \alpha_T \gamma, \quad (16)$$

где  $\alpha_T$  — коэффициент переноса, по определению равный отношению тока, дошедшего до коллектора, к инжектированному току, а  $\gamma$  — коэффициент инжекции, равный отношению инжектированного тока к полному току эмиттера. Из рис. 9, в следует, что

$$I_C = \alpha_1 I_E + I_{CO}. \quad (17)$$

Дифференцируя выражение (17) по эмиттерному току, получим соотношение для малосигнального коэффициента усиления

$$\tilde{\alpha}_1 \equiv \frac{dI_C}{dI_E} = \alpha_1 + I_E \frac{\partial \alpha_1}{\partial I_E}. \quad (18)$$

Подставляя выражение (16) в соотношение (18), получим

$$\tilde{\alpha}_1 = \gamma \left( \alpha_T + I_E \frac{\partial \alpha_T}{\partial I_E} \right) + \alpha_T I_E \frac{\partial \gamma}{\partial I_E}. \quad (19)$$

Простейшие оценки для  $\alpha_T$  и  $\gamma$  имеют вид

$$\alpha_T = \frac{1}{\text{ch}(W/\sqrt{D\tau})} \simeq 1 - \frac{W^2}{2D\tau}, \quad (20a)$$

$$\gamma \simeq \frac{1}{1 + N_B W / N_E L_E}, \quad (20b)$$

где  $W$  — ширина базы,  $D$  и  $\tau$  — коэффициент диффузии и время жизни неосновных носителей в базе,  $N_B$  и  $N_E$  — концентрации примесей в базе эмиттера,  $L_E$  — диффузионная длина в эмиттере. Чтобы получить большие значения коэффициента усиления, необходимо использовать приборы с малыми отношениями  $W/\sqrt{D\tau}$  и  $N_B/N_E$ .

Для исследования зависимости статического и малосигнального коэффициентов усиления от тока необходимы более детальные вычисления, учитывающие как диффузионную, так и дрейфовую компоненты тока. Дырочные токи через переходы J1 и J2 можно рассчитать по формуле

$$I_p(x) = qA_s \left( p_n \mu_p \mathcal{E} - D_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \right), \quad (21)$$

где  $A_s$  — площадь перехода. Уравнение непрерывности для области n1 (рис. 2, а) имеет вид

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \quad (22)$$

с граничными условиями  $p_n(x=0) = p_{n0} \exp(\beta V)$ , где  $\beta \equiv q/kT$ , и  $p_n(x=W) = 0$ . Стационарное решение уравнения (22) при указанных граничных условиях записывается в виде

$$\begin{aligned} p_n(x) = & p_{n0} \exp(\beta V) \exp[(C_1 + C_2)x] - p_{n0} [\exp(\beta V) \exp(C_2 W) + \\ & + \exp(-C_1 W)] \exp(C_1 x) \text{csch}(C_2 W) \text{sh}(C_2 x) + \\ & + p_{n0} \exp(C_1 x) \text{csch}(C_2 W) \text{sh}(x - W) C_2 + p_{n0}, \end{aligned} \quad (23)$$

где

$$C_1 \pm C_2 = \frac{\mu_p \mathcal{E}}{2D_p} \pm \left[ \left( \frac{\mu_p \mathcal{E}}{2D_p} \right)^2 + \frac{1}{D_p \tau_p} \right]^{1/2}.$$

Из выражений (21), (22) и (23) можно определить коэффициент переноса

$$\alpha_T = \frac{C_2 \exp(C_1 W)}{C_1 \text{sh}(C_2 W) + C_2 \text{ch}(C_2 W)}. \quad (24)$$

Эффективность эмиттера описывается следующим выражением:

$$\begin{aligned} \gamma &\equiv \frac{I_p}{I_p + I_n + I_r} \simeq \frac{I_p}{I_p + I_r} = \\ &= \frac{I_{p0} \exp(\beta V)}{I_{p0} \exp(\beta V) + I_R \exp(\beta V/n)}. \end{aligned} \quad (25)$$

Здесь  $I_p$  и  $I_n$  — токи, инжектированные в базу и эмиттер соответственно,  $I_r$  — ток рекомбинации в области пространственного заряда, равный  $I_R \exp(\beta V/n)$ , где  $I_R$  и  $n$  — постоянные (обычно  $1 < n < 2$ ),  $I_{p0} = qD_p A_s p_n [C_1 + C_2 \operatorname{cth}(C_2 W)]$ . Для распределения примеси, приведенного на рис. 2, а,  $p_{p0} (p_1) \gg n_{n0} (n_1)$ , и током  $I_n$  в формуле (25) можно пренебречь.

Исходя из выражений (24) и (25), можно вычислить зависимость  $\alpha_1$  от тока эмиттера и ширины базы ( $W$ ). Кроме того, используя выражения (19), (24) и (25), можно получить величину малосигнального коэффициента  $\tilde{\alpha}$ . На рис. 11 приведены результаты вычислений для распределения примеси, показанного на рис. 2, а, с использованием параметров, типичных для кремния [16]. Отметим, что во всем диапазоне токов малосигнальный коэффициент усиления всегда превышает статический коэффициент усиления для большого сигнала. Отношение ширины базы к диффузионной длине  $W/L$  является важным параметром прибора, определяющим зависимость коэффициента усиления от тока.

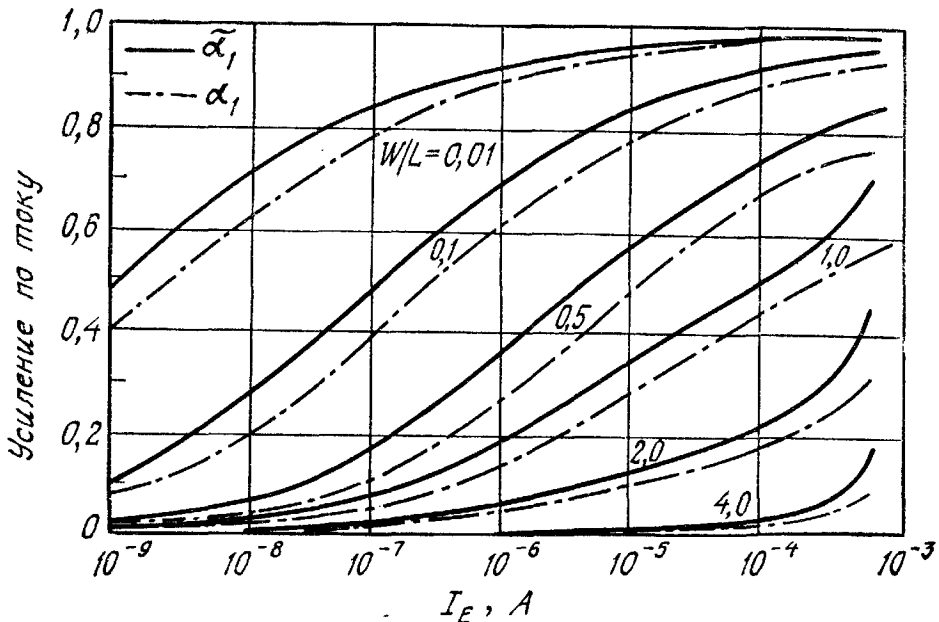


Рис. 11. Зависимость малосигнального и статического коэффициентов переноса от тока и ширины базы для транзистора со следующими параметрами:  $n_{n0} = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $p_{n0} = 7,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $A_s = 0,16 \text{ мм}^2$ ,  $\mu_n = 1400 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $\mu_p = 500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $D_p = 13 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\tau_p = 0,5 \text{ мкс}$ ,  $L_p = 25,5 \text{ мкм}$ ,  $I_R = 2,5 \times 10^{-10} \text{ А}$  и  $n = 1,5$  [16].



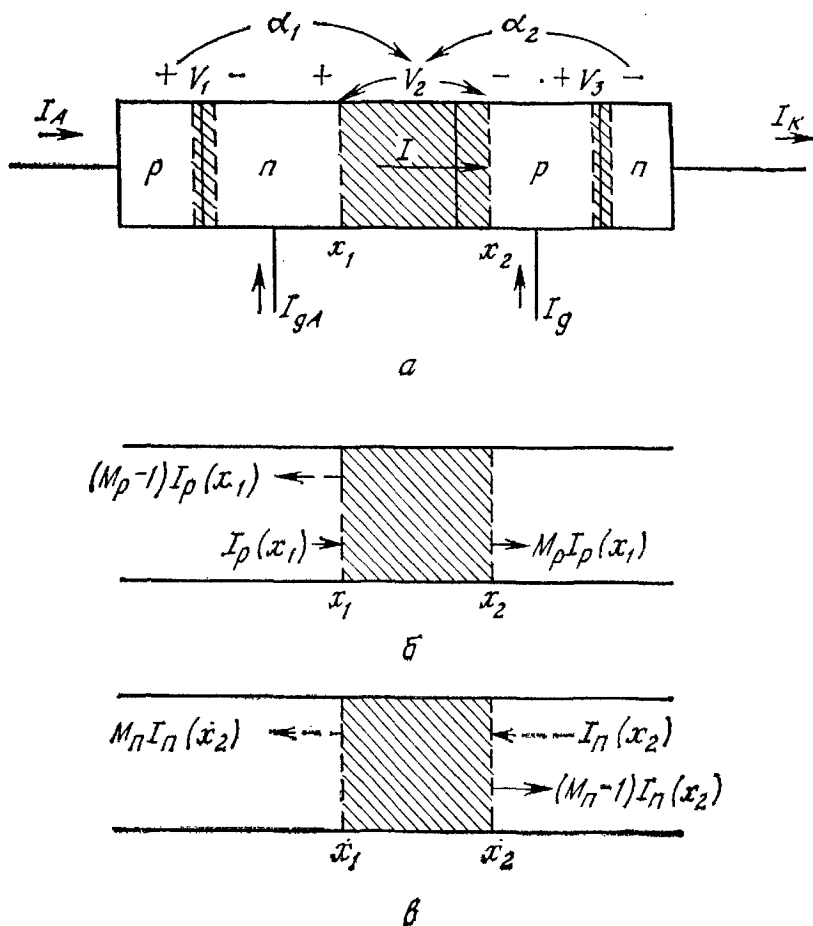


Рис. 12. Обобщенная схема тиристора.

$I$  — ток, протекающий через центральный переход;  $i_n$  и  $i_p$  — первичные электронный и дырочный токи, генерирующие токи  $M_n i_n$  и  $M_p i_p$  в условиях лавинного умножения.

При малых значениях  $W/L$  коэффициент переноса не зависит от тока и коэффициент усиления изменяется с током только благодаря коэффициенту инжекции. Это условие выполняется в узкой базе прибора (в базе  $n-p-n$ -транзистора). При большом значении  $W/L$  (в базе  $p-n-p$ -транзистора) коэффициент переноса и коэффициент инжекции зависят от тока. Таким образом, величина коэффициента усиления в принципе может лежать в требуемом диапазоне при правильном подборе диффузионной длины и степени легирования.

**Напряжение включения.** Для определения напряжения включения  $V_{BF}$  рассмотрим обобщенную конфигурацию тиристора с выводными контактами ко всем четырем слоям, показанную на рис. 12, а. Пусть центральный переход смещен в обратном направлении и напряжение  $V_2$  на переходе J2 достаточно для лавинного умножения носителей, пересекающих его обедненную область. Обозначим коэффициент умножения электронов через  $M_n$ , а коэффициент умножения дырок через  $M_p$  и будем считать, что они

оба зависят от  $V_2$ . В результате умножения стационарный ток дырок  $I_p(x_1)$ , втекающий в обедненный слой в сечении  $x_1$  (рис. 12, б), принимает значение  $M_p I_p(x_1)$  в сечении  $x = x_2$ . Аналогичный результат имеет место для электронного тока  $I_n(x_2)$ , втекающего в обедненный слой в сечении  $x_2$  (рис. 12, в). Общий ток  $I$  равен

$$I = M_p I_p(x_1) + M_n I_n(x_2). \quad (26)$$

Так как, с другой стороны,  $I_p(x_1)$  является коллекторным током  $p-n-p$ -транзистора, то с учетом схемы на рис. 9, в его можно представить в виде

$$I_p(x) = \alpha_1 (I_A) I_A + I_{CO1}. \quad (27)$$

Аналогично можно представить первичный электронный ток  $I_n(x_2)$ :

$$I_n(x) = \alpha_2 (I_K) I_K + I_{CO2}. \quad (28)$$

Подставляя выражения (27) и (28) в формулу (26), получим

$$I = M_p [\alpha_1 (I_A) I_A + I_{CO1}] + M_n [\alpha_2 (I_K) I_K + I_{CO2}]. \quad (29)$$

Если допустить, что  $M_p = M_n = M$ , то выражение (29) принимает более простой вид

$$\frac{1}{M(V_2)} = \frac{\alpha_1 (I_A) I_A}{I} + \frac{\alpha_2 (I_K) I_K}{I} + \frac{I_0}{I}, \quad (30)$$

где  $I_0 = I_{CO1} + I_{CO2}$ .

Если  $I_g = I_{gA} = 0$  (здесь  $I_{gA}$  — ток управляющего электрода, расположенного ближе к аноду) и  $I = I_A = I_K$ , то выражение (30) принимает вид

$$\frac{1}{M(V_2)} = \alpha_1 (I) + \alpha_2 (I) + I_0/I. \quad (31)$$

Коэффициент умножения  $M$  можно представить в виде

$$M(V_2) = \frac{1}{1 - (V_2/V_B)^n}, \quad (32)$$

где  $V_B$  — напряжение пробоя (разд. 4.2.1) и  $n$  — постоянная величина. Напряжение включения теперь может быть получено из формул (31) и (32) при условии, что  $I \gg I_0$ . В результате имеем

$$M(V_2) = \frac{1}{\alpha_1 + \alpha_2} = \frac{1}{1 - (V_{BF}/V_B)^n} \quad (33)$$

или

$$V_{BF} = V_B (1 - \alpha_1 - \alpha_2)^{1/n}. \quad (34)$$

Из сравнения с напряжением обратного пробоя  $V_{BR} = V_B (1 - \alpha_1)^{1/n}$  видно, что  $V_{BF}$  всегда меньше  $V_{BR}$ . При малых значе-

ниях суммы  $\alpha_1 + \alpha_2$  напряжение  $V_{BF}$  примерно равно напряжению обратного пробоя, приведенному на рис. 4. Если же  $\alpha_1 + \alpha_2 \approx 1$ , напряжение включения существенно меньше  $V_{BR}$ .

### 4.2.3. Режим прямой проводимости

Когда тиристор находится во включенном состоянии, все три перехода смещены в прямом направлении. Дырки инжектируются из области  $p1$ , а электроны — из области  $n2$ , и структура  $n1-p2-n2$  ведет себя аналогично насыщенному транзистору с удаленным диодным контактом к области  $n1$ . Следовательно, прибор в целом аналогичен  $p1-i-n2$  ( $p^+-i-n^+$ )-диоду.

В  $p^+-i-n^+$ -диоде с  $i$ -областью шириной  $W$  плотность прямого тока определяется скоростью рекомбинации дырок и электронов внутри  $i$ -области. Плотность тока определяется выражением

$$J = \int_0^W qR dx. \quad (35)$$

Здесь  $R$  — скорость рекомбинации, описываемая соотношением [17]

$$R = G(n^2p + p^2n) + \frac{np - n_i^2}{\tau_{p0}(n + n_i) + \tau_{n0}(p + n_i)}, \quad (36)$$

где первое слагаемое характеризует процесс оже-рекомбинации с коэффициентом  $G$ , равным для кремния  $(1 \div 2) \cdot 10^{-31}$  см<sup>6</sup>/с; второе слагаемое описывает рекомбинацию через центры с энергией вблизи середины запрещенной зоны, а  $\tau_{p0}$  и  $\tau_{n0}$  — времена жизни дырок и электронов соответственно. В предельном случае при  $n = p \gg n_i$  выражение (36) принимает более простой вид

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{n}{R} = \left( 2Gn^2 + \frac{1}{\tau_{p0} + \tau_{n0}} \right)^{-1}. \quad (37)$$

Если во всей  $i$ -области концентрация носителей примерно постоянна, то из выражений (35) и (36) вытекает следующая величина плотности тока:

$$J = qnW/\tau_{\text{eff}}. \quad (38)$$

Плотность тока можно представить также в виде

$$J = q(\mu_n + \mu_p) n \bar{\mathcal{E}} = \frac{q}{kT} \frac{(b+1)^2}{2b} qD_a n \bar{\mathcal{E}}, \quad (39)$$

где  $\bar{\mathcal{E}}$  — усредненное значение электрического поля,  $b$  — отношение  $\mu_n/\mu_p$  и  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии.

Падение напряжения в  $i$ -области  $V_m$  равно

$$V_m = 2d\bar{\mathcal{E}}. \quad (40)$$

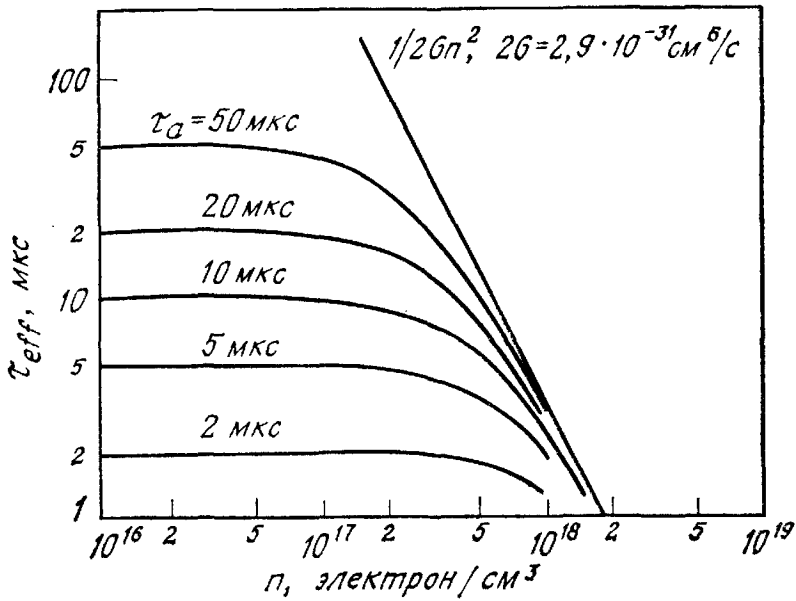


Рис. 13. Эффективное время жизни при высоком уровне инжекции ( $\tau_a$  — амбиполярное время жизни,  $G$  — коэффициент оже-рекомбинации) [18].

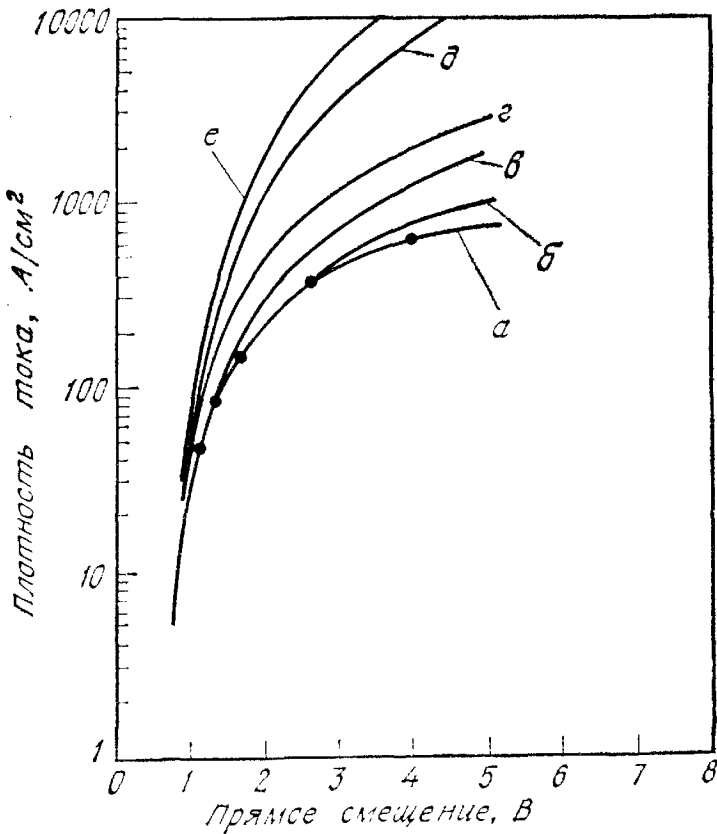


Рис. 14. Теоретические (линии) и экспериментальные (точки) вольт-амперные характеристики тиристора, полученные при учете различных физических механизмов [17].

$a$  — при учете всех факторов и при теплопроводности  $50 \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{К})$ ;  $b$  — при постоянной температуре;  $\beta$  — без учета оже-рекомбинации;  $\gamma$  — без учета взаимного рассеяния носителей;  $\delta$  — без учета оже-рекомбинации и взаимного рассеяния носителей;  $\epsilon$  — без учета сужения зоны, оже-рекомбинации и взаимного рассеяния носителей.

Объединяя выражения (38) и (39), получим

$$V_m = \frac{kT}{q} \frac{8b}{(1+b)^2} \left( \frac{d^2}{D_a \tau_{\text{eff}}} \right) \quad (41)$$

или

$$V_m \sim (\tau_{\text{eff}})^{-1}. \quad (42)$$

Поскольку  $V_m$  обратно пропорционально эффективному времени жизни, для уменьшения  $V_m$  необходимо увеличить  $\tau_{\text{eff}}$ . Результаты численных расчетов  $\tau_{\text{eff}}$  [18] для ряда значений амбиполярного времени жизни  $\tau_a = \tau_{p0} + \tau_{n0}$  приведены на рис. 13. При низких концентрациях носителей эффективное время жизни равно амбиполярному времени жизни; однако при концентрации носителей, превышающей  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , эффективное время жизни благодаря оже-рекомбинации быстро уменьшается по закону  $n^{-2}$ .

Был проведен численный анализ режима прямой проводимости с учетом различных физических механизмов. Серия расчетных вольт-амперных характеристик тиристора с напряжением включения 2500 В при температуре теплоотвода 400 К приведена на рис. 14 [17]. Плотность тока  $1000 \text{ А/см}^2$  соответствует максимально допустимому уровню тока в импульсном режиме, а плотность тока  $100 \text{ А/см}^2$  — максимально допустимому уровню тока в статическом режиме. Как видно из рис. 14, при плотностях  $100 \text{ А/см}^2$  и выше основными ограничивающими механизмами являются взаимное рассеяние носителей и оже-рекомбинация. Сужение запрещенной зоны фактически не сказывается до тех пор, пока плотность тока не превысит  $1000 \text{ А/см}^2$ . Рекомбинация через центры в середине запрещенной зоны выступает в качестве ограничения уже при плотностях, меньших  $100 \text{ А/см}^2$ , и остается важным фактором при больших плотностях тока. Температура перехода влияет уже при плотностях тока, превышающих  $500 \text{ А/см}^2$ . Кривая  $a$  относится к случаю, когда при расчете учитывались все описанные выше механизмы. Приведенные на рис. 14 экспериментальные результаты хорошо согласуются с кривой  $a$ .

### 4.3. ДИОДНЫЙ И ТРИОДНЫЙ ТИРИСТОРЫ

#### 4.3.1. Статические вольт-амперные характеристики

Как уже говорилось выше, диодный тиристор представляет собой двухполюсный  $p-n-p-n$ -прибор [19а, б]. Исходя из общего соотношения (30), опишем графический метод построения его вольт-амперной характеристики. Так как в диодном тиристоре  $I_g = I_{gA} = 0$  и  $I_A = I_K = I$ , то соотношение (30) принимает более простой вид

$$\frac{1}{M(V_2)} = \alpha_1(I) + \alpha_2(I) + I_0/I = f(I), \quad (43)$$

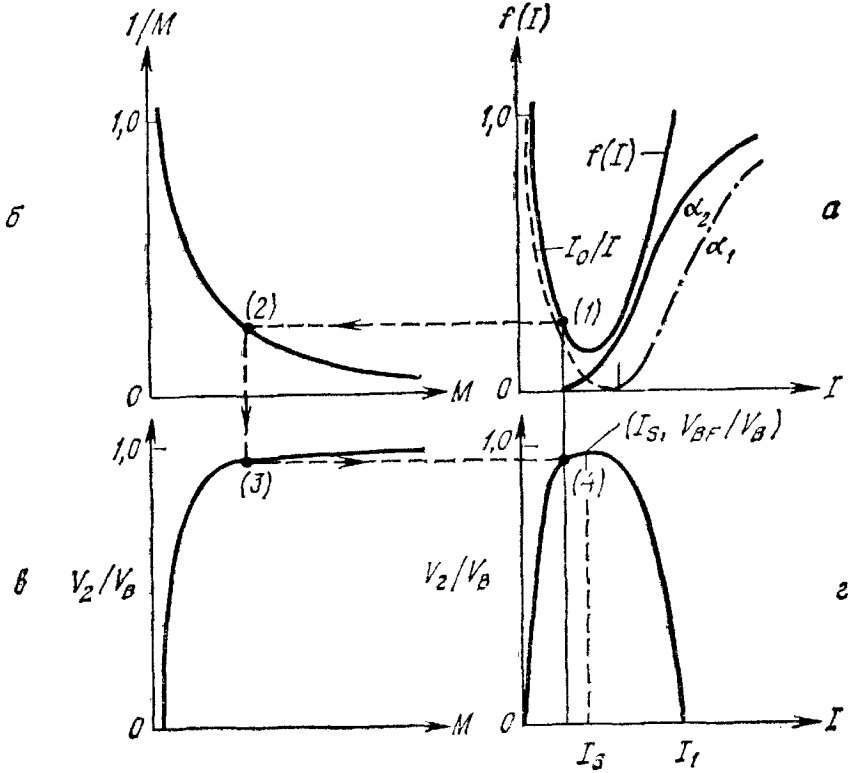


Рис. 15. Графическое построение вольт-амперной характеристики диодного тиристора [20].

где коэффициент  $M$  ( $V_2$ ) определяется выражением (32). Пусть  $I_0$  — некоторая известная постоянная, а зависимости  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  от тока имеют вид, показанный на рис. 11. Графическое решение уравнения (43) продемонстрировано на рис. 15 [20]. Сложив три кривые, получим функцию  $f(I)$  (рис. 15, а). На рис. 15, б приведена зависимость  $1/M$  от  $M$ , причем масштаб по вертикали идентичен масштабу на рис. 15, а, а масштаб по горизонтали идентичен масштабу на рис. 15, в, на котором приведена зависимость (32). Выберем теперь на оси абсцисс (рис. 15, з) исходную точку — значение тока  $I$ , для которого требуется найти падение напряжения на приборе. Спроецируем эту точку вертикально вверх на рис. 15, а и найдем значение функции  $f(I)$  — точка 1. Затем спроецируем точку 1 по горизонтали налево до пересечения с графиком  $1/M$  и получим точку 2, т. е. определим  $M$ . По известной величине  $M$ , проецируя точку 2 вертикально вниз, найдем необходимую величину  $(V_2/V_B)$  на рис. 15, в (точка 3). Выполним последнюю горизонтальную проекцию точки 3 до пересечения с первой вертикальной проекцией в точке 4. Эта точка дает величину нормализованного падения напряжения на приборе, необходимого для поддержания заданного тока  $I$ . Полная вольт-амперная характеристика прибора (рис. 15, з) получается повторением этого геометрического построения для разных значений тока.

Отметим, что точка переключения  $(I_s, V_{BF})$  расположена в диапазоне токов, где функция  $f(I)$  достигает минимума. Точка удержания определяется как точка с низким напряжением и большим током, в которой  $dV/dI = 0$ . Приведенный анализ не позволяет ее найти. Однако в первом приближении ее координатами можно считать  $(I_1, 0)$ , где  $f(I_1) = 1$ . При  $f(I_1) = 1$   $M(V_2) = 1$ , а это означает, что  $V_2 = 0$ . Если напряжение  $V_2 = 0$ , то ток насыщения центрального перехода также стремится к 0. Тогда из уравнения (43) следует  $\alpha_1(I) + \alpha_2(I) = 1$ . Отсюда при известных  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  можно найти ток, при котором смещение на центральном переходе становится нулевым. В результате полное падение напряжения на приборе равно просто сумме падений на-

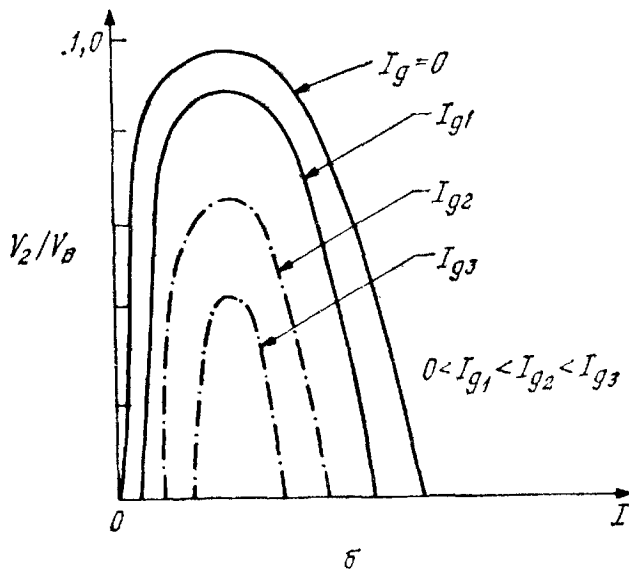
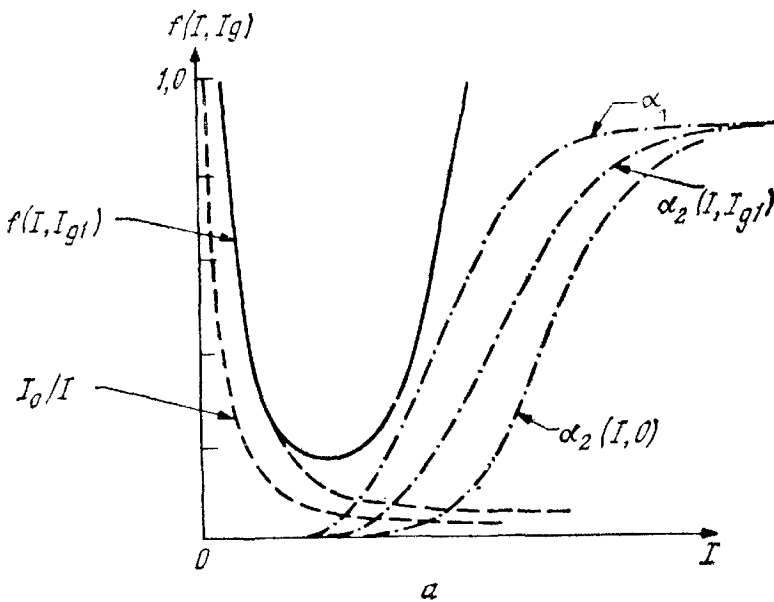


Рис. 16. Графическое построение вольт-амперной характеристики триодного тиристора [20].

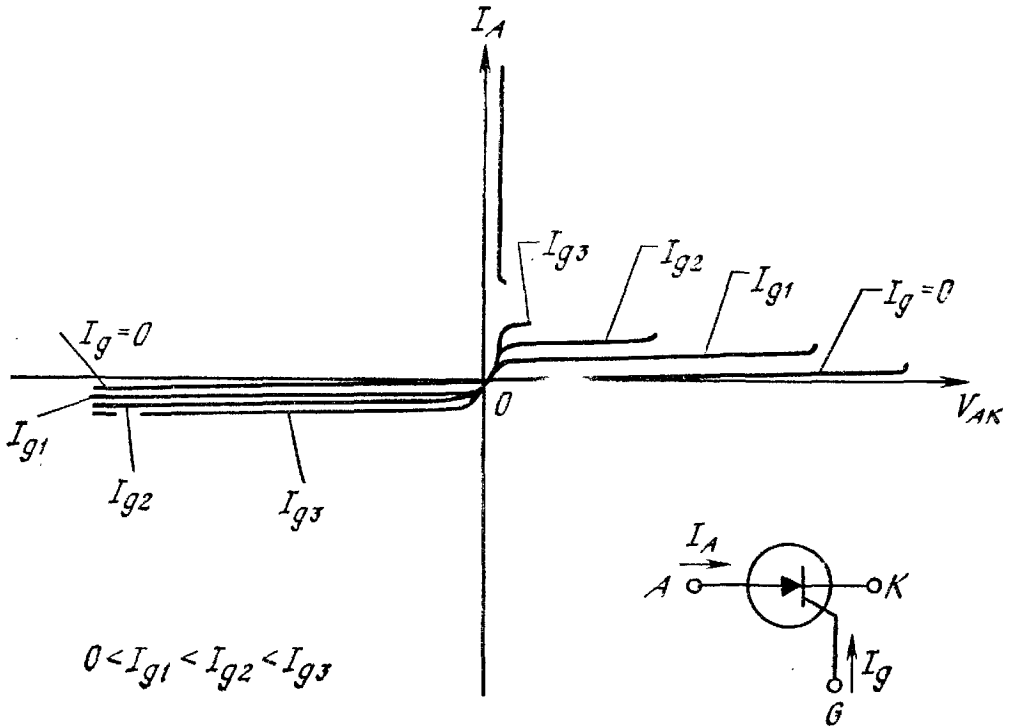


Рис. 17. Вольт-амперная характеристика тиристора при различных управляющих токах [5].

пряжений на двух прямосмещенных внешних переходах ( $\sim 1,2$ — $1,4$  В для кремниевых приборов).

При токе, превышающем  $I_1$ , все переходы смещены в прямом направлении. (Проведенный выше анализ неприменим, так как верен в предположении, что переход J2 остается смещенным в обратном направлении.) Если продолжать увеличивать ток, полное падение напряжения еще более уменьшается и прибор остается на участке с дифференциальным отрицательным сопротивлением, пока общий ток не превысит ток удержания  $I_h$ . При больших токах падение напряжения на центральном переходе становится сравнимым с напряжением на эмиттерном переходе и динамическое сопротивление прибора снова оказывается положительным [21]. После прохождения точки  $(I_h, V_h)$  на характеристике прибор находится в области прямой проводимости (разд. 4.2.3).

Для тиристора с одним управляющим электродом уравнение (30) можно преобразовать к виду

$$\frac{1}{M(V_2)} = \alpha_1(I) + \alpha_2(I + I_g) + \frac{\alpha_2(I + I_g)}{I} I_g + \frac{I_0}{I} = f(I, I_g). \quad (44)$$

В этом уравнении ток  $I_K$  заменен на  $I + I_g$  и  $I_{gA} = 0$ . Уравнение (44) равносильно уравнению (43), если  $I_g = 0$ . На рис. 16 приве-



дены функция  $f(I, I_g)$  и вольт-амперная характеристика тиристора при  $I_g = 0$ . Семейство вольт-амперных характеристик для различных значений  $I_g$  получается путем построения  $\alpha_2(I + I_g)$  для каждого значения  $I_g$  и включения в функцию  $f(I, I_g)$  члена  $\alpha_2(I + I_g)/I$ . Таким образом строят семейство кривых  $f(I, I_g)$ . Необходимо отметить, что с увеличением  $I_g$  напряжение включения падает. Это позволяет управлять включением структуры.

Полное семейство вольт-амперных характеристик триодного тиристора при различных управляющих токах приведено на рис. 17. В режиме прямого запираия характеристики аналогичны кривым, приведенным на рис. 16, б, с учетом расположения координатных осей.

#### 4.3.2. Время включения и выключения

В процессе переключения тиристора из закрытого состояния в открытое ток через него должен вырасти до достаточно высокого уровня, чтобы удовлетворялось условие  $\bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2 = 1$ . Существует несколько способов переключения тиристорov. Единственным способом включения диодного тиристора является переключение анодным напряжением. Переключение напряжением можно осуществить двумя путями: медленным повышением анодного напряжения вплоть до напряжения включения и импульсом анодного напряжения. Последний вариант, называемый  $dV/dt$ -переключение, рассмотрен в разд. 4.3.3.

Наиболее важным способом включения триодного тиристора является запуск управляющим током. При подаче запускающего тока (управляющего тока в базу) анодный ток тиристора реагирует на него с запаздыванием. Процесс изменения анодного тока можно характеризовать временем включения  $t_{on}$  (рис. 18, а). Поскольку процесс переключения тиристора имеет регенеративную природу, время включения приближенно равно среднему геометрическому времени диффузии в  $n1$ - и  $p2$ -областях, или

$$t_{on} = \sqrt{t_1 t_2}, \quad (45)$$

где  $t_1 \equiv W_{n1}^2/2D_p$ ,  $t_2 \equiv W_{p2}^2/2D_n$ ,  $W_{n1}$  и  $W_{p2}$  — толщины слоев  $n1$  и  $p2$  соответственно,  $D_n$  и  $D_p$  — коэффициенты диффузии элементов и дырок соответственно.

Приведенный выше результат вытекает из рис. 9, если воспользоваться методом заряда. Положим, что в  $p-n-p$ - и  $n-p-n$ -транзисторах накоплены заряды  $Q_1$  и  $Q_2$ . Коллекторные токи транзисторов  $I_{c2} \simeq Q_1/t_1$  и  $I_{c1} \simeq Q_2/t_2$ . В идеальных условиях при  $dQ_1/dt = I_{c2}$  и  $dQ_2/dt = I_g + I_{c1}$  справедливо следующее уравнение:

$$\frac{d^2 Q_1}{dt^2} - \frac{Q_1}{t_1 t_2} = \frac{I_g}{t_2}. \quad (46)$$

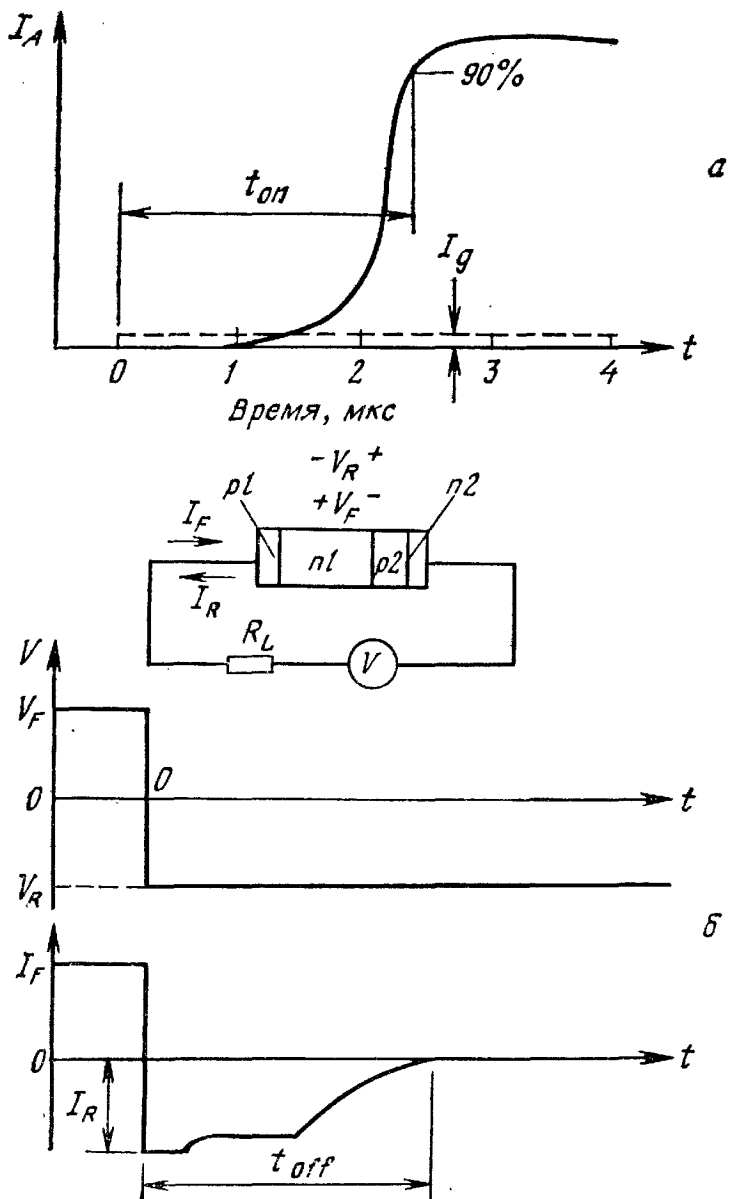


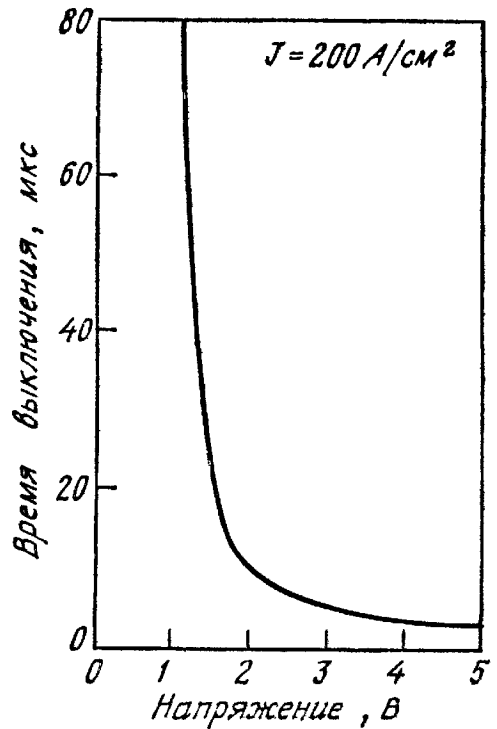
Рис. 18. Переходные процессы в триодном гиристоре [5].

*a* — включение при подаче запускающего тока; *б* — выключение при быстром изменении полярности напряжения.

Его решением является функция  $\exp(-t/t_{on})$  с постоянной времени  $t_{on}$ , определяемой формулой (45). Для уменьшения времени включения необходимо создавать приборы с узкими слоями  $n1$  и  $p2$ . Однако такое требование противоречит условию высокого пробивного напряжения. Поэтому мощные высоковольтные тиристоры обладают большим временем включения.

Когда тиристор находится во включенном состоянии, все три его перехода смещены в прямом направлении. Следовательно, в приборе накапливаются избыточные неосновные и основные носители заряда, а их избыток  $n$  пропорционален прямому току. Для перевода прибора в закрытое состояние избыточные носители

Рис. 19. Типичная взаимосвязь между прямым падением напряжения и временем выключения мощного тиристора [27].



либо должны быть удалены электрически полем, либо должны рекомбинировать [22, 23]. Типичная форма тока при выключении прибора показана на рис. 18, б. Основной вклад во время задержки дает время рекомбинации в слое  $n_1$ .

Поскольку дырочный ток через структуру пропорционален избыточному заряду в слое  $n_1$ , то можно написать

$$I = I_F \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right), \quad (47)$$

где  $I = I_F$  в момент  $t = 0$ ,  $\tau_p$  — время жизни неосновных носителей. Для перевода прибора в закрытое состояние ток через него должен быть меньше тока удержания  $I_h$ . Отсюда время выключения равно

$$t_{\text{off}} = \tau_p \ln\left(\frac{I_F}{I_h}\right). \quad (48)$$

Чтобы добиться малого времени выключения, необходимо снизить время жизни неосновных носителей в слое  $n_1$ . Этого достигают введением центров рекомбинации во время диффузионного процесса (в кремнии такие центры дают золото и платина) или путем электронного и гамма-облучения [24—26]. Золото образует в кремнии акцепторный уровень вблизи середины запрещенной зоны и служит эффективным генерационно-рекомбинационным центром. Однако с повышением концентрации золота возрастают токи утечки. В результате при легировании золотом снижается напряжение включения. Легирование платиной или облучение электронами не вызывает снижения напряжения. Уменьшение времени жизни

одновременно увеличивает прямое падение напряжения во включенном состоянии (выражение (42)). Типичная взаимосвязь прямого падения напряжения и времени выключения мощного тиристора приведена на рис. 19 [27]. Приемлемое время выключения составляет 10 мкс, и прямое падение напряжения равно 2 В.

Для сокращения времени выключения обычно во время фазы запирания подают обратное смещение между управляющим электродом и катодом. Такой способ называется управляемым выключением [28, 29]. Улучшение запирания связано с тем, что обратносмещенный управляющий электрод поглощает большую часть тока рассасывания, которая в противном случае протекала бы через катод, мешая восстановлению прямого напряжения на аноде.

### 4.3.3. Закороченный катод и эффект $dV/dt$

В современных диодных и триодных тиристорах для улучшения характеристик приборов используют закороченный катод [6, 7]. Упрощенная конструкция тиристора с закороченным катодом показана на рис. 20, а. Эквивалентная двухтранзисторная схема приведена на рис. 20, б, где полный ток катода, обозначенный через  $I_{K'}$ , равен сумме тока  $I_K$  и шунтирующего тока  $I_{шунт}$ . Если сопротивление  $R_{шунт}$  настолько мало, что большая часть анодного тока течет через закороченную часть катода, то  $I_K \ll I_A$ . Из уравнения (30) при  $I_{gA} = 0$  и  $I = I_A$  получим

$$I_A = \frac{M I_0}{1 - M \alpha_1 - M \alpha_2 (I_K / I_A)} \quad (49)$$

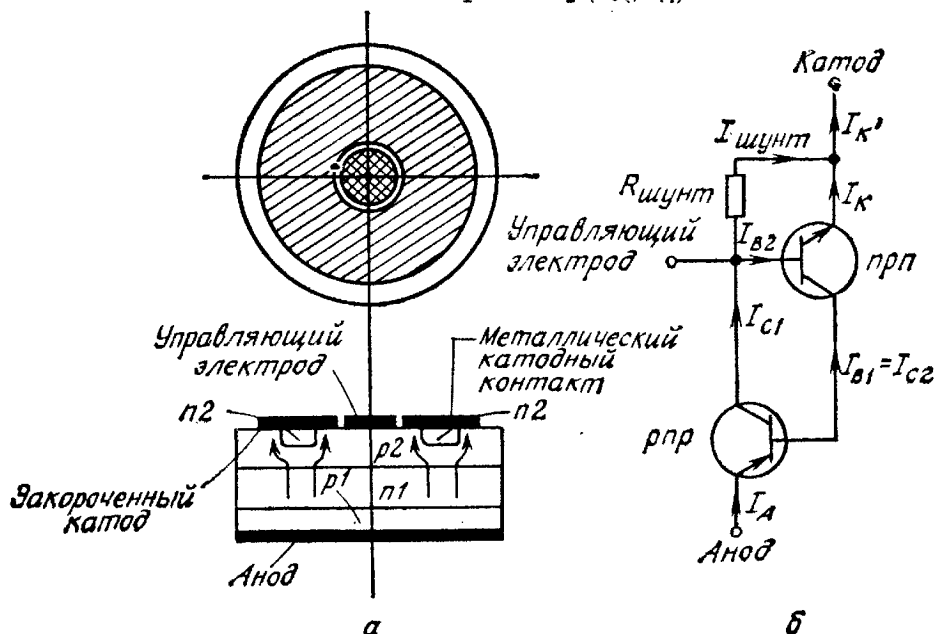


Рис. 20. Тиристор с закороченным катодом.

а — часть тока протекает через катодную закоротку; б — двухтранзисторная модель тиристора с закороченным катодом.

Если катод не закорочен, то  $I_K = I_A$ , поэтому

$$I_A = \frac{MI_0}{1 - M\alpha_1 - M\alpha_2}. \quad (50)$$

Из выражения (33) следует, что напряжение включения  $V_{BF}$  определяется условием  $M = 1/(\alpha_1 + \alpha_2)$ . При закороченном катоде, когда  $I_K \ll I_A$ , уравнение (49) принимает вид

$$I_A = \frac{MI_0}{1 - M\alpha_1}. \quad (51)$$

В этих условиях напряжение включения становится равным напряжению обратного пробоя, определяемому выражением (4).

В динамическом режиме закрытый тиристор может быть включен при напряжениях, намного более низких, чем напряжение включения. Уменьшение напряжения включения при этом зависит от амплитуды импульса анодного напряжения и скорости его нарастания. Это явление называется эффектом  $dV/dt$ . Его можно использовать для включения тиристора ( $dV/dt$ -переключение). Эффект  $dV/dt$  обусловлен тем, что быстро изменяющееся анодное напряжение приводит к увеличению тока смещения  $d(CV)/dt$ , где  $C$  — емкость перехода  $J_2$ . Емкостный ток в свою очередь может вызвать возрастание суммарного коэффициента усиления  $(\bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2)$  до единицы, и в результате произойдет включение тиристора. В мощных тиристорах, которые должны обладать высокими значениями  $V_{BF}$ , необходимо ослабить влияние эффекта  $dV/dt$ . С этой целью можно сместить цепь управляющий электрод—катод в обратном направлении, чтобы ток смещения протекал через управляющий вывод и не вызывал увеличения коэффициента усиления. Можно также снизить время жизни неосновных носителей в областях  $n_1$  и  $p_2$ , что приведет к уменьшению коэффициентов усиления, но в режиме прямой проводимости  $\alpha$  остается высоким.

Эффективным способом ослабления эффекта  $dV/dt$  является использование закороченного катода [30]. Как показано на рис. 20, а, ток смещения протекает через шунт и не влияет на коэффициент усиления  $\alpha_2$   $n$ — $p$ — $n$ -транзистора. Закороченный катод может обеспечить существенно большую устойчивость к эффекту  $dV/dt$ . Обычно тиристоры с незакороченным катодом допускают нарастание анодного напряжения 20 В/мкс. В приборах с закороченным катодом устойчивость к эффекту  $dV/dt$  может увеличиваться в 10—100 раз и более.

#### 4.3.4. Ограничение $dI/dt$ [7]

В начале процесса включения тиристора начинает проводить только небольшая область катода вблизи управляющего контакта. Эта область высокой проводимости поставляет запускающий ток,

необходимый для включения других близко расположенных областей, пока процесс не распространится на всю площадь катода. Этот процесс характеризуется скоростью распространения  $v_{sp}$ . Рассмотрим концентрическую структуру (рис. 20, а) с управляющим электродом радиусом  $r_0$ , расположенным в центре, и предположим, что анодный ток и напряжение между анодом и катодом линейно изменяются со временем. Таким образом, на этапе включения

$$i_A = \frac{dI_A}{dt} t, \quad v_{AK} = V_{AK} \left(1 - \frac{t}{t_0}\right), \quad (52), (53)$$

$$r = r_0 + v_{sp} t, \quad (54)$$

где  $V_{AK}$  — стационарное напряжение между анодом и катодом,  $t_0$  — время включения,  $i_A$ ,  $v_{AK}$ ,  $r$  — изменяющиеся во времени ток, напряжение и радиус проводящей области соответственно.

Мгновенная рассеиваемая мощность и проводящая площадь составляют

$$i_A v_{AK} = V_{AK} \frac{dI_A}{dt} \left(1 - \frac{t}{t_0}\right) t, \quad (55)$$

$$\text{Площадь} = \pi [(r_0 + v_{sp} t)^2 - r_0^2]. \quad (56)$$

Отсюда находим плотность рассеиваемой мощности

$$P = \frac{i_A v_{AK}}{\text{Площадь}} = \frac{V_{AK} (dI_A/dt) (1 - t/t_0) t}{\pi [(r_0 + v_{sp} t)^2 - r_0^2]} \quad (57)$$

и повышение температуры в наиболее горячей точке

$$\Delta T = \frac{1}{\rho C} \int_0^{\infty} P dt \sim (dI_A/dt), \quad (58)$$

где  $\rho$  и  $C$  — плотность и удельная теплоемкость кремния соответственно. Из формулы (58) следует, что при постоянной величине  $V_{AK}$  повышение температуры пропорционально  $dI_A/dt$ . Для предотвращения перегрева и постепенного разрушения прибора важное значение приобретает такой параметр, как допустимая скорость нарастания тока. Для ее увеличения можно расширить площадь области начальной проводимости или уменьшить отношение  $W/L$  в области  $n1$ , повышая скорость распространения области проводящего состояния.

Предложено несколько гребенчатых конструкций, в которых расстояние от любой части катода до управляющего электрода не превышает максимально допустимой величины. Изящный пример использования с этой целью эвольвенты показан на рис. 21. Уравнение эвольвенты  $ABC$  в полярных координатах имеет вид

$$r = r_0 (1 + \theta^2)^{1/2}, \quad (59)$$

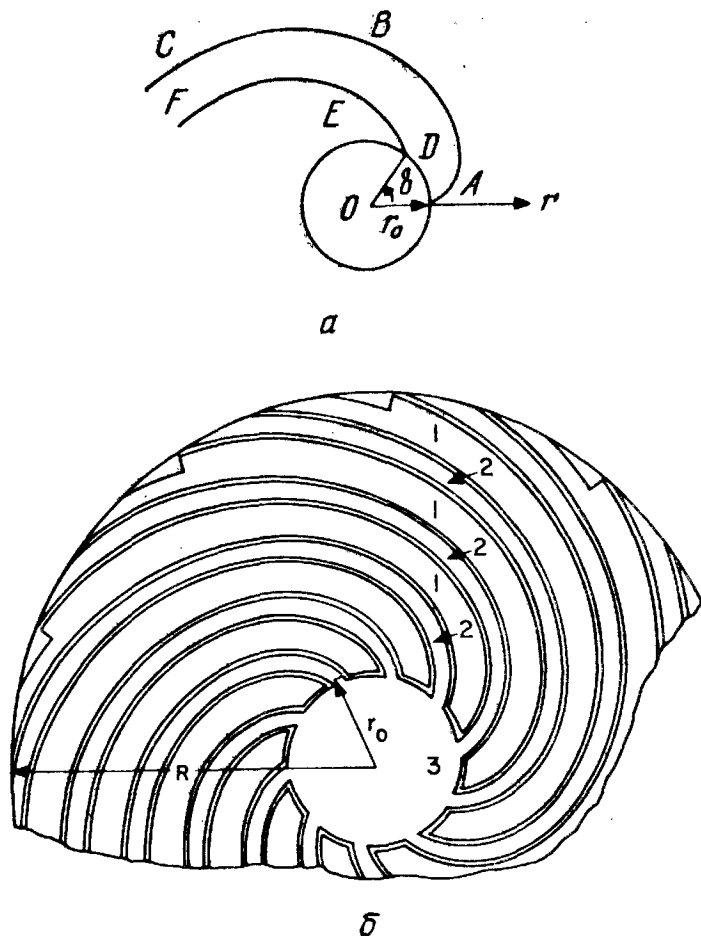


Рис. 21. Структура с электродами в форме эвольвенты [31].

а эвольвенты  $DEF$

$$r = r_0 [1 + (\theta - \delta)^2]^{1/2}. \quad (60)$$

Эти две эвольвенты везде эквидистантны и отстоят друг от друга на расстоянии  $r_0\delta$ . На рис. 21, б показана геометрия катодов и управляющих электродов прибора. Катодные контакты, обозначенные цифрой 1, имеют мезоструктуру. Металлический слой на управляющих электродах (цифра 2) присоединен к управляющему контакту 3.

Другой способ расширения области начального включения состоит в использовании дополнительного усилительного управляющего электрода [32] (рис. 22, а). Эквивалентная схема тиристора с таким усилительным электродом приведена на рис. 22, б. Когда на центральный управляющий электрод подан небольшой запускающий ток, структура с усилительным электродом, играющая роль запускающего прибора, включается гораздо быстрее, так как ее продольные размеры невелики. Запускающий ток намного больше исходного переключающего тока и обеспечивает

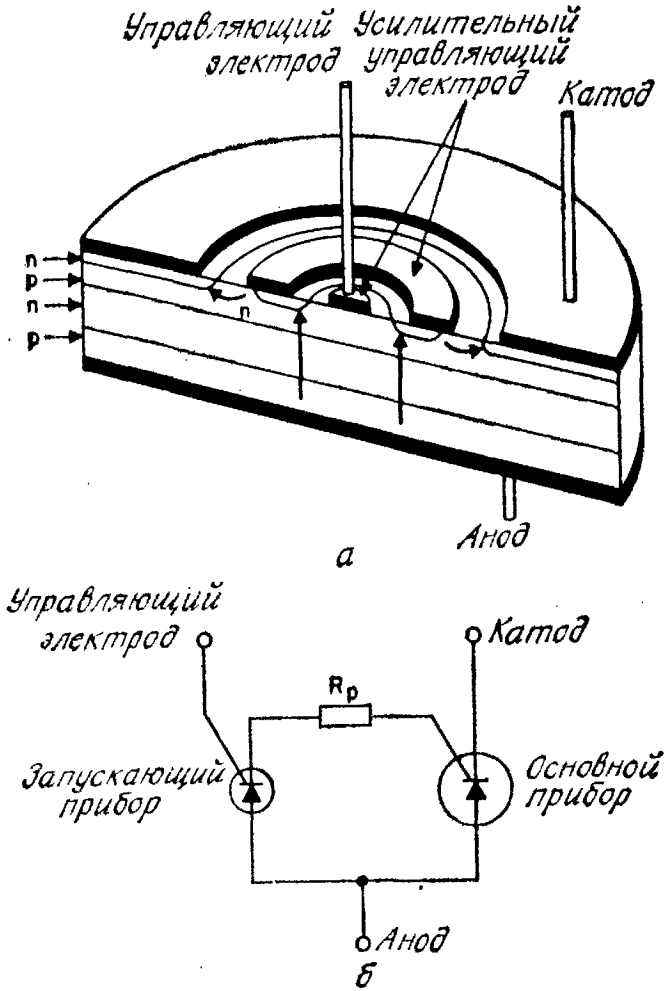


Рис. 22. Тиристор с усилительным управляющим электродом [32].  
 а — конструкция; б — эквивалентная схема.

основному прибору более сильный возбуждающий ток. Увеличенный возбуждающий ток расширяет область начального включения основного тиристора.

#### 4.3.5. Максимальная рабочая частота

При низких скоростях переключения тиристор в общем случае является более эффективным ключом, чем биполярный транзистор. Поэтому тиристоры получили широкое применение в области промышленного регулирования мощности, где рабочие частоты обычно составляют 50—60 Гц. В последнее время расширяется их применение в схемах с более высокими скоростями переключения. Рассмотрим теперь максимально достижимые рабочие частоты тиристоров.

Напряжение на выводах тиристора и протекающий через него во время переключения ток приведены на рис. 23 [33]. Основным фактором, влияющим на время включения и выключения тири-



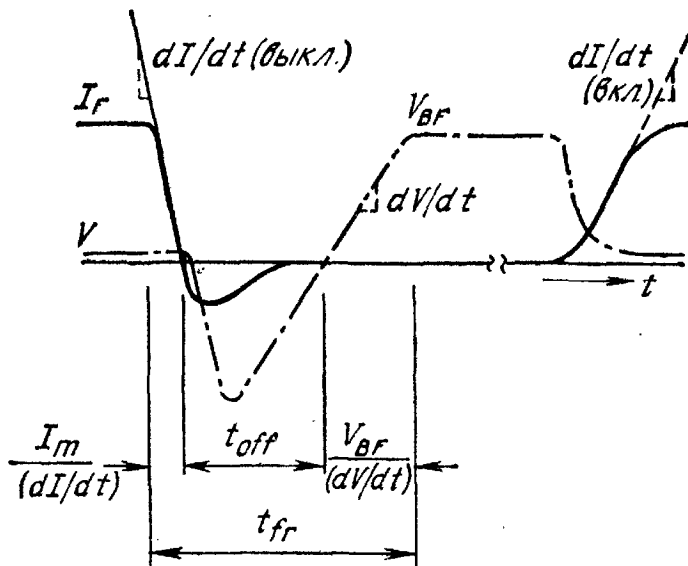


Рис. 23. Изменение токов и напряжений на выводах тиристора во время переключения [33].

стора, является скорость изменения тока  $dI/dt$  в процессе включения и выключения. В закрытом состоянии  $dI/dt$  определяется главным образом внешней цепью. Оптимизируя параметры этой цепи, необходимо ограничить  $dI/dt$  при включении (разд. 4.3.4). Время выключения рассмотрено в разд. 4.3.2. Скорость нарастания прямого падения напряжения на тиристоре  $dV/dt$  после периода восстановления высокой проводимости ограничивается емкостным током смещения.

Последний может вызвать увеличение коэффициента усиления  $n-p-n$ -транзистора, достаточное для включения тиристора, раньше, чем к тиристорному будет приложено полное прямое напряжение, или раньше, чем поступит запускающий сигнал на управляющий электрод. Такой эффект существенно ослабляется при закороченном катоде. Время прямого восстановления равно сумме трех указанных выше составляющих:

$$t_{fr} = I_F/(dI/dt) + t_{off} + V_{BF}/(dV/dt), \quad (61)$$

где  $I_F$  — максимальный прямой ток,  $V_{BF}$  — напряжение включения. Максимальная рабочая частота определяется выражением

$$f_m = \frac{1}{2t_{fr}}. \quad (62)$$

На рис. 24 приведено соотношение между временем выключения  $t_{off}$ , диффузионной длиной  $L$  и шириной  $W$  базы  $n1$  в зависимости от времени жизни неосновных носителей в области  $n1$  для тиристорных с рабочими напряжениями 800 и 1100 В. Из рисунка видно, что в соответствии с выражением (48) время  $t_{off}$  прямо пропорционально  $\tau_p$ . Напряжение включения обратно пропорцио-

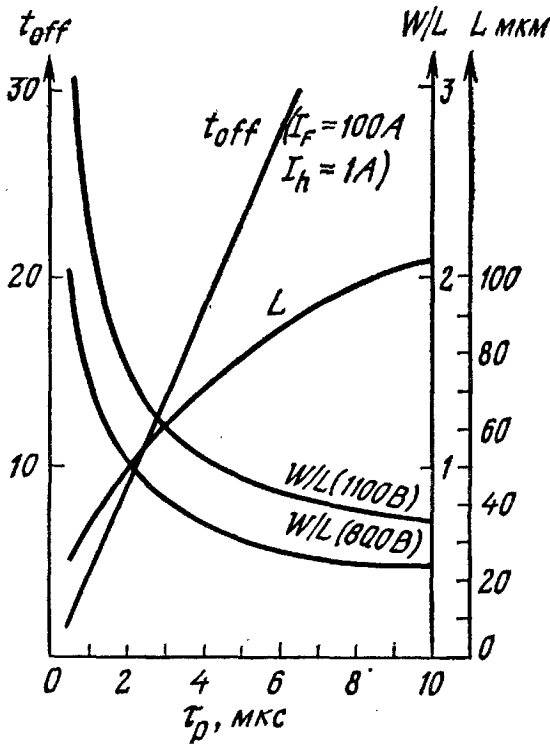


Рис. 24. Соотношение между временем выключения  $t_{off}$ , диффузионной длиной  $L$  и шириной  $W$  базы  $n_1$  в зависимости от времени жизни неосновных носителей в базе [33].

нально частоте для любого отношения  $W/L$ . При заданном напряжении включения ширина  $W$  обычно фиксирована и отношение  $W/L$  изменяется обратно пропорционально  $\sqrt{\tau_p}$ .

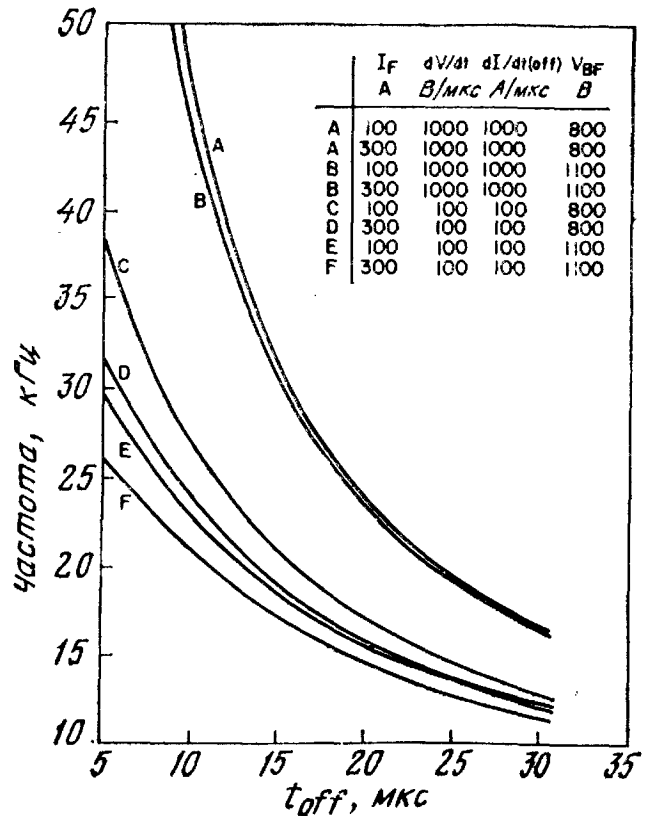


Рис. 25. Максимальные рабочие частоты тиристоров [33].

Максимальная рабочая частота тиристорov, изготовленных обычным образом, с рабочими напряжениями 800 и 1100 В приведена на рис. 25 для двух значений каждого из параметров: рабочих токов  $dI/dt$  и  $dV/dt$ . Например, тиристор с рабочим напряжением 800 В и током 100 А при  $W/L = 0,75$  ( $t_{\text{off}} = 18$  мкс из рис. 24) и при  $dV/dt = 100$  В/мкс и  $dI/dt = 100$  А/мкс имеет  $f_m \approx 20$  кГц. Для повышения  $f_m$  необходимо увеличивать  $dV/dt$  или  $dI/dt$ , или усложнять структуру прибора, или делать и то и другое. Таким образом, сохраняя рабочее напряжение и величину прямого тока, можно за счет снижения времени жизни уменьшить время выключения тиристора.

#### 4.4. МОЩНЫЕ ТИРИСТОРЫ

##### 4.4.1. Тиристоры с обратной проводимостью

Тиристор с обратной проводимостью (reverse conducting thyristor) представляет собой многослойный тиристор с тремя выводами, характеристики которого аналогичны характеристикам обычного тиристора в режиме прямой проводимости, но который проводит большой ток в обратном направлении. Он используется в качестве схемы возбуждения электролюминесцентных ламп и двунаправленной схемы переключателя переменного тока. Особенность этого тиристора состоит в том, что он имеет закороченные катод и анод. Поперечный разрез тиристора с обратной проводимостью приведен на рис. 26, а [34]. Отметим, что для перехода  $J_2$  пригодна только положительная фаска. Между  $p$ - и  $n$ -областями вблизи анодного контакта введены  $n^+$ -области. В результате при работе в обратном направлении, когда анод отрицательно смещен по отношению к катоду, переход  $J_1$ , обычно находящийся под обратным смещением, теперь оказывается закороченным на анод. Следовательно, в обратном направлении протекают большие токи. Прямая вольт-амперная характеристика (рис. 26, б) такая же, как для обычного тиристора.

Мощные тиристоры с обратной проводимостью могут работать при температурах переходов, превышающих 150 °С, в то время как обычные тиристоры сохраняют работоспособность лишь до 125 °С. Поэтому первые способны пропускать большие токи в открытом состоянии.

На рис. 27 приведены зависимости напряжения включения от температуры тиристора с обратной проводимостью и тиристора с закороченным катодом. Как уже говорилось выше,  $V_{BF}$  для тиристора с закороченным катодом равно напряжению обратного запираения, которое выше, чем для тиристора с незакороченным катодом. В закрытом состоянии работа тиристора с обратной проводимостью не зависит от коэффициентов усиления составляющих

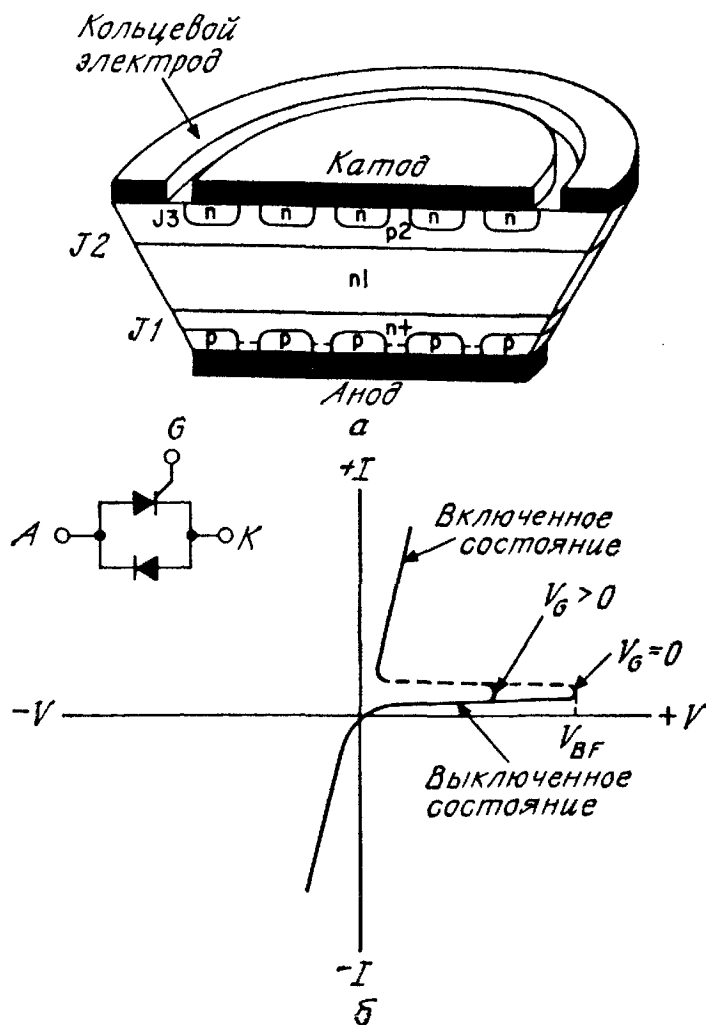


Рис. 26. Высоковольтный высокотемпературный тиристор с обратной проводимостью [34].

а — конструкция; б — вольт-амперная характеристика и условное обозначение тиристора.

транзисторов и  $V_{BF}$  равно напряжению лавинного пробоя перехода  $J2$ . Поскольку лавинный пробой имеет положительный температурный коэффициент,  $V_{BF}$  для тиристора с обратной проводимостью увеличивается с температурой (рис. 27). Видно, что при температурах выше  $125^\circ\text{C}$   $V_{BF}$  тиристора с закороченным катодом быстро падает, в то время как  $V_{BF}$  тиристора с обратной проводимостью продолжает возрастать и при температурах, превышающих  $150^\circ\text{C}$ .

Тиристоры с обратной проводимостью обладают быстрым восстановлением, так как в закрытом состоянии их характеристики не зависят от работы транзисторов. Следовательно, эти тиристоры допускают более высокий уровень легирования золотом или платиной, чем обычные тиристоры.

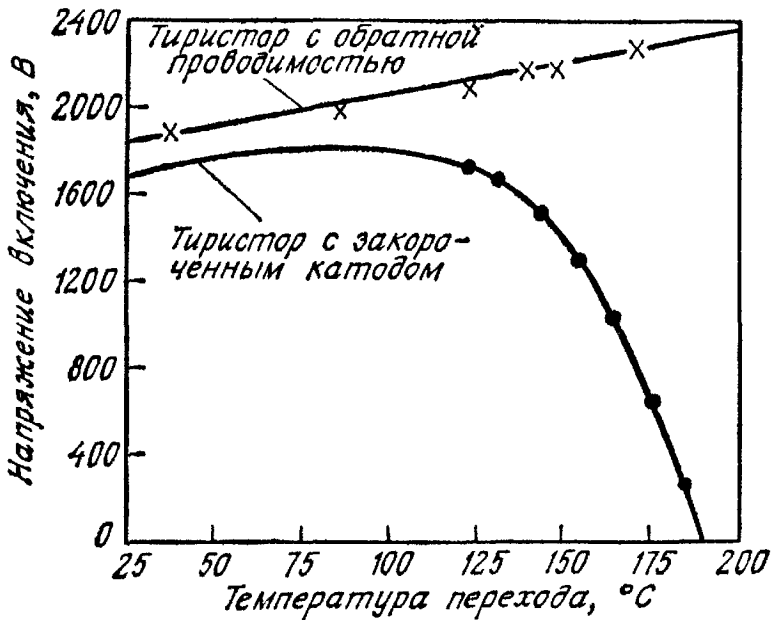


Рис. 27. Температурные зависимости напряжения включения тиристора с обратной проводимостью и тиристора с закороченным катодом [34].

#### 4.4.2. Фототиристор

Фототиристор (или переключатель, управляемый излучением) представляет собой четырехслойный (несимметричный) тиристор с тремя выводами, который может включаться под действием светового излучения, превышающего некоторый порог. Фототиристор способен обеспечивать совершенную электрическую изоляцию между мощной схемой и схемой возбуждения за счет передачи энергии запускающего импульса по волоконно-оптической линии. Фототиристоры применяются в системах фотоэлектрического контроля и управления, оптической связи и оптоэлектронных переключательных схемах.

Упрощенная структура фототиристора и его условное обозначение приведены на рис. 28 [35]. Для ослабления эффекта  $dV/dt$  и повышения температурной стабильности напряжения включения прибор имеет закороченный катод. Катодная площадка равномерно облучается источником света через оптическое волокно радиусом  $r_1$ , в результате чего в пределах облучаемой области возникают однородно распределенные электронно-дырочные пары. Внутренняя область катода закорочена по окружности радиусом  $r = r_2$ .

Наиболее существенный вклад во внешний ток дают электронно-дырочные пары, генерируемые внутри области пространственного заряда обратносмещенного перехода  $J_2$ . Они разделяются электрическим полем за время порядка 1 нс, т. е. практически мгновенно по сравнению с временем включения обычного тиристора ( $\sim 1$  мкс). Дырки переносятся в область  $p_2$ , а электроны —

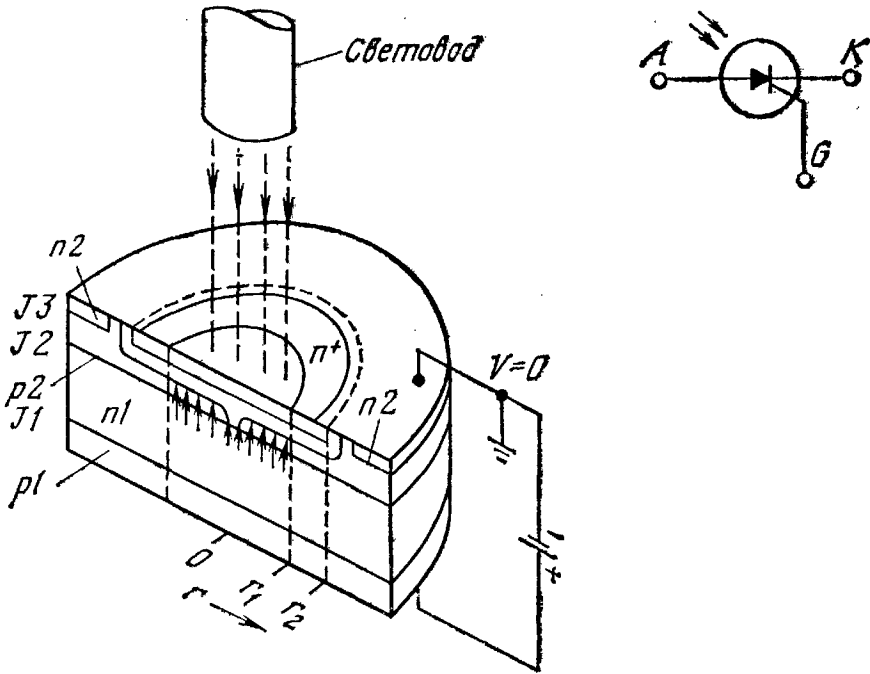


Рис. 28. Конструкция и условное обозначение фототиристора с закороченным катодом [35].

в область  $n1$ . Обе области получают одинаковые количества основных носителей без задержки на их генерацию. Поэтому в момент включения под действием света анодный ток резко возрастает (рис. 29).

Фототок затем усиливается двухтранзисторной  $p-n-p-n$ -структурой, работающей в регенеративном режиме. Анодный ток после некоторой задержки, связанной с временем движения инжектированных неосновных носителей в базе, продолжает возрастать. Если сумма коэффициентов усиления остается меньше 1 ( $I_{ph1}$  достигает  $I_{A1}$ ), то ток асимптотически стремится к стационарному значению.

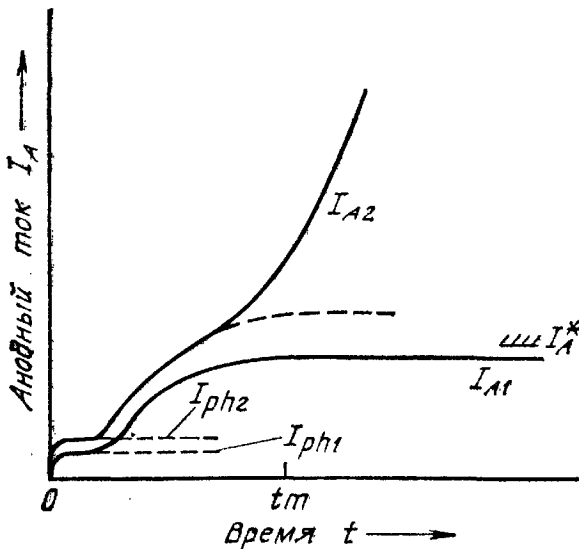


Рис. 29. Характеристики включения фототиристора при различных фототоках [35].

нарной величине и достигает ее за время  $t_m$ , равное среднему времени жизни носителей в областях  $n1$  и  $p2$ . Пусть  $I_A^*$  — стационарный ток, при котором сумма коэффициентов усиления равна 1, и пусть  $I_{ph2}$  — фототок, при котором соответствующий анодный ток  $I_{A2}$  стремится к стационарной величине, превышающей  $I_A^*$ . Тогда вскоре после превышения анодным током значения  $I_A^*$  вступит в действие регенеративная положительная обратная связь по току, что приведет к быстрому нарастанию анодного тока. В результате тиристор переключится в открытое состояние (рис. 29). При увеличении фототока процесс включения сдвигается в сторону уменьшения времени задержки; следовательно, время включения уменьшается с увеличением интенсивности света.

Экспериментальные характеристики включения высоковольтного тиристора приведены на рис. 30. Штриховой линией представлено включение с помощью управляющего электрода. Кривая *a* характеризует включение при низкой световой энергии а кривая *б* — при более сильном световом возбуждении. При повышении возбуждения время задержки сильно уменьшается.

Величина фототока, включающего тиристор, зависит от длины волны излучения  $\lambda$ . Для кремния максимум спектральной чувствительности лежит в диапазоне  $\lambda = 0,85—1,0$  мкм. Эффективными источниками света в этом диапазоне являются лазеры с двойной гетероструктурой GaAs—GaAlAs, лазеры на GaAs и светодиоды из GaAs (гл. 12).

Мощные тиристоры могут включаться под действием очень малой интенсивности света ( $\sim 0,2$  мВт для тиристора с рабочим напряжением 3 кВ), так как излучение допускает фокусировку на очень небольшой площади. Например, при диаметре стекловолокна 100 мкм площадь поверхности начального включения не превышает  $10^{-2}$  мм<sup>2</sup>. Следовательно, плотность мощности на площадке начального включения будет очень высокой. Для фототи-

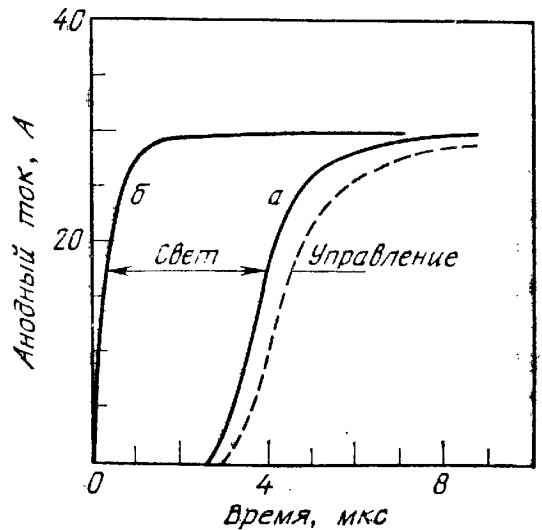


Рис. 30. Экспериментальные характеристики включения мощного фототиристора излучением ниодимового лазера. Энергия лазерного импульса  $2,5 \cdot 10^{-5}$  Вт·с (*a*) и  $5 \cdot 10^{-4}$  Вт·с (*б*) [35].

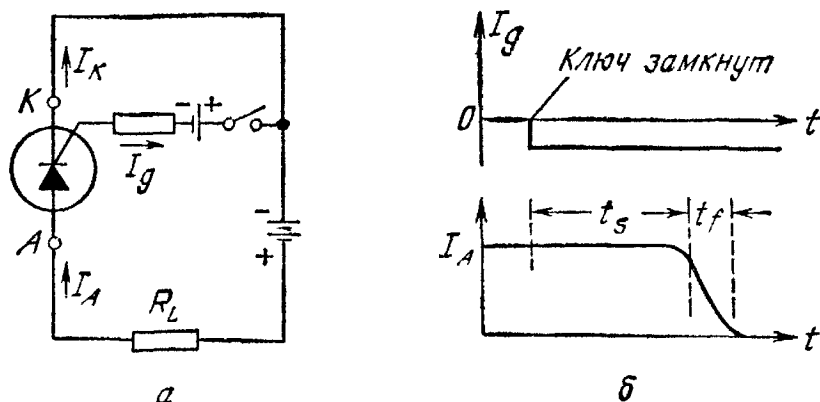


Рис. 31. Выключаемый тиристор [36].

*a* — схема включения; *б* — переходный процесс выключения.

ристора с закороченным катодом (рис. 28) минимальная световая мощность, необходимая для запуска, изменяется приблизительно обратно пропорционально  $r_2/r_1$ . Поэтому при больших значениях  $r_2/r_1$  требуется небольшая мощность света. Однако даже при  $r_2/r_1 = 5$  для запуска необходима световая мощность около 5 мВт, что на порядок выше, чем для фототиристора с незакороченным катодом. Следовательно, необходимо искать компромисс между световой чувствительностью и устойчивостью к эффекту  $dV/dt$ .

Как только световое излучение возбудит область начального включения, регенеративный процесс приводит к расширению включенной площади, и в конце концов включается весь катод прибора. После переключения в проводящее состояние, в котором анодный ток превышает фототок, световое излучение можно отключить, не изменяя анодный ток.

#### 4.4.3. Выключаемый тиристор

Выключаемый тиристор (или тиристор с выключением по управляющему электроду) представляет собой четырехслойную структуру, которая допускает включение положительным управляющим напряжением и выключение отрицательным управляющим напряжением. Обычно тиристор выключают путем снижения анодного тока ниже тока удержания или путем включения анодного тока противоположного направления. Выключаемые тиристоры используются в качестве инверторов, импульсных генераторов, прерывателей и в схемах переключателей постоянного тока и часто предпочитают применять их вместо транзисторов в высокоскоростных мощных устройствах, поскольку они способны выдерживать высокое напряжение в закрытом состоянии.

Принципиальная схема включения тиристора [36] приведена на рис. 31, *a*. При одномерном представлении процесса выключения следует рассмотреть поведение этого тиристора под действием



отрицательного управляющего тока с амплитудой  $I_g$ . Если пренебречь всеми токами утечки, то для поддержания  $n-p-n$ -транзистора во включенном состоянии необходим базовый ток, равный  $(1 - \alpha_2) I_K$ . В действительности базовый ток составляет  $(\alpha_1 I_A - I_g)$ . Следовательно, условие включения записывается следующим образом:

$$\alpha_1 I_A - I_g < (1 - \alpha_2) I_K. \quad (63)$$

Поскольку  $I_A = I_K + I_g$ , то для выполнения неравенства (63) необходимо, чтобы

$$I_g > \left( \frac{\alpha_1 + \alpha_2 - 1}{\alpha_2} \right) I_A. \quad (64)$$

Введем коэффициент усиления выключения  $\beta_{\text{off}}$  в виде отношения  $I_A/I_g$ :

$$\beta_{\text{off}} \equiv \frac{I_A}{I_g} < \frac{\alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2 - 1}. \quad (65)$$

Для увеличения  $\beta_{\text{off}}$  необходимо, чтобы  $\alpha_2$  для  $n-p-n$ -транзистора был как можно ближе к 1 и в то же время чтобы  $\alpha_1$  для  $p-n-p$ -транзистора был малым.

В реальных транзисторах процесс выключения носит двумерный характер. До подачи отрицательного тока  $I_g$  оба транзистора включены и находятся в состоянии сильного насыщения. Важным этапом процесса выключения является удаление избыточного заряда накопленных носителей. Из-за падения напряжения в области  $p2$  за счет протекания продольного тока величина смещения перехода  $J3$  в положительном направлении падает от центра к управляющему контакту (рис. 32). Очевидно, что часть перехода

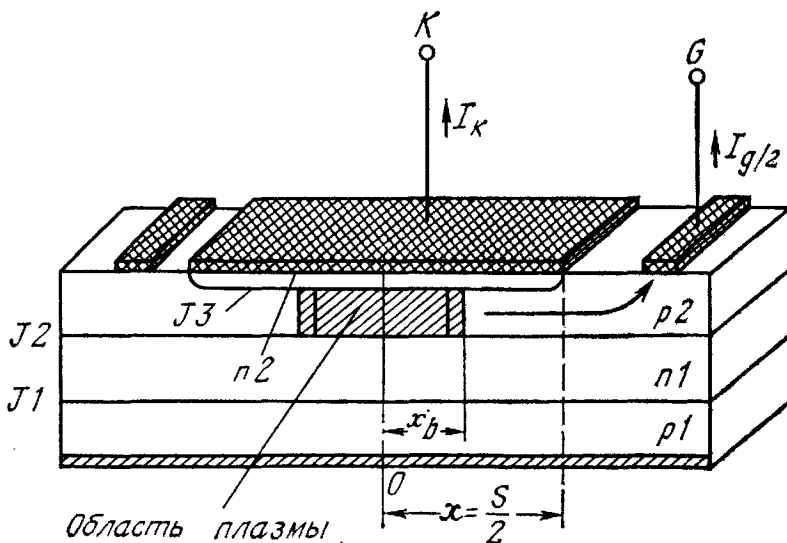


Рис. 32. Концентрация плазмы в базе выключаемого тиристора [36].

$J_3$ , наиболее близкая к контакту, под действием выключающего тока окажется смещенной в обратном направлении. С этого момента прямой ток будет отклоняться к той части перехода  $J_3$ , которая еще остается прямосмещенной и будет последовательно вытесняться во все уменьшающуюся область, пока последняя не сократится до некоторого критического размера. С этого момента остаток избыточного заряда начнет быстро удаляться из  $p_2$ -области, и фаза рассасывания закончится. Время рассасывания определяется выражением

$$t_s = t_{p_2} (\beta_{\text{off}} - 1) \ln \left( \frac{Sx_0/W_{p_2}^2 + 2x_0^2/W_{p_2}^2 - \beta_{\text{off}} + 1}{4x_0^2/W_{p_2}^2 - \beta_{\text{off}} + 1} \right), \quad (66)$$

где  $t_{p_2}$  — время пролета по области  $p_2$ ;  $S$  — длина катода;  $x_0$  — постоянная затухания концентрации электронов для  $x > x_b$ , приблизительно равная диффузионной длине электронов;  $W_{p_2}$  — ширина области  $p_2$ . Время рассасывания возрастает с увеличением коэффициента усиления  $\beta_{\text{off}}$ . Существует компромисс между временем рассасывания и коэффициентом усиления выключением. Для сокращения времени рассасывания необходимо использовать низкие значения  $\beta_{\text{off}}$  (что приводит к увеличению управляющего тока). Время спада на рис. 31, б соответствует времени, необходимому для распространения обедненного слоя по переходу  $J_2$  и удалению заряда из этой области. Полный заряд на единицу площади в области  $n_1$  равен

$$Q \simeq qp^*W(V_A) \simeq J_A t_f, \quad (67)$$

где  $p^*$  — средняя концентрация дырок в области  $n_1$ ,  $W$  — ширина обедненного слоя при данном анодном напряжении  $V_A$  и  $J_A$  — плотность анодного тока. Из выражения (67) следует формула для времени спада

$$t_f \simeq \frac{qp^*W(V_A)}{J_A}. \quad (68)$$

Время спада уменьшается с увеличением плотности анодного тока и возрастает по закону  $\sqrt{V_A}$ , так как  $W$  изменяется приблизительно по закону  $\sqrt{V_A}$ .

Для надежного функционирования выключаемого тиристора необходимо, чтобы площадь сжатой плазмы в конечный момент была еще достаточно большой для того, чтобы плотность тока была бы не слишком велика. Из этого требования вытекает целесообразность встречноштыревой конструкции (рис. 21). Использование управления с усилением желательнее также и для получения быстрого включения. Основное отличие выключаемого тиристора от описанного выше с дополнительным усилительным электродом заключается в том, что первый может быть выключен

подачей отрицательного смещения на управляющий электрод при сохранении положительного потенциала между анодом и катодом. Второй же для выключения требует коммутации приложенного напряжения, а обратное смещение на электроде используется для уменьшения времени выключения.

#### 4.5. ДИАК И ТРИАК

Диак (диодный переключатель переменного тока) и триак (триодный переключатель переменного тока) являются двунаправленными тиристорами [37, 38]. Они могут быть включены и выключены и при положительном, и при отрицательном анодном напряжении и, следовательно, предназначены для работы с переменным током.

Структура с двумя диодами образует переключательный диод переменного тока и двунаправленный  $p-n-p-n$ -переключатель. Первый является просто трехслойным прибором, аналогичным по конструкции биполярному транзистору, за исключением того, что концентрация примесей в обоих переходах примерно одинакова и отсутствует контакт к базе. Одинаковые уровни легирования обуславливают симметричную двунаправленную характеристику (рис. 33). При любой полярности напряжения на диаке один его переход смещен в прямом направлении, а другой — в обратном. Ток через него ограничен током утечки обратносмещенного перехода. Если приложенное напряжение достаточно велико, наступает пробой. Напряжение пробоя равно  $BV_{CBO}(1 - \alpha)^{1/n}$ , где  $BV_{CBO}$  — напряжение лавинного пробоя  $p-n$ -перехода,  $\alpha$  — коэффициент усиления по току,  $n$  — постоянная величина. Выражение для напряжения пробоя то же, что и для  $n-p-n$ -транзистора с разомкнутой базой (гл. 3). Если после наступления пробоя ток продолжает расти, то увеличение коэффициента  $\alpha$  приведет к уменьшению падения напряжения на выводах прибора. Такое уменьшение означает возникновение области с отрицательным сопротивлением.

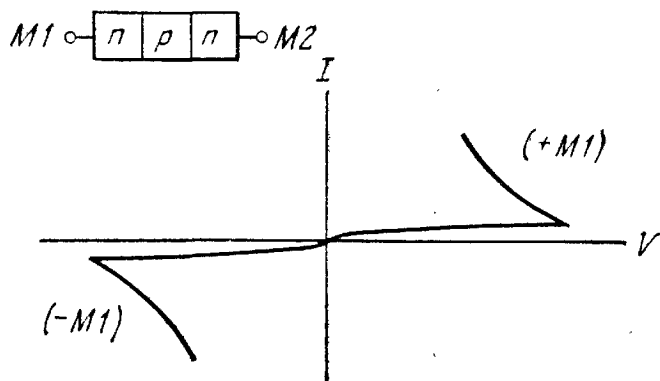


Рис. 33. Типичная характеристика переключательного диода переменного тока,

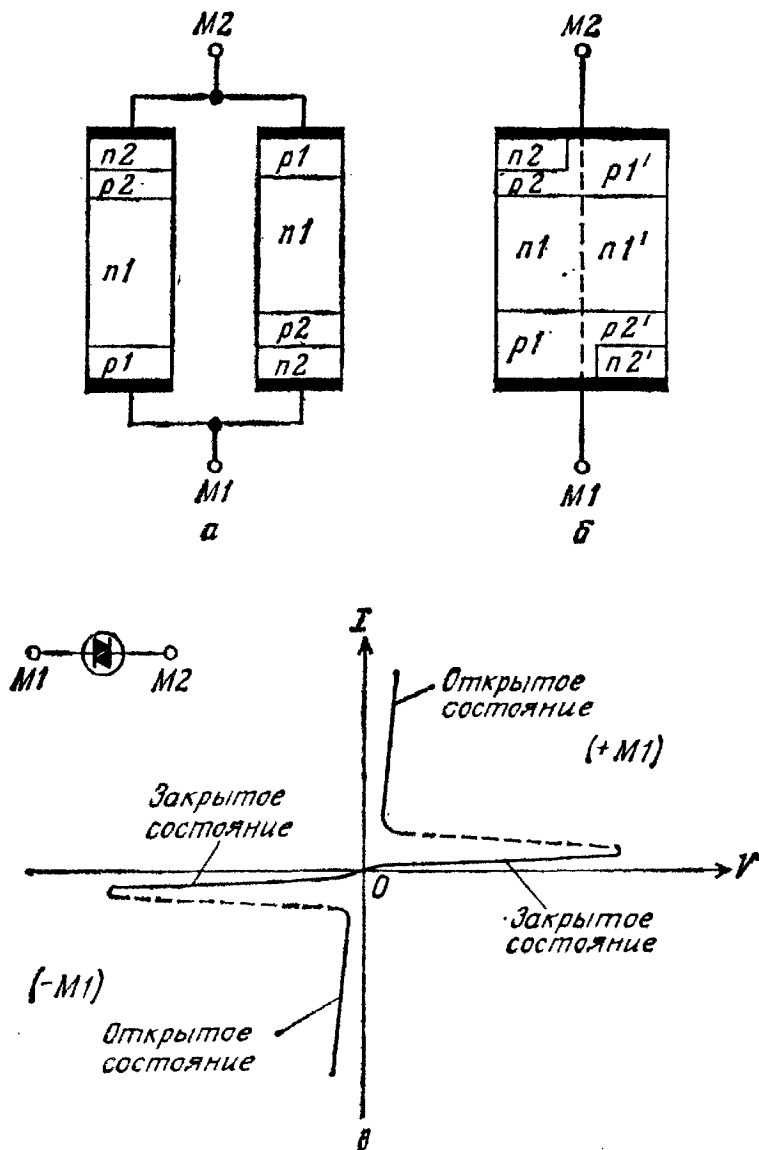


Рис. 34. Два диодных тиристора, соединенных навстречу друг другу (а), и их объединение в единый двухполюсник (б), а также вольт-амперная характеристика и условное обозначение диака (в).

Двунаправленный диодный  $p-n-p-n$ -переключатель функционирует как два обычных диодных тиристора, соединенных навстречу друг другу, поэтому можно переключать напряжение обеих полярностей (рис. 34, а, где  $M_1$  означает магистральную клемму 1, а  $M_2$  — магистральную клемму 2). Используя принцип закорачивания катода, можно преобразовать такое соединение в один двухходовый диак (рис. 34, б). Из симметрии структуры следует, что прибор может работать при любой полярности приложенного напряжения. Симметричная вольт-амперная характеристика прибора и его условное обозначение приведены на рис. 34, в. Подобно диодному тиристор, диак может включаться

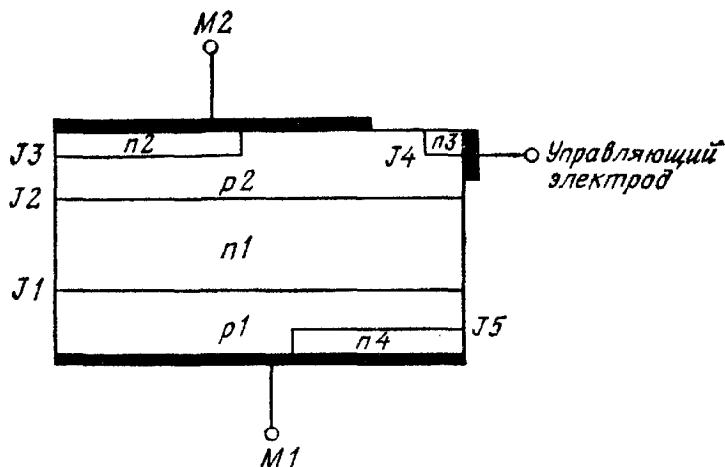


Рис. 35. Поперечное сечение триака (шестислойной структуры с пятью  $p-n$ -переходами и тремя закороченными электродами).

в проводящее состояние при напряжении, превышающем напряжение включения, а также за счет эффекта  $dV/dt$ . Благодаря регенеративному характеру процесса двунаправленный диодный  $p-n-p-n$ -переключатель имеет более высокое отрицательное сопротивление и меньшее прямое падение напряжения, чем диодный переключатель пегеменного тока.

Триак может переключать ток любого направления при подаче низковольтного импульса слабого тока, приложенного между управляющим электродом и одной из двух магистральных клемм M1 или M2 (рис. 35). Триак целесообразно использовать в регуляторах напряжения освещения, в схемах управления скоростью электродвигателей и в аналогичных приложениях. Конструкция триака значительно сложнее, чем конструкция обычных тиристоров. Кроме четырех основных слоев  $p1-n1-p2-n2$  триак имеет область управляющего перехода  $n3$  и область  $n4$  вблизи контакта M1. Отметим также, что область  $p1$  закорочена на  $n4$ , область  $p2$  — на  $n2$  и область  $n3$  — на  $p2$  с помощью клемм M1 и M2 и управляющего электрода.

Функционирование прибора при различных условиях смещения проиллюстрировано на рис. 36. Когда магистральная клемма M1 положительна по отношению к M2 и на управляющем электроде G напряжение положительно (также по отношению к M2), прибор аналогичен обычному тиристор (рис. 36, а). Переход J4 смещен в обратном направлении, и управляющий ток протекает по шунту цепи управления вблизи области  $n3$ . Так как переход J5 также смещен в обратном направлении, то магистральный ток протекает по левой части  $p1-n1-p2-n2$ -тиристора.

На рис. 36, б клемма M1 положительна по отношению к M2, но на управляющий электрод подано отрицательное напряжение. Переход J4 между слоями  $n3$  и  $p2$  теперь смещен в прямом направ-

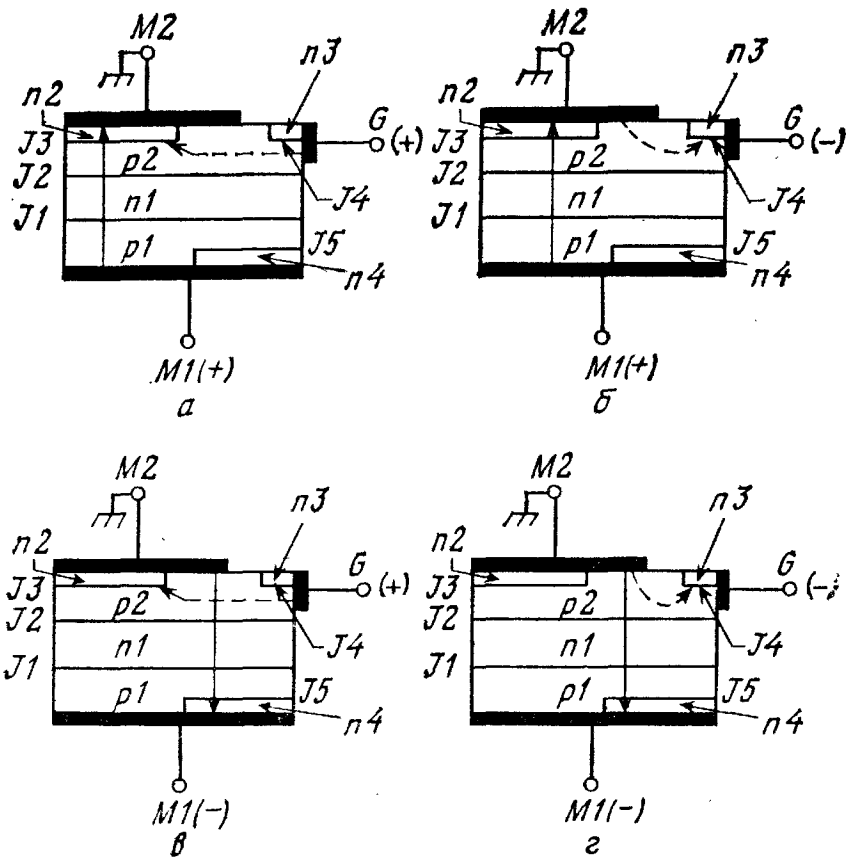


Рис. 36. Распределение токов при четырех способах включения триака [37].

лении, и электроны инжектируются из слоя  $n_3$  в слой  $p_2$ . Вспомогательный тиристор  $p_1-n_1-p_2-n_3$  включится продольным током по базе  $p_2$  к электроду  $n_3$  при возрастании усиления по току транзистора  $n_3-p_2-n_1$ . Включение вспомогательного тиристора приведет к появлению тока по направлению к области  $n_2$ , который служит запускающим током и включает левую часть тиристора  $p_1-n_1-p_2-n_2$ . Когда клемма  $M_1$  отрицательна по отношению к  $M_2$ , а напряжение  $V_G$  положительно, переход  $J_3$  оказывается прямосмещенным между  $M_2$  и закороченным управляющим электродом (рис. 36, в). Электроны инжектируются из  $n_2$  в  $p_2$  и диффундируют к слою  $n_1$ , вызывая в результате увеличение прямого смещения на переходе  $J_2$ . За счет регенеративного процесса полный ток в конце концов потечет через шунт к  $M_2$ . Управляющий переход  $J_4$  смещен в обратном направлении, поэтому полный ток через прибор протекает по правой части  $p_2-n_1-p_1-n_4$ -тиристора.

На рис. 36, г клемма  $M_1$  отрицательна по отношению к  $M_2$  и напряжение  $V_G$  также отрицательно. При таких условиях переход  $J_4$  смещен в прямом направлении и включение вначале происходит за счет инжекции электронов из области  $n_3$  в область  $n_1$ .

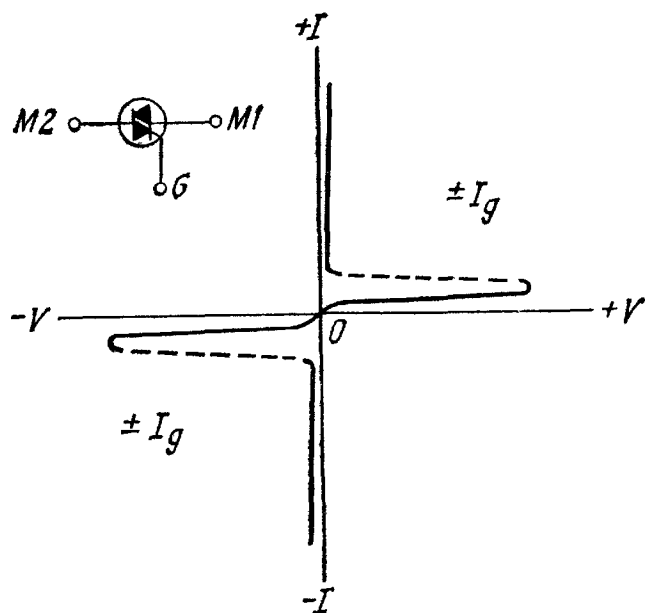


Рис. 37. Вольт-амперная характеристика и условное обозначение триака.

При этом потенциал слоя  $n1$  снижается и из области  $p2$  в область  $n1$  начинают инжектировать дырки. Они создают базовый ток в транзисторе  $p2-n1-p1$ , и в конце концов правая часть  $p2-n1-p1-n4$ -тиристора включается. Поскольку переход  $J3$  смещен в обратном направлении, магистральный ток протекает из шунта к  $M2$  через область  $n4$ .

Вольт-амперная характеристика и условное обозначение триака приведены на рис. 37. Триак является симметричным триодным переключателем, способным управлять нагрузкой, питаемой переменным током. Интеграция двух тиристоров на одном кристалле означает, что в любой момент времени работает только половина структуры (рис. 36). Следовательно, триак использует только половину площади двух произвольно соединенных тиристоров. Основное преимущество прибора заключается в хорошем согласовании выходных характеристик, экономии одного корпуса и двух внешних выводов. Однако его входные характеристики сильно рассогласованы. Для компенсации входного рассогласования используется диак. В настоящее время триаки перекрывают широкий диапазон рабочих напряжений (вплоть до 1600 В) и токов (выше 300 А).

#### 4.6. ОДНОПЕРЕХОДНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ И ПЕРЕКЛЮЧАЮЩИЕ ТИРИСТОРЫ

В этом разделе рассмотрено несколько тиристоров малой мощности. Они пригодны для работы с низкими напряжениями и малыми токами. Одно из наиболее важных их применений — использование в качестве запускающих схем для мощных тиристоров.

### 4.6.1. Однопереходные транзисторы

Однопереходный транзистор принадлежит к семейству тиристоров. Подобно тиристорам, он обладает высоким импедансом в закрытом состоянии и низким импедансом в открытом состоянии. Однако переключение из закрытого в открытое состояние происходит не за счет регенеративного процесса, а за счет модуляции проводимости. Однопереходный транзистор является трехполюсником с одним эмиттерным переходом и двумя базовыми контактами. Конструкция прибора относится к сплавным структурам на брусках германия, впервые описанным Шокли, Пирсоном и Хайнсом [39]. В то время такая структура называлась нитевидным транзистором. В процессе развития прибор имел объемную структуру, затем диффузионно-планарную и, наконец, эпитаксиально-планарную. Изменялось и его название от «диода с двойной базой» до последнего — «однопереходного транзистора» [40—44]. Его упрощенная конструкция приведена на рис. 38, а. Два омических базовых контакта называются базой 1 (В1) и базой 2 (В2). Между контактами В1 и В2 расположен  $p$ - $n$ -переход, называемый эмиттерным.

Эквивалентная схема однопереходного транзистора приведена на рис. 38, б. При нормальных условиях работы вывод В1 заземлен, а на базу В2 подано положительное напряжение смещения  $V_{BB}$  (рис. 38, а). Сопротивление между В1 и В2 обозначим через  $R_{BB}$ , между В2 и А — через  $R_{B2}$  и между А и В1 — через  $R_{B1}$  ( $R_{BB} = R_{B2} + R_{B1}$ ). Величины  $G_p$  и  $G_n$  — избыточная дырочная и электронная проводимости между эмиттером и В1. Внешнее напряжение  $V_{BB}$  задает ток и электрическое поле вдоль полупроводникового стержня и приводит к появлению напряжения на  $n$ -области эмиттерного перехода, которое составляет  $\eta$ -ю часть приложенного напряжения  $V_{BB}$ . Коэффициент  $\eta$  называют вну-

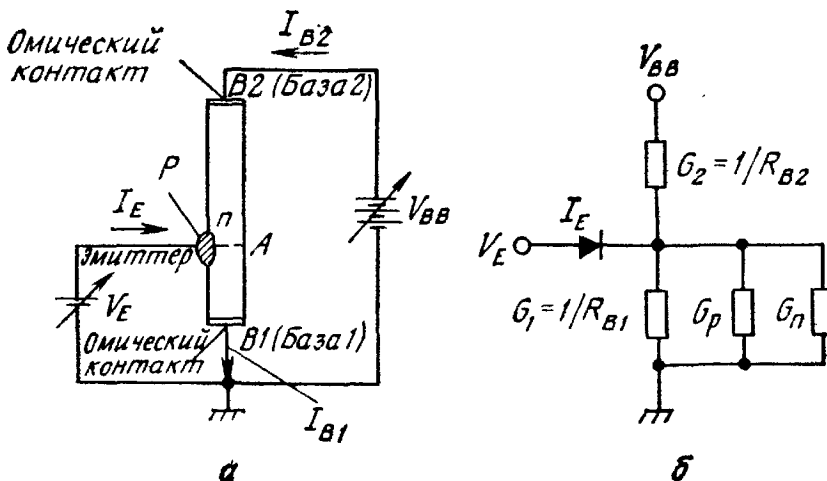


Рис. 38. Однопереходный транзистор.

а — упрощенная конструкция и схема включения; б — эквивалентная схема.



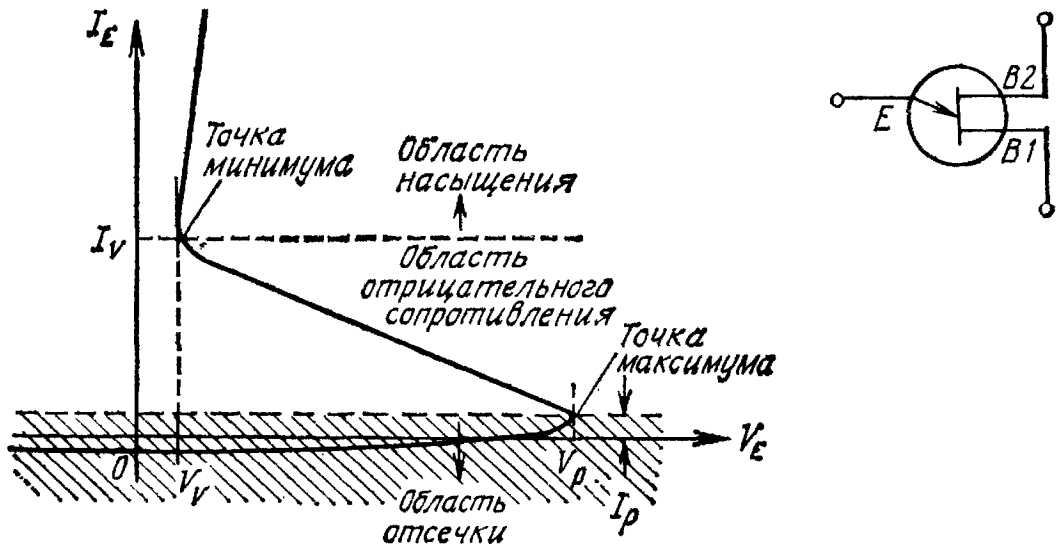


Рис. 39. Вольт-амперная характеристика и условное обозначение однопереходного транзистора.

тренним коэффициентом деления, и для него можно написать выражение

$$\eta \equiv \frac{R_{B1}}{R_{B1} + R_{B2}} = \frac{R_{B1}}{R_{BB}}. \quad (69)$$

Когда эмиттерное напряжение  $V_E$  меньше  $\eta V_{BB}$ , эмиттерный переход смещен в обратном направлении и в цепи эмиттера протекает лишь небольшой обратный ток насыщения. Если напряжение  $V_E$  превышает  $\eta V_{BB}$  на величину, равную прямому падению на эмиттерном переходе, в стержень инжектируются дырки. За счет электрического поля внутри полупроводникового стержня дырки будут двигаться по направлению к базе 1, увеличивая проводимость стержня в области между эмиттером и базой 1. При повышении тока  $I_E$  напряжение на эмиттере падает из-за увеличения проводимости, а прибор оказывается на участке характеристики с отрицательным сопротивлением.

Вольт-амперная характеристика и условное обозначение однопереходного транзистора приведены на рис. 39. Отметим две важные точки на кривой — максимальное и минимальное напряжения. В этих точках наклон  $dV_E/dI_E = 0$ . Область с током, меньшим  $I_p$ , называют областью отсечки (закрытое состояние). Область между максимальным и минимальным напряжением называют областью отрицательного сопротивления (здесь важна модуляция проводимости). Область с током, превышающим  $I_v$ , называют областью насыщения (открытое состояние). Время переключения из точки с максимальным напряжением к точке с минимальным напряжением зависит от геометрии прибора и условий смещения. Оно пропорционально расстоянию от эмиттера до контакта к базе 1 [45].

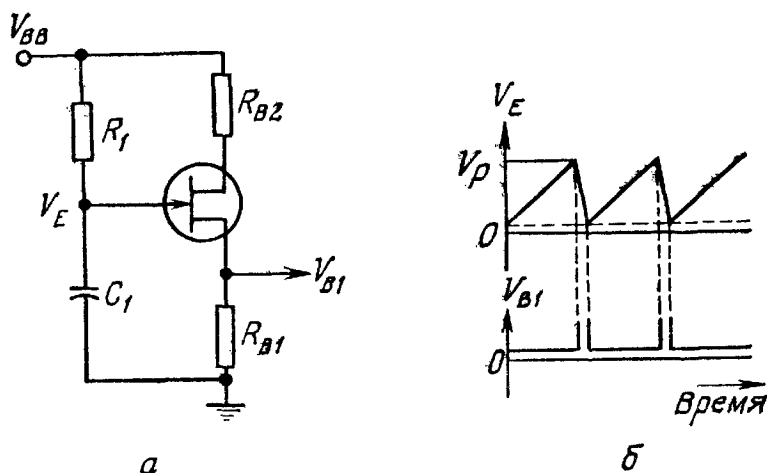


Рис. 40. Мультивибратор на однопереходном транзисторе [46].  
 а — простейшая схема мультивибратора; б — форма релаксационных колебаний.

Однопереходный транзистор можно использовать в качестве мультивибратора (рис. 40, а) [46]. Конденсатор  $C_1$  через сопротивление  $R_1$  заряжается до тех пор, пока напряжение на нем не достигнет  $V_p$ , после чего транзистор переключится (открытое состояние) и конденсатор  $C_1$  начинает разряжаться через сопротивление  $R_{B1}$ . Когда напряжение на эмиттере снижается до  $\sim 2$  В, транзистор выключается и цикл повторяется. Формы напряжения на конденсаторе  $V_E$  и выходного напряжения приведены на рис. 40, б. Период колебаний равен

$$T \simeq R_1 C_1 \ln \left( \frac{1}{1 - \eta} \right). \quad (70)$$

Выходное напряжение может быть подано на тиристор для его переключения.

#### 4.6.2. Программируемый однопереходный транзистор

Программируемый однопереходный транзистор представляет собой  $p-n-p-n$ -прибор с анодным управляющим электродом (контакт управляющего электрода подсоединен к  $n$ -базе вместо  $p$ -базы, как в обычном тиристоре). Структура прибора, его условное обозначение и типичная схема включения приведены на рис. 41. Форма колебаний, наблюдаемых в такой схеме, похожа на форму колебаний в схеме с однопереходным транзистором (рис. 40, б). Период колебаний также вычисляется по формуле (70), если положить  $\eta = R_2 / (R_1 + R_2)$ , где  $R_1$  и  $R_2$  — сопротивления делителя напряжения. При заданном произведении  $RC$  частотой колебаний можно управлять, изменяя элементы  $R_1$  и (или)  $R_2$ . Следовательно, программируемый однопереходный транзистор является более гибким прибором для использования в качестве генератора, чем однопереходный транзистор.

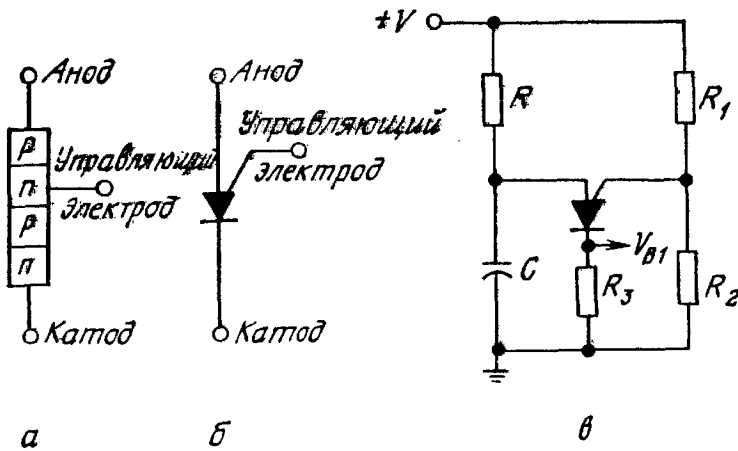


Рис. 41. Программируемый однопереходный транзистор [6].  
 а — структура; б — условное обозначение; в — типичная схема.

#### 4.6.3. Кремниевый однонаправленный переключатель

Кремниевым однонаправленным переключателем называют  $p-n-p-n$ -прибор с анодным управляющим электродом, аналогичный программируемому однопереходному транзистору. Это тиристор небольшого размера с лавинным диодом, встроенным между анодным управляющим электродом и катодом. Когда напряжение на анодном управляющем электроде превышает напряжение лавинного пробоя диода, переключатель включается. Его вольт-амперная характеристика такая же, как характеристика тиристора. Эти приборы могут быть использованы в качестве релаксационного генератора (рис. 40, а). Поскольку напряжение включения ограничено пробивным напряжением диода и ток включения достаточно велик, то диапазон возможных времен задержки генератора на кремниевом однонаправленном переключателе ограничен сильнее, чем для генератора на однопереходном транзисторе. Так как напряжение пробоя встроенного лавинного диода слабо зависит от температуры, то  $V_{BF}$  также обладает слабой температурной зависимостью. Следовательно, эти переключатели пригодны для создания стабильных генераторов низкого напряжения.

#### 4.6.4. Кремниевый двунаправленный переключатель

Кремниевый двунаправленный переключатель состоит из двух однонаправленных переключателей, соединенных противоположными выводами и выполненных на одной и той же кремниевой подложке. Его вольт-амперная характеристика подобна характеристике триака. Этот переключатель работает при положительных и отрицательных полярностях приложенных напряжений. Он особенно полезен для запуска триака при разнополярных импульсах напряжения смещения  $V_G$ .

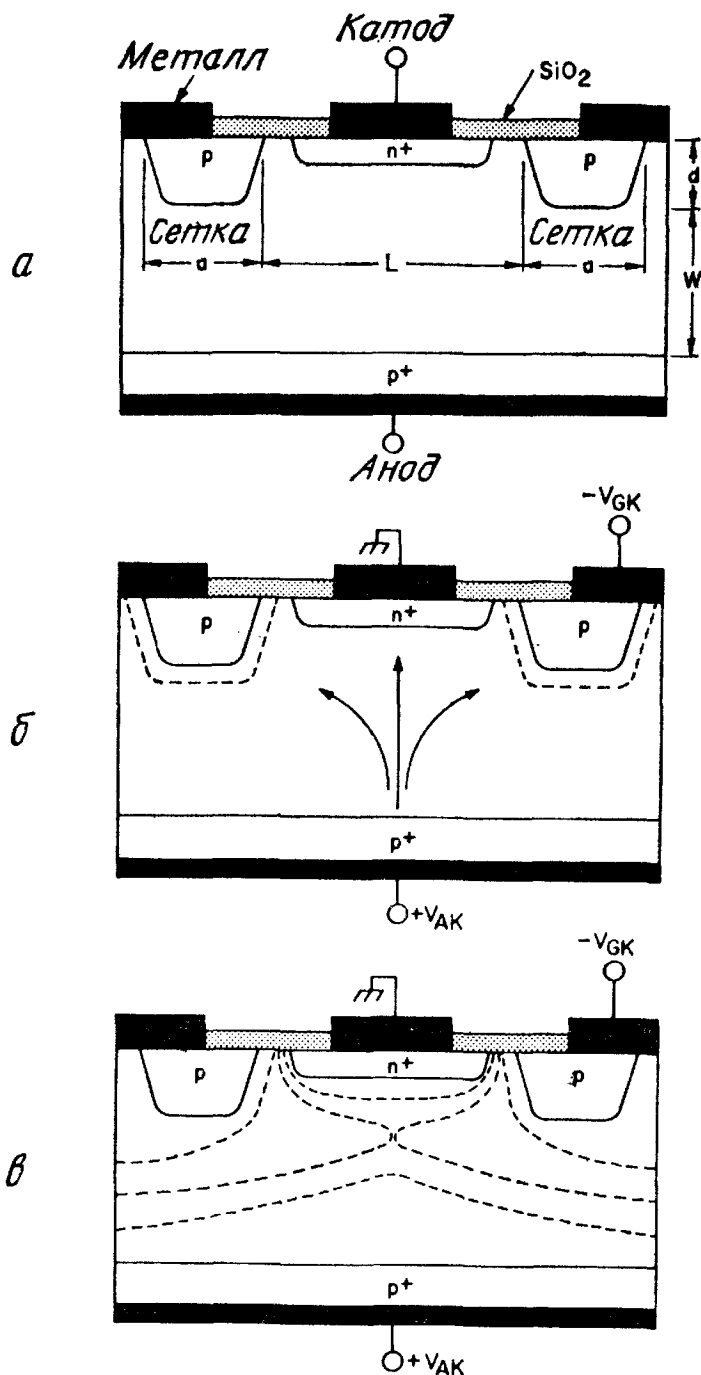


Рис. 42. Планарный полевой тиристор [47].

$a$  — разрез структуры;  $b$  — использование обратсмещенной сетки для отклонения катодного тока;  $в$  — эквипотенциальные линии в обедненной области.

#### 4.7. ПОЛЕВЫЕ ТИРИСТОРЫ

Полевыми тиристорами называют переключатели мощности, состоящие из  $p-n-p$ -диода с управляющим электродом в виде сетки [47] (рис. 42,  $a$ ). Конструкция сетки аналогична той, что используется в мощных полевых транзисторах [48].

Если анодный и катодный переходы смещены в прямом направлении и сеточная цепь открыта, электроны и дырки инжектируются в область  $v$ -базы, снижают ее сопротивление, и в результате напряжение на приборе оказывается низким. Это состояние называется открытым. Если на сетку по отношению к катоду подано обратное напряжение, ток, текущий от анода к катоду, будет отводиться к сетке, которая в данном случае выступает как эффективный коллектор дырок (рис. 42, б). При достаточно больших напряжениях на сетке ее обедненная область достигает катодного контакта и возникает потенциальный барьер, показанный на рис. 42, в, где изображены эквипотенциальные линии в обедненной области. Потенциал вблизи анода положителен. По мере приближения к катоду он принимает нулевое значение, становится отрицательным, а затем вновь равен нулю у заземленного катода. Таким образом, существует потенциальная яма, представляющая барьер для электронов и препятствующая их инжекции из катода. В отсутствие источника электронов дырки также не могут инжектироваться анодом, и, следовательно, прибор оказывается в закрытом состоянии.

Вольт-амперная характеристика полевого тиристора приведена на рис. 43 [47, 49]. В открытом состоянии типичное прямое напряжение на приборе составляет  $\sim 1$  В. В закрытом состоянии максимальное напряжение между анодом и катодом (напряжение включения  $V_{AK}$ ) возрастает с увеличением отрицательного смещения на сетке  $V_{GK}$ . Коэффициент усиления запираения по определению равен

$$\mu \equiv - \frac{\Delta V_{AK}}{\Delta V_{GK}}. \quad (71)$$

На рис. 44 приведена зависимость напряжения включения от смещения на сетке и от глубины залегания сетки тиристора, изготовленного на кремниевой подложке, легированной фосфором с сопротивлением  $100 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . При заданном смещении на сетке напряжение включения возрастает с увеличением глубины сетки. Коэффициент усиления запираения (рис. 44, б) экспоненциально растет с глубиной сетки. Обнаружено, что напряжение выключения уменьшается в 2—4 раза при увеличении глубины сетки в пределах 16—36 мкм.

Полевой тиристор может быть использован в схемах для быстрого включения и выключения обычных тиристоров, так как сам включается при снижении сеточного смещения и выключается при удалении неосновных носителей из базы без нарушения регенеративного процесса. Поскольку регенеративный процесс отсутствует, приборы устойчивы по отношению к эффекту  $dV/dt$  и могут функционировать при более высоких температурах, чем обычные тиристоры.

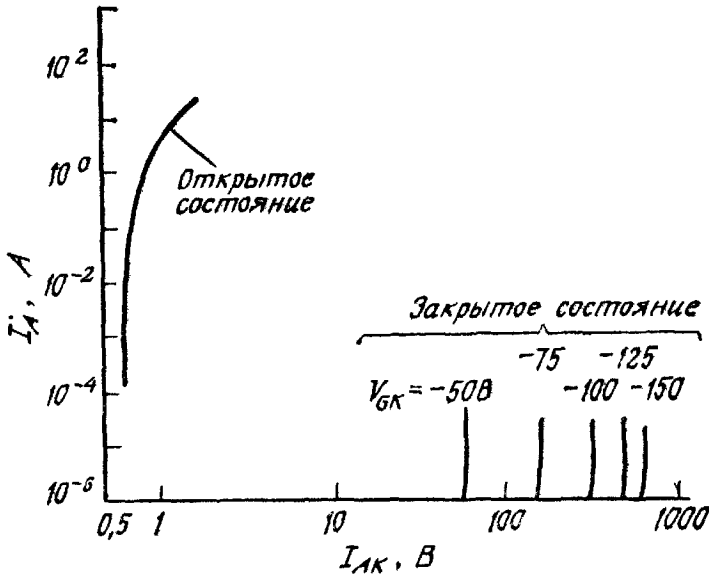


Рис. 43. Характеристики полевого тиристора в открытом и закрытом состояниях [47].

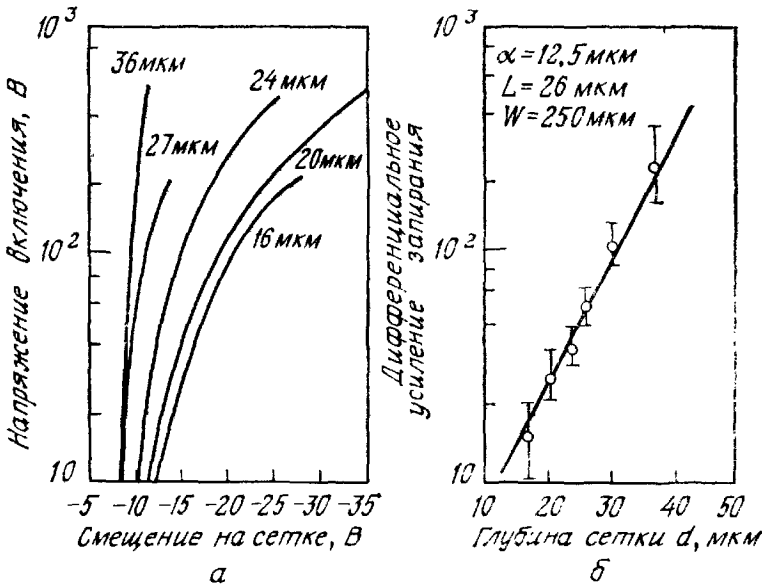


Рис. 44. Характеристики полевого тиристора в режиме прямого запираания [50]. а — зависимость напряжения включения от смещения; б — зависимость усиления запираания от глубины сетки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Shockley W. Electronics and Holes in Semiconductors, D. Van Nostrand, Princeton, N. J., 1950, p. 112.
2. Ebers J. J. Four-Terminal  $p-n-p-n$  Transistors, *Proc. IRE*, 40, 1361 (1952).
3. Moli J. L., Tanenbaum M., Goldey J. M., Holonyak N.  $p-n-p-n$  Transistor Switches, *Proc. IRE*, 44, 1174 (1956).
4. Thyristor DATA Book, DATA Inc., Pine Brook, N. J., 1979.
5. Gentry F. E., Gutzwieler F. W., Holonyak N. H., Von Zastrow E. E. Semiconductor Controlled Rectifiers, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1964.

6. Blicher A. Thyristor Physics, Springer, N. Y., 1976.
7. Ghandhi S. K. Semiconductor Power Devices, Wiley, N. Y., 1977.
8. Sze S. M., Gibbons G. Avalanche Breakdown Voltages of Abrupt and Linearly Graded  $p - n$  Junctions in Ge, Si, GaAs, and GaP, *Appl. Phys. Lett.*, **8**, 111 (1966).
9. Herlet A. The Maximum Blocking Capability of Silicon Thyristors, *Solid State Electron.*, **8**, 655 (1965).
10. Special Issue on High-Power Semiconductor Devices, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-23** (1976).
11. Haas E. W., Schnoller M. S. Phosphorus Doping of Silicon by Means of Neutron Irradiation, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-23**, 803 (1976).
12. Cornu J., Schweitzer S., Kuhn O. Double Positive Beveling: A Better Edge Contour for High Voltage Devices, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-21**, 181 (1974).
13. Davis R. L., Gentry F. E. Control of Electric Field at the Surface of  $p - n$  Junctions, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-11**, 313 (1964).
14. Adler M. S., Temple V. A. K. A General Method for Predicting the Avalanche Breakdown Voltage of Negative Bevelled Devices, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-23**, 956 (1976).
15. Gentry F. E. Turn-on Criterion for  $p - n - p - n$  Devices, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-11**, 74 (1964).
16. Yang E. S., Voulgaris N. C. On the Variation of Small-Signal Alphas of a  $p - n - p - n$  Device with Current, *Solid State Electron*, **10**, 641 (1967).
17. Adler M. S. Accurate Calculation of the Forward Drop and Power Dissipation in Thyristors, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-25**, 16 (1978).
18. Krausse J. Auger Recombination in Forward Biased Silicon Rectifiers and Thyristors, *Solid State Electron.*, **17**, 427 (1974).
- 19a. Schroen W. H. Characteristics of a High-Current, High-Voltage Shockley Diode, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-17**, 694 (1970).
- 19b. Chu C. K., Johnson J. E., Brewster J. B. 1200V and 5000 A Peak Reverse Blocking Diode Thyristor, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **16**, Suppl., **16-1**, 537 (1977).
20. Gibbons J. F. Graphical Analysis of the I-V Characteristics of Generalized  $p - n - p - n$  Devices, *Proc. IEEE*, **55**, 1366 (1967).
21. Gibbons J. F. A Critique of the Theory of  $p - n - p - n$  Devices, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-11**, 406 (1964).
22. Yang E. S. Turn-off Characteristics of  $p - n - p - n$  Devices, *Solid State Electron*, **10**, 927 (1967).
23. Sundresh T. S. Reverse Transient in  $p - n - p - n$  Triodes, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-14**, 400 (1967).
24. Baliga B. J., Sun E. Comparison of Gold, Platinum, and Electron Irradiation for Controlling Lifetime in Power Rectifiers, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-24**, 685 (1977).
25. Dubeck I., Kassing R. Gold as an Optimum Recombination Center for Power Rectifiers and Thyristors, *Solid State Electron.*, **20**, 1033 (1977).
26. Baliga B. J., Krishna S. Optimization of Recombination Levels and Their Capture Cross Section in Power Rectifiers and Thyristors, *Solid State Electron.*, **20**, 225 (1977).
27. Schlegel E. S. A Technique for Optimizing the Design of Power Semiconductor Devices, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-23**, 925 (1976).
28. Shimizu J., Oka H., Funakawa S., Gamo H., Iida T., Kawakami A. High-Voltage High-Power Gate-Assisted Turn-Off Thyristor for High-Frequency Use, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-23**, 883 (1976).
29. Schlegel E. Gate Assisted Turn-Off Thyristors, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-23**, 888 (1976).
30. Munoz-Yague A., Leturcq P. Optimum Design of Thyristor Gate-Emitter Geometry, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-23**, 917 (1976).

31. Storm H. F., Clair J. G. St. An Involute Gate-Emitter Configuration for Thyristors, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-21**, 520 (1974).
32. Gentry F. E., Moyson J. The Amplifying Gate Thyristor, Paper No. 19.1, IEEE Meet. Prof. Group Electron Devices, Washington, D. C., 1968.
33. Roberts F. M., Wilkinson E. L. G. The Relative Merits of Thyristors and Power Transistors for Fast Power-Switching Application, *Int. J. Electron.*, **33**, 319 (1972).
34. Kokosa R. A., Tuft B. R. A High-Voltage High-Temperature Reverse Conducting Thyristor, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-17**, 667 (1970).
35. Gerlach W. Light Activated Power Thyristors, *Inst. Phys. Conf. Ser.*, **32**, 111 (1977).
36. Wolley E. D. Gate Turn-Off in  $p - n - p - n$  Devices, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-13**, 590 (1966).
37. Gentry F. E., Scace R. I., Flowers J. K. Bidirectional Triode  $p - n - p - n$  Switches, *Proc. IEEE*, **53**, 355 (1965).
38. Esson J. F. Bidirectional Triode Thyristor Applied Voltage Rate Effect Following Conduction, *Proc. IEEE*, **55**, 1312 (1967).
39. Shockley W., Pearson G. L., Haynes J. R. Hole Injection in Germanium — Quantitative Studies and Filamentary Transistors, *Bell Syst. Tech. J.*, **28**, 344 (1949).
40. Bluhm V. A., Sylvan T. P. A High Performance Unijunction Transistor Using Conductivity Modulation of Spreading Resistance, *Solid State Des.*, **5**, 26 (1964).
41. Senhouse L. S. A Unique Filamentary-Transistor Structure, Paper No. 23.6, IEEE Electron Device Meet., Washington, D. C., Oct. 1967.
42. Lesk I. A., Mathis V. P. The Double-Base Diode — A New Semiconductor Device, *IRE Conv. Rec.*, Pt. 6, p. 2 (1963).
43. Trofimenkoff F. N., Huff G. J. DC Theory of the Unijunction Transistor, *Int. J. Electron.*, **20**, 217 (1966).
44. Clark L. E. Now, New Unijunction Geometries, *Electronics*, **38**, 93 (1965).
45. Scharfetter D. L., Jordan A. G. Reactive Effects in Semiconductor Filaments Due to Conductivity Modulation and an Extension of the Theory of the Double-Base Diode, *IRE Trans. Electron Devices*, **ED-9**, 461 (1962).
46. SCR Manual, 5th ed., General Electric, Syracuse, N. Y., 1972.
47. Houston D. E., Krishna S., Piccone D. E., Einke R. J., Sun Y. S. A Field Terminated Diode, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-23**, 905 (1976).
48. Zuleeg R. Multi-Channel Field-Effect Transistor Theory and Experiment, *Solid State Electron.*, **10**, 559 (1967).
49. Barandon R., Laurenceau P. Power Bipolar Gridistor, *Electron. Lett.*, **12**, 486 (1976).
50. Baliga B. J. Grid Depth Dependence of the Characteristics of Vertical Channel Field Controlled Thyristors, *Solid State Electron.*, **22**, 237 (1979).



# Часть III

## Униполярные приборы

### Глава 5

#### КОНТАКТЫ МЕТАЛЛ — ПОЛУПРОВОДНИК

##### 5.1. ВВЕДЕНИЕ

Первые исследования выпрямляющих свойств контактов металл — полупроводник обычно приписывают Брауну, обнаружившему в 1874 г. зависимость полного сопротивления контактов от полярности приложенного напряжения и особенностей их изготовления [1]. Практическое использование выпрямляющих свойств точечного контакта началось с 1904 г. [2]. В 1931 г. Вильсон построил теорию переноса заряда в полупроводниках, основанную на зонной теории твердых тел [3]. Впоследствии эта теория была применена к контактам металл—полупроводник. В 1938 г. Шоттки высказал предположение, что потенциальный барьер создается неподвижным пространственным зарядом в полупроводнике, а не за счет возникновения между металлом и полупроводником промежуточного химического слоя [4]. Такой барьер называют барьером Шоттки. В 1938 г. Мотт также предложил соответствующую теоретическую модель для контактов металла к тонким слоям полупроводника [5]. Образующийся при этом барьер получил название барьера Мотта. Основополагающие теории и исторический обзор экспериментальных исследований в этой области изложены в монографии [6].

Контакты металл—полупроводник широко используются для выпрямления тока, в качестве одного из основных элементов ряда полупроводниковых СВЧ-устройств, а также для исследования фундаментальных физических параметров полупроводниковых материалов и поэтому изучены достаточно подробно. Теория процессов переноса и технология изготовления приборов рассмотрены в обзорах [7, 8]. В последующих главах также рассмотрены применения контактов металл—полупроводник. Такие контакты, в частности, используются как затворы в полевых транзисторах (гл. 6), в качестве стока и истока в МОП-транзисторах (гл. 8), электродов в мощных ЛПД-генераторах (гл. 10), третьего электрода в приборах, основанных на междолинных переходах (гл. 11), как фотодетекторы и солнечные элементы (гл. 13 и 14).

## 5.2. ЗОННЫЕ ДИАГРАММЫ

Ниже рассмотрены основные зонные энергетические диаграммы барьера, образующегося при контакте металла с полупроводником. Показано, что обедненный слой контакта металл—полупроводник аналогичен обедненному слою в резком асимметричном (например,  $p^+ - n$ ) переходе.

### 5.2.1. Идеализированная модель и поверхностные состояния

При непосредственном контакте металла с полупроводником уровни Ферми этих материалов при термодинамическом равновесии должны совпадать. Рассмотрим сначала два предельных случая (рис. 1) [6]. Более общая ситуация рассмотрена в разд. 5.5. На рис. 1, а показаны энергетические диаграммы для идеального контакта металла с полупроводником  $n$ -типа при отсутствии поверхностных состояний. На первом слева рисунке металл и полупроводник не приведены в соприкосновение друг с другом и система не находится в термодинамическом равновесии. Если затем их электрически соединить, то из полупроводника в металл перетечет некоторый заряд и установится термодинамическое равновесие. При этом уровни Ферми в обоих материалах сравняются, т. е. уровень Ферми в полупроводнике понизится относительно уровня Ферми металла на величину, равную разности соответствующих работ выхода.

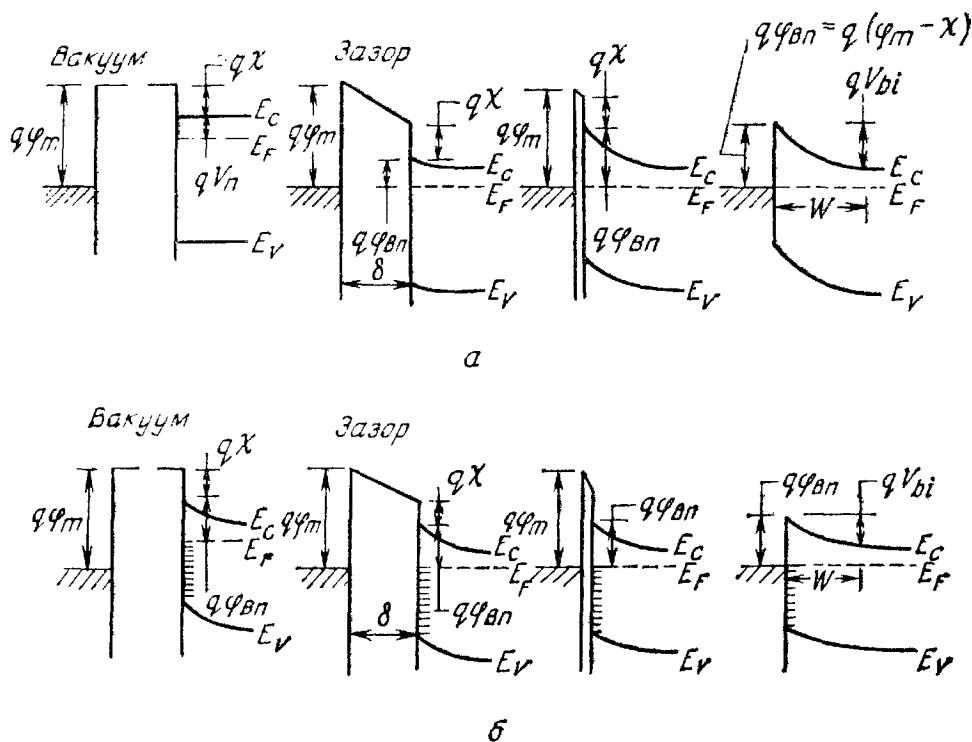


Рис. 1. Зонные энергетические диаграммы контактов металл — полупроводник [6].

Работой выхода называется разность энергий между уровнем вакуума и уровнем Ферми. Для металла эта величина составляет  $q\Phi_m$  ( $\Phi_m$  измеряется в вольтах), а в полупроводнике она равна  $q(\chi + V_n)$ , где  $q\chi$  — электронное сродство, т. е. разность между энергией дна зоны проводимости  $E_c$  и уровнем вакуума, а  $qV_n$  — положение уровня Ферми в запрещенной зоне полупроводника. Разность  $q\Phi_m - q(\chi + V_n)$  называется контактной разностью потенциалов. По мере уменьшения расстояния  $\delta$  отрицательный заряд на поверхности металла увеличивается. При этом в полупроводнике образуется равный ему по величине положительный заряд. Вследствие относительно низкой концентрации носителей этот положительный заряд распределен в некоторой области вблизи поверхности полупроводника. Когда расстояние  $\delta$  становится сравнимым с межатомными расстояниями и зазор становится проходимым для электронов, имеет место первый предельный случай (первый справа на рис. 1, а). Очевидно, что высота барьера в этом предельном случае равна разности между работой выхода металла и электронным сродством полупроводника:

$$q\Phi_{Vn} = q(\Phi_m - \chi). \quad (1)$$

При идеальном контакте между металлом и полупроводником  $p$ -типа высота барьера  $q\Phi_{Vp}$  определяется аналогичным выражением

$$q\Phi_{Vp} = E_g - q(\Phi_m - \chi). \quad (2)$$

Для данного полупроводника и любого металла сумма высот барьеров на образцах  $n$ - и  $p$ -типа должна, таким образом, быть равной ширине запрещенной зоны, т. е.

$$q(\Phi_{Vn} + \Phi_{Vp}) = E_g. \quad (3)$$

Второй предельный случай, когда на поверхности полупроводника имеется большая плотность поверхностных состояний, показан на рис. 1, б. На первом слева рисунке показана ситуация, соответствующая равновесию между поверхностными состояниями и объемными состояниями полупроводника при отсутствии термодинамического равновесия между металлом и полупроводником. Поверхностные состояния в этом случае заполнены вплоть до уровня Ферми  $E_F$ . Когда система металл—полупроводник приходит в равновесие, уровень Ферми полупроводника понижается относительно уровня Ферми металла на величину, равную контактной разности потенциалов, в результате чего в зазоре  $\delta$  возникает электрическое поле. Если плотность поверхностных состояний достаточно велика и «принимает» на себя весь дополнительный положительный заряд, возникающий по мере уменьшения  $\delta$ , без заметного сдвига уровня заполнения  $E_F$ , то величина пространственного заряда в полупроводнике остается прежней.

То есть в этом случае высота барьера определяется свойствами поверхности полупроводника и не зависит от работы выхода металла.

### 5.2.2. Обедненный слой

Из сказанного выше ясно, что при контакте металла с полупроводником валентная зона проводимости полупроводника занимает определенное энергетическое положение по отношению к уровню Ферми металла. Если это положение известно, то оно служит граничным условием при решении уравнения Пуассона в полупроводнике, которое записывается в том же виде, что и для случая  $p$ - $n$ -переходов. Зонные энергетические диаграммы контактов металла с полупроводниками  $n$ - и  $p$ -типов при разных смещениях показаны на рис. 2.

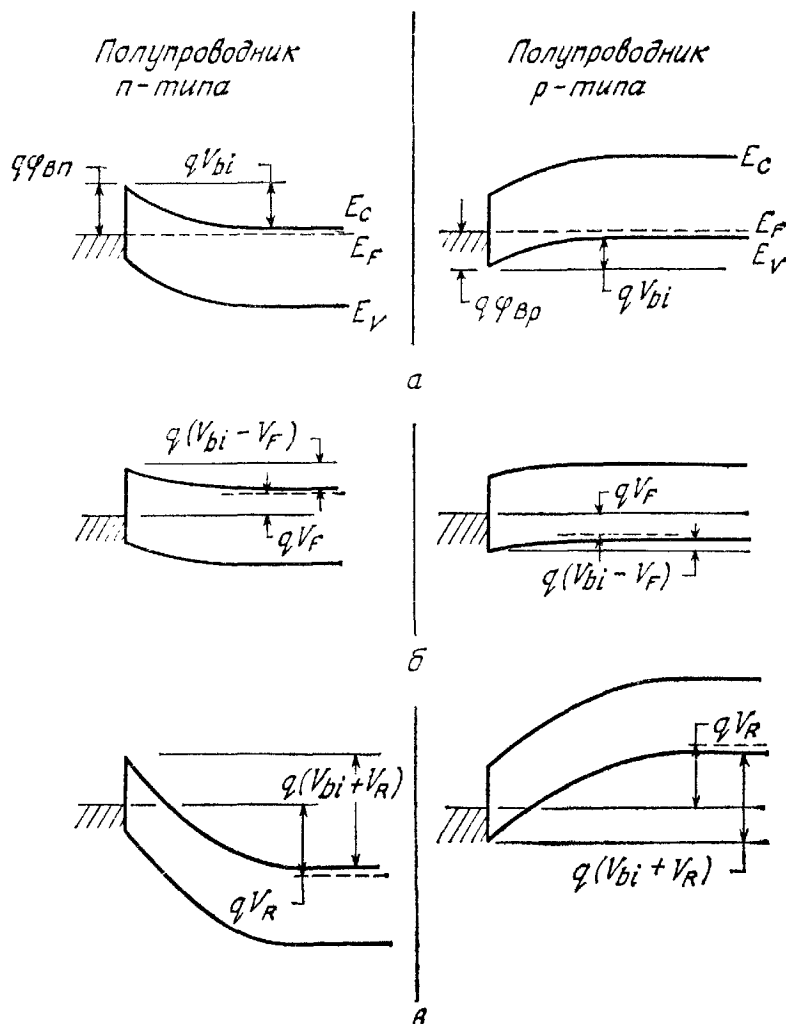


Рис. 2. Зонные энергетические диаграммы контактов металла с полупроводниками  $n$ - и  $p$ -типов при разных смещениях.

а — при термодинамическом равновесии; б — при прямом смещении; в — при обратном смещении.

В приближении резкой границы обедненного слоя (т. е.  $\rho \approx \approx qN_D$  при  $x < W$  и  $\rho \approx 0$ ,  $dV/dx \approx 0$  при  $x > W$ , где  $W$  — ширина обедненного слоя) для барьера металл — полупроводник, как и для резкого несимметричного  $p$ - $n$ -перехода, получаем

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} \left( V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)}, \quad (4)$$

$$|\mathcal{E}(x)| = \frac{qN_D}{\epsilon_s} (W - x) = \mathcal{E}_m - \frac{qN_D}{\epsilon_s} x, \quad (5)$$

$$V(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_s} \left( Wx - \frac{1}{2} x^2 \right) - \Phi_{Bn}, \quad (6)$$

где слагаемое  $kT/q$  возникает за счет вклада в электрическое поле хвоста функции распределения основных носителей, а  $\mathcal{E}_m$  — максимальная величина напряженности электрического поля, которая достигается при  $x = 0$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_m = \mathcal{E}(x=0) &= \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_s} \left( V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)} = \\ &= \frac{2(V_{bi} - V - kT/q)}{W}. \end{aligned} \quad (7)$$

Величина пространственного заряда на единицу площади поверхности полупроводника  $Q_{sc}$  и соответствующая удельная емкость обедненного слоя  $C$  определяются формулами

$$Q_{sc} = qN_D W = \sqrt{2q\epsilon_s N_D \left( V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)} \quad [\text{Кл/см}^2], \quad (8)$$

$$C \equiv \frac{|\partial Q_{sc}|}{\partial V} = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_D}{2(V_{bi} - V - kT/q)}} = \frac{\epsilon_s}{W} \quad [\text{Ф/см}^2]. \quad (9)$$

Уравнение (9) можно переписать в виде

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{bi} - V - kT/q)}{q\epsilon_s N_D}, \quad (10a)$$

или

$$-\frac{d(1/C^2)}{dV} = \frac{2}{q\epsilon_s N_D}, \quad (10б)$$

$$N_D = \frac{2}{q\epsilon_s} \left[ -\frac{1}{d(1/C^2)/dV} \right]. \quad (10в)$$

Если концентрация  $N_D$  постоянна во всей области обедненного слоя, то на графике зависимости  $1/C^2$  от  $V$  мы получим прямую

линию. Если концентрация  $N_D$  не постоянна, то, измеряя дифференциальную емкость, можно с помощью уравнения (10в) определить профиль легирования.

### 5.3. ЭФФЕКТ ШОТТКИ

Эмиссии электронов из металла препятствует потенциальный барьер, образующийся за счет электрических сил изображения. Понижение этого барьера по мере увеличения приложенного внешнего электрического поля называется эффектом Шоттки. Рассмотрим сначала систему металл—вакуум. Минимальная энергия, необходимая для перехода электрона с уровня Ферми в вакуум, называется работой выхода  $q\varphi_m$  ( $\varphi_m$  измеряется в вольтах) (рис. 3). Для металлов величина  $q\varphi_m$  обычно колеблется в пределах 2—6 эВ и очень чувствительна к загрязнениям поверхности. Наиболее надежные значения работы выхода для чистых поверхностей [9] приведены на рис. 4.

Электрон, находящийся в вакууме на некотором расстоянии  $x$  от металла, индуцирует на его поверхности положительный заряд. Сила притяжения между электроном и этим индуцированным поверхностным зарядом равна по величине силе притяжения к эффективному положительному заряду  $+q$ , называемому зарядом изображения. Эта сила, называемая силой изображения, равна

$$F = \frac{-q^2}{4\pi(2x)^2\epsilon_0} = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_0 x^2}, \quad (11)$$

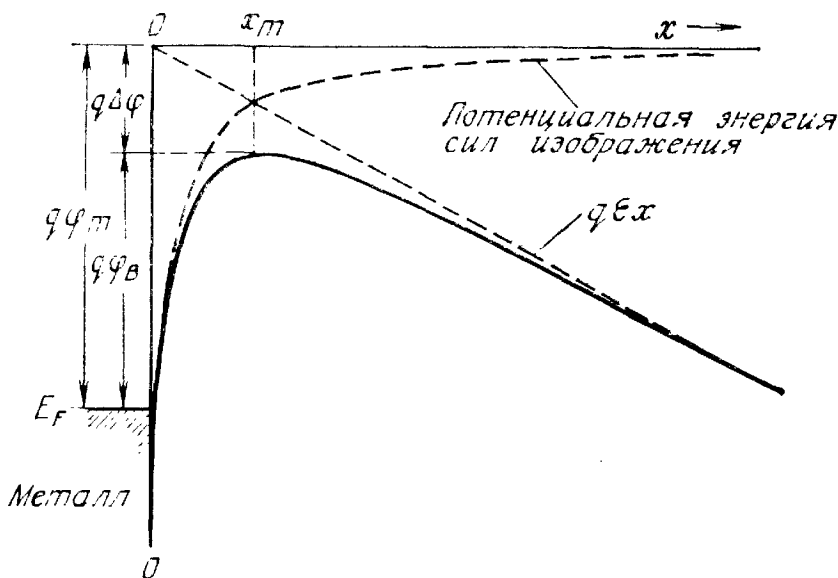


Рис. 3. Энергетическая диаграмма системы металл — вакуум.

Эффективная работа выхода (т. е. высота энергетического барьера) при приложении внешнего электрического поля уменьшается. Это уменьшение является следствием суперпозиции внешнего поля и силы изображения.

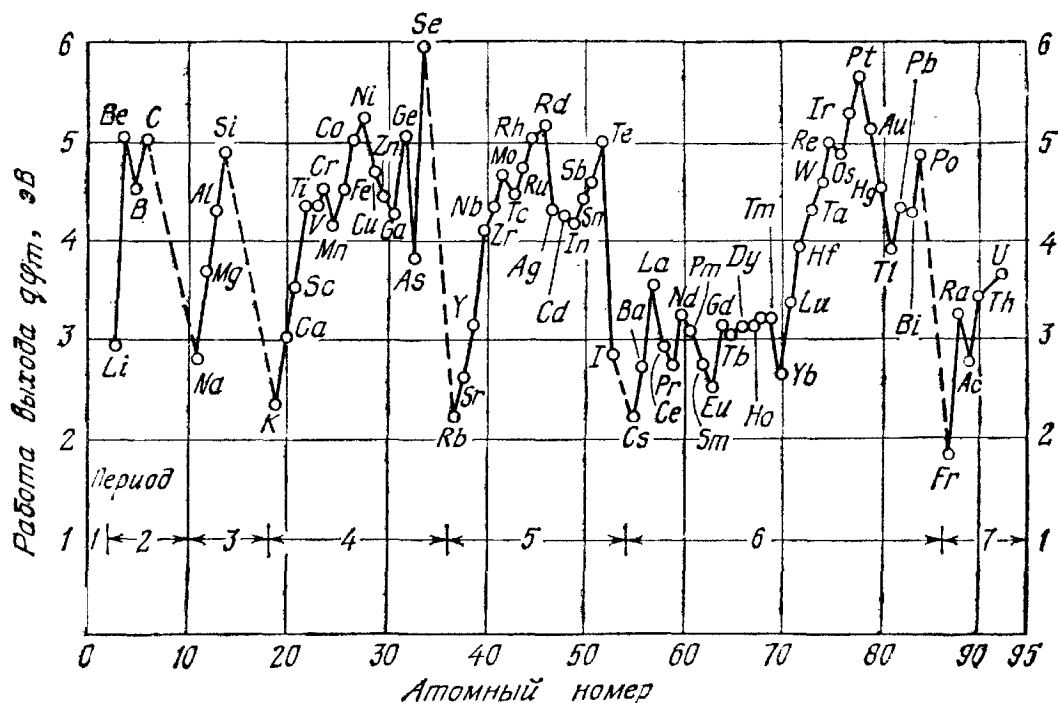


Рис. 4. Значения работ выхода для чистых поверхностей металлов в зависимости от их атомного номера. Отметим периодический характер этой зависимости внутри каждой группы [9].

где  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума. Работа, которую необходимо совершить, чтобы переместить электрон из бесконечности в точку  $x$ , равна

$$E(x) = \int_{\infty}^x F dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x}. \quad (12)$$

Эта работа есть потенциальная энергия электрона на расстоянии  $x$  от поверхности. Зависимость  $E(x)$  приведена на рис. 3 штриховой линией.

Если к системе приложено внешнее электрическое поле  $\mathcal{E}$ , то потенциальная энергия электрона  $PE$  равна сумме

$$PE(x) = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} + q\mathcal{E}x \text{ [эВ]}. \quad (13)$$

Понижение барьера Шоттки  $\Delta\phi$  и расстояние  $x_m$ , на котором величина потенциала достигает максимума (рис. 3), определяются из условия  $d[PE(x)]/dx = 0$ . Отсюда

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0 \mathcal{E}}} \text{ [см]}, \quad (14)$$

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{q\mathcal{E}}{4\pi\epsilon_0}} = 2\mathcal{E}x_m \text{ [В]}. \quad (15)$$

Из уравнений (14) и (15) получаем  $\Delta\varphi = 0,12$  В,  $x_m \simeq 60$  Å при  $\mathcal{E} = 10^5$  В·см<sup>-1</sup> и  $\Delta\varphi = 1,2$  В,  $x_m \simeq 10$  Å при  $\mathcal{E} = 10^7$  В·см<sup>-1</sup>. Таким образом, сильные электрические поля вызывают значительное понижение барьера Шоттки. В результате эффективная работа выхода металла для термоэлектронной эмиссии ( $q\varphi_B$ ) уменьшается.

Полученные выше результаты могут быть перенесены на системы металл — полупроводник. В этом случае электрическое поле  $\mathcal{E}$  заменяется полем в полупроводнике вблизи границы раздела (где оно достигает своего максимального значения), а диэлектрическая постоянная вакуума  $\epsilon_0$  заменяется диэлектрической проницаемостью, характеризующей полупроводник ( $\epsilon_s$ ), т. е.

$$\Delta\varphi = \sqrt{\frac{q\mathcal{E}}{4\pi\epsilon_s}}. \quad (15a)$$

Значение  $\epsilon_s$  может отличаться от статической диэлектрической проницаемости полупроводника. Последнее объясняется тем, что, если время пролета электрона от поверхности раздела металл—полупроводник до точки  $x_m$  ( $x_m$  — точка, в которой потенциальная энергия электрона достигает своего максимального значения) меньше времени диэлектрической релаксации полупроводника, то последний не успевает поляризоваться. Поэтому наблюдаемое значение диэлектрической проницаемости может оказаться меньше статической (низкочастотной) диэлектрической проницаемости. В кремнии, однако, эти величины практически совпадают друг с другом.

Эффективная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_s/\epsilon_0$  для контакта золото—кремний определена по результатам фотоэлектрических измерений, которые более подробно мы рассмотрим в разд. 5.5. На рис. 5 приведено измеренное при этом уменьшение высоты потенциального барьера как функция от корня квадратного из электрического поля [10]. Из полученной зависимости с помощью уравнения (15а) находим, что эффективная диэлектрическая проницаемость сил изображения равна  $12 \pm 0,5$ . При  $\epsilon_s/\epsilon_0 = 12$  расстояние  $x_m$  изменяется от 10 до 50 Å в диапазоне изменения электрического поля, показанном на рис. 5. Если предположить, что скорость носителей  $\sim 10^7$  см·с<sup>-1</sup>, то время пролета этих расстояний составляет  $10^{-14}$ — $5 \cdot 10^{-14}$  с. Оказывается, что диэлектрическая проницаемость, полученная из формулы для силы изображения, близка к значениям диэлектрической проницаемости ( $\sim 12$ ) для электромагнитного излучения соответствующих частот (с длиной волны 3—15 мкм) [11]. Так как диэлектрическая проницаемость кремния (11,7) практически постоянна в диапазоне частот от нуля до частоты, соответствующей  $\lambda = 1$  мкм, за время пролета электрона через обедненный слой решетка успевает поляризоваться. Поэтому значения диэлектрической проницаемости,



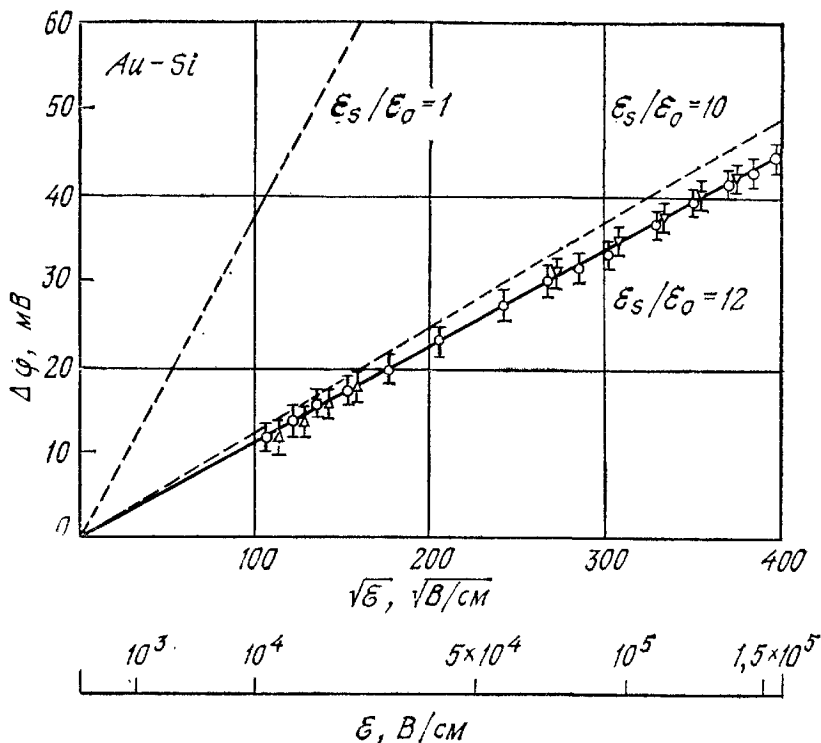


Рис. 5. Понижение энергетического барьера как функция электрического поля в диодах Au — Si.

полученные из фотоэлектрических и оптических измерений, близки друг к другу. Германий и арсенид галлия имеют аналогичную частотную зависимость диэлектрической проницаемости. Поэтому можно ожидать, что для этих полупроводников значение

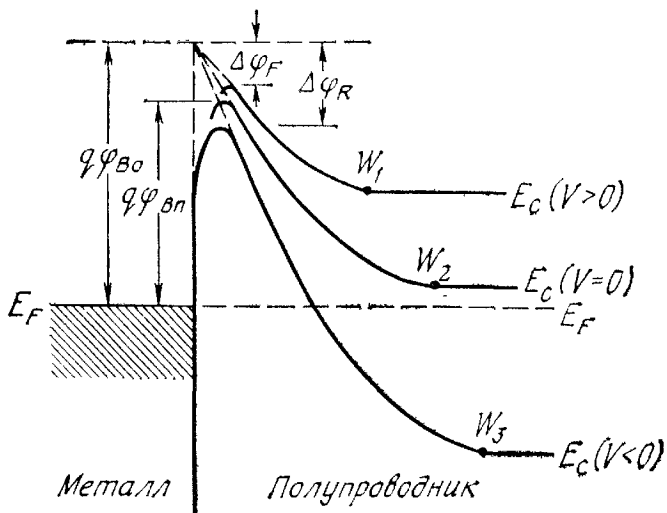


Рис. 6. Энергетические диаграммы барьера Шоттки между металлом и полупроводником *n*-типа при различных напряжениях смещения [8].

$\phi\phi_{В0}$  — высота барьера в отсутствие поля;  $\phi\phi_{Вп}$  — высота барьера при термодинамическом равновесии;  $\Delta\phi_F$  — повышение барьера при прямом смещении;  $\Delta\phi_R$  — понижение барьера при обратном смещении.

диэлектрической проницаемости, определяющей силу изображения, в указанном выше интервале полей приблизительно совпадает со статическим значением.

На рис. 6 приведены энергетические диаграммы барьера Шоттки между металлом и полупроводником  $n$ -типа при различных напряжениях смещения. Отметим, что увеличение высоты барьера  $q\Phi_{\text{ВО}} - q\Delta\Phi_{\text{F}}$  при прямом смещении ( $V > 0$ ) и ее уменьшение при обратном ( $V < 0$ ) являются очень малыми по сравнению с изменением высоты барьера в системе металл—вакуум. Это объясняется большой величиной  $\epsilon_s$ . Например, при  $\epsilon_s = 12\epsilon_0$  и  $\mathcal{E} = 10^5 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$  из уравнения (15а) получаем, что  $\Delta\phi$  составляет всего 0,035 В, а при меньших полях это значение еще меньше. Хотя понижение барьера является незначительным, оно оказывает существенное влияние на процессы переноса в системах металл—полупроводник. Этот вопрос мы обсудим в разд. 5.4.

#### 5.4. ТЕОРИИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА

Перенос заряда через контакт металл—полупроводник осуществляется главным образом основными носителями в отличие от  $p$ — $n$ -переходов, где электрический ток обусловлен неосновными носителями. На рис. 7 показаны четыре основных транспортных процесса при прямом смещении контакта Шоттки (при отрицательном смещении имеют место обратные процессы) [7]:

1) надбарьерный перенос, преобладающий в диодах Шоттки на умеренно легированных полупроводниках ( $N_D \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$  для Si) при не слишком низких температурах ( $\sim 300 \text{ К}$ ); 2) квантовомеханическое туннелирование электронов через барьер (важное при более высоких уровнях легирования, например, в большинстве омических контактов); 3) рекомбинация в области пространственного заряда (процесс, аналогичный рекомбинации в  $p$ — $n$ -переходе) (гл. 2); 4) инжекция дырок из металла в полу-

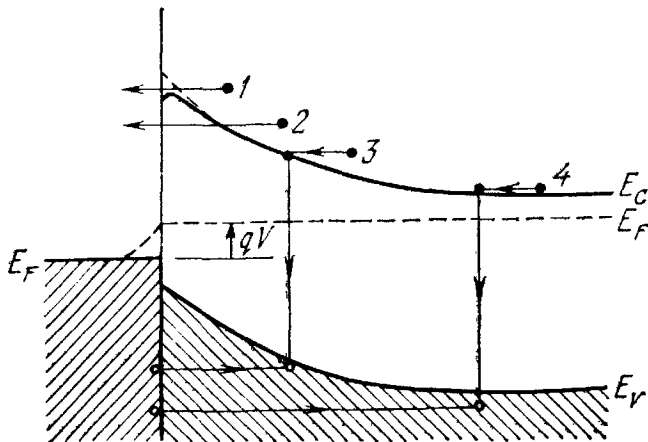


Рис. 7. Четыре основных процесса переноса при прямом смещении [7].

проводник (процесс, аналогичный рекомбинации в нейтральном объеме). Кроме того, вклад в полный ток через диод Шоттки могут давать ловушки вблизи границы раздела металл — полупроводник и токи утечки в периферийных областях контакта, обусловленные высокими краевыми электрическими полями. Для уменьшения тока через ловушки используют различные методы улучшения качества поверхности. Значительно снизить либо вообще устранить краевые токи утечки позволяет целый ряд предложенных в настоящее время конструктивных решений (разд. 5.6).

Рассмотрим сначала надбарьерный перенос электронов. В полупроводниках с высокой подвижностью (например, в Si) процесс переноса может быть полностью описан в рамках теории термоэлектронной эмиссии. Затем мы рассмотрим диффузионную теорию, описывающую контакты к полупроводникам с низкой подвижностью, и полную эмиссионно-диффузионную теорию, являющуюся обобщением первых двух.

#### 5.4.1. Теория термоэлектронной эмиссии

В теории термоэлектронной эмиссии, развитой Бете [12], предполагается, что 1) высота барьера  $q\phi_{Bn}$  много больше  $kT$ ; 2) область, определяющая термоэлектронную эмиссию, находится в термодинамическом равновесии; 3) протекание полного тока не нарушает этого равновесия. Данные предположения позволяют считать, что полный ток представляет собой разность между током из металла в полупроводник и противоположным ему током из полупроводника в металл, причем металл и полупроводник характеризуются каждый своим квазиуровнем Ферми. Ясно, что в этом случае ток не зависит от формы барьера, а зависит лишь от его высоты.

Плотность тока из полупроводника в металл  $J_{s \rightarrow m}$  определяется числом электронов,двигающихся к металлу (в направлении  $x$ ) с энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера:

$$J_{s \rightarrow m} = \int_{E_F + q\phi_B}^{\infty} qv_x dn, \quad (16)$$

где  $E_F + q\phi_B$  — минимальная энергия, необходимая для термоэлектронной эмиссии в металл;  $v_x$  — скорость носителей в направлении переноса. Концентрация электронов с энергией в интервале от  $E$  до  $E + dE$  равна

$$dn = N(E) F(E) dE = \frac{4\pi (2m^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp[-(E - E_c + qV_n)/kT] dE, \quad (17)$$

где  $N(E)$  — плотность состояний,  $F(E)$  — функция распределения носителей по энергии,  $m^*$  — эффективная масса в полупроводнике,  $qV_n \equiv E_C - E_F$ .

Если предположить, что полная энергия электрона в зоне проводимости представляет собой только кинетическую энергию, то

$$E - E_C = \frac{1}{2} m^* v^2, \quad (18a)$$

$$dE = m^* v dv, \quad (18б)$$

$$\sqrt{E - E_C} = v \sqrt{m^*/2}. \quad (18в)$$

Подставляя формулы (18a) — (18в) в формулу (17), получим

$$dn = 2 \left( \frac{m^*}{h} \right)^3 \exp \left( - \frac{qV_n}{kT} \right) \exp \left( - \frac{m^* v^2}{2kT} \right) (4\pi v^2 dv). \quad (19)$$

Уравнение (19) определяет число электронов в единице объема со скоростями в интервале от  $v$  до  $v + dv$ , двигающихся в любых направлениях. Разлагая скорость электронов на компоненты вдоль осей и выбирая ось  $x$  параллельно направлению переноса, имеем

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2. \quad (20)$$

После преобразования  $4\pi v^2 dv = dv_x dv_y dv_z$  из уравнений (16), (19) и (20) получаем

$$\begin{aligned} J_{s \rightarrow m} &= 2q \left( \frac{m^*}{h} \right)^3 \exp \left( - qV_n/kT \right) \times \\ &\times \int_{v_{0x}}^{\infty} v_x \exp \left( - m^* v_x^2 / 2kT \right) dv_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left( - m^* v_y^2 / 2kT \right) dv_y \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left( - m^* v_z^2 / 2kT \right) dv_z = \\ &= \left( \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left( - qV_n/kT \right) \exp \left( - \frac{m^* v_{0x}^2}{2kT} \right). \end{aligned} \quad (21)$$

Минимальная скорость ( $v_{0x}$ ) в направлении  $x$ , необходимая для преодоления барьера, определяется соотношением

$$\frac{1}{2} m^* v_{0x}^2 = q(V_{bi} - V), \quad (22)$$

где  $V_{bi}$  — высота потенциального барьера при нулевом смещении (рис. 1, а). Подставляя выражение (22) в выражение (21), находим

$$\begin{aligned} J_{s \rightarrow m} &= \left( \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[ - \frac{q(V_n + V_{bi})}{kT} \right] \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) = \\ &= A^* T^2 \exp \left( - \frac{q\Phi_B}{kT} \right) \exp \left( \frac{qV}{kT} \right). \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь  $\varphi_B \equiv V_n + V_{bi}$  и

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \quad (24)$$

— эффективная постоянная Ричардсона для термоэлектронной эмиссии в пренебрежении рассеянием на оптических фононах и квантовомеханическим отражением (разд. 5.4.3). Для свободных электронов постоянная Ричардсона  $A$  равна  $120 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \text{ К}^{-2}$ . Если учесть понижение потенциального барьера за счет силы изображения, то в уравнении (23) высоту барьера  $\varphi_B$  нужно уменьшить на  $\Delta\varphi$ .

Для полупроводников с изотропной эффективной массой в нижнем минимуме зоны проводимости, таких, как GaAs  $n$ -типа,  $A^*/A = m^*/m_0$ , где  $m^*$  и  $m_0$  — соответственно эффективная масса и масса свободного электрона. Для многодолинных полупроводников соответствующая постоянная Ричардсона  $A^*$  для каждого энергетического минимума задается выражением [13]

$$\frac{A_i^*}{A} = \frac{1}{m_0} (l_1^2 m_y^* m_z^* + l_2^2 m_z^* m_x^* + l_3^2 m_x^* m_y^*)^{1/2}, \quad (25)$$

где  $l_1, l_2$  и  $l_3$  — косинусы углов между нормалью к плоскости контакта и главными осями эллипсоидов,  $m_x^*, m_y^*$  и  $m_z^*$  — компоненты тензора эффективной массы. Минимумы зоны проводимости германия расположены на краю зоны Бриллюэна в направлении  $\langle 111 \rangle$ . Эти минимумы эквивалентны четырем эллипсоидам с продольной массой  $m_l^* = 1,64m_0$  и поперечной  $m_t^* = 0,082 m_0$ . Сумма всех  $A_i^*$  минимальна в направлении  $\langle 111 \rangle$ :

$$\left(\frac{A^*}{A}\right)_{n\text{-Ge}\langle 111 \rangle} = m_t^*/m_0 + [(m_l^*)^2 + 8m_t^* m_l^*]^{1/2}/m_0 = 1,11. \quad (26)$$

Максимальным оказывается значение  $A^*$  в направлении  $\langle 100 \rangle$ :

$$\left(\frac{A^*}{A}\right)_{n\text{-Ge}\langle 100 \rangle} = \frac{4}{m_0} \left[ \frac{(m_l^*)^2 + 2m_t^* m_l^*}{3} \right]^{1/2} = 1,19. \quad (27)$$

Минимумы зоны проводимости кремния расположены в направлении  $\langle 100 \rangle$ . При этом  $m_l^* = 0,98m_0$ , а  $m_t^* = 0,19m_0$ . Все минимумы дают одинаковый вклад в ток в направлении  $\langle 111 \rangle$ , в котором достигается максимальное значение  $A^*$ :

$$\left(\frac{A^*}{A}\right)_{n\text{-Si}\langle 111 \rangle} = \frac{6}{m_0} \left[ \frac{(m_l^*)^2 + 2m_t^* m_l^*}{3} \right]^{1/2} = 2,2. \quad (28)$$

Минимальное значение  $A^*$  достигается здесь в направлении  $\langle 100 \rangle$ :

$$\left(\frac{A^*}{A}\right)_{n\text{-Si}\langle 100 \rangle} = 2m_t^*/m_0 + 4(m_l^* m_t^*)^{1/2}/m_0 = 2,1. \quad (29)$$

Валентные зоны Ge, Si и GaAs имеют два энергетических минимума при  $k = 0$ . Поэтому ток, создаваемый легкими и тяжелыми дырками, практически не зависит от направления. Суммируя вклад этих двух типов носителей, получаем

$$\left(\frac{A^*}{A}\right)_{p\text{-типа}} = (m_{lh}^* + m_{hh}^*)/m_0. \quad (30)$$

Значения величин  $A^*/A$  для этих полупроводников приведены в табл. 1 [13].

Поскольку высота барьера для электронов,двигающихся из металла в полупроводник, остается неизменной, величина соответствующего тока не зависит от приложенного напряжения. В термодинамическом равновесии (т. е. при  $V = 0$ ) этот ток равен току, текущему из полупроводника в металл. Соответствующая плотность тока получается из уравнения (23) подстановкой  $V = 0$ :

$$J_{m \rightarrow s} = -A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right). \quad (31)$$

Сумма выражений (23) и (31) представляет собой плотность полного тока:

$$\begin{aligned} J_n &= \left[ A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= J_{ST} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \end{aligned} \quad (32)$$

где

$$J_{ST} \equiv A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right). \quad (33)$$

Уравнение (32) имеет тот же вид, что и уравнение для плотности тока в  $p$ - $n$ -переходе, однако выражения для плотности тока насыщения различаются.

Таблица 1. Значения  $A^*/A$

Полупроводник	Ge	Si	GaAs
$p$ -типа	0,34	0,66	0,62
$n$ -типа $\langle 111 \rangle$	1,11	2,2	0,068 (слабые поля), 1,2 (сильные поля)
$n$ -типа $\langle 100 \rangle$	1,19	2,1	0,068 (слабые поля), 1,2 (сильные поля)

### 5.4.2. Диффузионная теория

Диффузионная теория Шоттки [4] основана на следующих предположениях: 1) высота барьера много больше  $kT$ ; 2) рассеяние электронов при их движении в обедненном слое играет существенную роль; 3) концентрация носителей при  $x = 0$  и  $x = W$  не зависит от тока (т. е. она совпадает со своим равновесным значением); 4) концентрация примесей в полупроводнике достаточно мала, и вырождение отсутствует.

В данном случае приходится учитывать обе компоненты электрического тока (диффузионную и полевою):

$$J_x = J_n = q \left[ n(x) \mu \mathcal{E} + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] = q D_n \left[ - \frac{qn(x)}{kT} \frac{\partial V(x)}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x} \right]. \quad (34)$$

В стационарном случае плотность тока не зависит от  $x$  и уравнение (34) можно проинтегрировать, предварительно умножив его на  $\exp[-qV(x)/kT]$ . В результате получим

$$J_n \int_0^W \exp \left[ - \frac{qV(x)}{kT} \right] dx = q D_n \left\{ n(x) \exp \left[ - \frac{qV(x)}{kT} \right] \right\}_0^W \quad (35)$$

с граничными условиями

$$qV(0) = -q(V_n + V_{bi}) = -q\Phi_{Bn},$$

$$qV(W) = -qV_n - qV,$$

$$n(0) = N_c \exp \left[ - \frac{E_c(0) - E_F}{kT} \right] = N_c \exp \left( - \frac{q\Phi_{Bn}}{kT} \right),$$

$$n(W) = n = N_c \exp \left( - \frac{qV_n}{kT} \right). \quad (36)$$

Подставляя уравнение (36) в выражение (35), находим

$$J_n = q N_c D_n \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] / \int_0^W \exp \left[ - \frac{qV(x)}{kT} \right] dx. \quad (37)$$

Распределение потенциала в барьере Шоттки в пренебрежении силами изображения определяется уравнением (6):

$$qV(x) = \frac{q^2 N_D}{\epsilon_s} \left( Wx - \frac{x^2}{2} \right) - q\Phi_{Bn}.$$

Подставив его в уравнение (37) и выразив  $W$  через  $V_{bi} + V$ , получим окончательно

$$J_n \cong \left\{ \frac{q^2 D_n N_e}{kT} \left[ \frac{q(V_{bi} - V) 2N_D}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \times \right. \\ \left. \times \exp \left( - \frac{q\varphi_{Bn}}{kT} \right) \right\} \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] = J_{SD} \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right]. \quad (38)$$

Выражения для плотности тока в теории термоэлектронной эмиссии и в диффузионной теории (уравнения (32) и (38)) в основном очень похожи, однако в диффузионной теории «плотность тока насыщения»  $J_{SD}$  сильнее зависит от напряжения и менее чувствительна к температуре, чем  $J_{ST}$  в теории термоэлектронной эмиссии.

### 5.4.3. Термоэмиссионно-диффузионная теория

Обобщение двух описанных выше теорий было сделано Кроуэллом и Зи [14]. В этой теории в качестве граничного условия используется скорость термоэлектронной рекомбинации  $v_R$  на поверхности раздела металл — полупроводник.

Поскольку диффузия носителей существенно зависит от распределения потенциала, мы будем сразу учитывать понижение потенциального барьера за счет эффекта Шоттки (рис. 8). Рассмотрим случай, когда высота барьера настолько велика, что плотность заряда в области между поверхностью металла и  $x = W$  полностью определяется концентрацией заряженных доноров

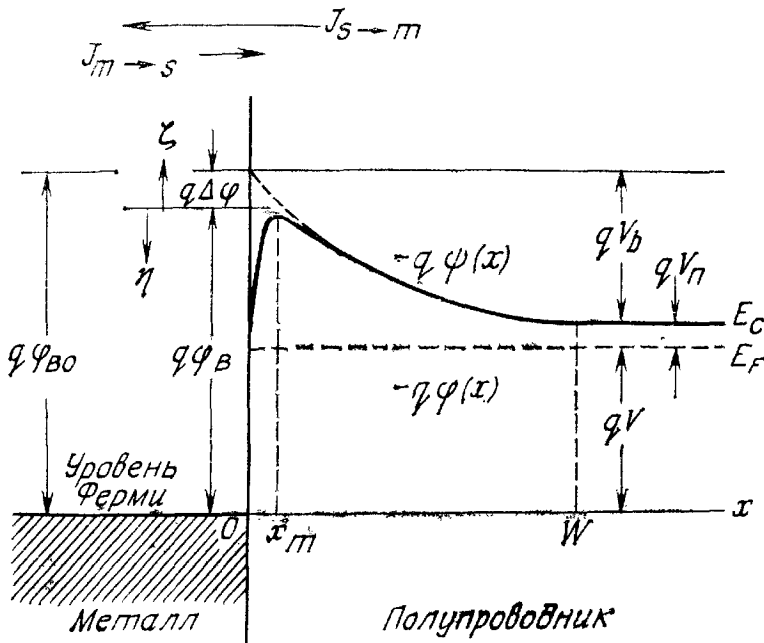


Рис. 8. Энергетическая диаграмма контакта с учетом эффекта Шоттки.  $q\varphi(x)$  — потенциальная энергия электрона,  $q\varphi(x)$  — положение квазиуровня Ферми.



(т. е.  $W$  является границей обедненного слоя). Как уже говорилось выше, максимум  $q\psi$  вблизи границы раздела металл—полупроводник обусловлен наложением двух электрических полей: поля ионизированных доноров (штриховая линия) и поля силы изображения, притягивающего электрон к металлу. Как показано на рис. 8, приложенное напряжение  $V$  создает поток электронов из полупроводника в металл. На этом рисунке показан также изменяющийся в области барьера квазиуровень Ферми, соответствующий полному току  $J$ :

$$J = -q\mu n \frac{d\varphi_n}{dx}. \quad (39)$$

Здесь  $n$  — плотность электронов в точке  $x$ :

$$n = N_C e^{-q(\varphi_n - \psi)/kT}, \quad (40)$$

где  $N_C$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $T$  — температура электронов. Будем предполагать, что область между  $x_m$  и  $W$  изотермична и, кроме того, температура электронов равна температуре решетки.

Поскольку область барьера между  $x_m$  и поверхностью раздела ( $x = 0$ ) действует как сток для электронов, ток носителей можно описать выражением, воспользовавшись скоростью эффективной поверхностной рекомбинации  $v_R$  в максимуме потенциальной энергии:

$$J = q(n_m - n_0)v_R, \quad (41)$$

где  $n_m$  — плотность электронов в точке  $x_m$  при протекании тока,  $n_0$  — концентрация электронов, которая была бы в равновесии ( $V = 0$ ) при той же высоте и том же положении максимума потенциала  $\psi(x)$ . Как  $\varphi$ , так и  $\psi$  удобно измерять относительно уровня Ферми в металле. При этом

$$\varphi(W) = -V, \quad n_0 = N_C e^{-q\varphi_{Bn}/kT},$$

$$\text{и } n_m = N_C \exp \left[ \frac{-q\varphi(x_m) - q\varphi_{Bn}}{kT} \right], \quad (42)$$

где  $q\varphi_{Bn}$  — высота барьера,  $q\varphi(x_m)$  — расстояние до квазиуровня Ферми в точке  $x_m$ .

Подставив выражение (40) в выражение (39) и интегрируя от  $x_m$  до  $W$ , получим

$$\exp \left[ \frac{q\varphi(x_m)}{kT} \right] - \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) = -\frac{J}{\mu N_C kT} \int_{x_m}^W \exp \left( \frac{-q\psi}{kT} \right) dx. \quad (43)$$

Используя затем выражения (41) — (43), найдем

$$J = \frac{qN_C v_R}{1 + v_R/v_D} \exp\left(-\frac{q\varphi_{Bn}}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad (44)$$

где

$$v_D \equiv \left[ \int_{x_m}^W \frac{q}{\mu kT} \exp\left[-\frac{q}{kT}(\varphi_{Bn} + \psi)\right] dx \right]^{-1} \quad (45)$$

— эффективная скорость диффузии, описывающая перенос электронов от границы обедненного слоя (точки  $W$ ) к точке максимума потенциальной энергии. Если предположить, что функция распределения электронов при  $x \geq x_m$  максвелловская, и если никакие электроны, кроме тех, которые связаны с плотностью тока  $qn_0 v_R$ , не возвращаются из металла, то полупроводник ведет себя как термоэлектронный эмиттер. При этом  $v_R$  оказывается равной средней тепловой скорости:

$$v_R = \int_0^{\infty} v_x \exp(-m^* v_x^2 / 2kT) dv_x \left/ \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-m^* v_x^2 / 2kT) dv_x \right. = \\ = (kT/2m^*\pi)^{1/2} = A^* T^2 / qN_C, \quad (46)$$

где  $A^*$  — эффективная постоянная Ричардсона, значения которой приведены в табл. 1. При 300 К величина  $v_R$  равна  $7,0 \cdot 10^6$ ,  $5,2 \cdot 10^6$  и  $1,0 \cdot 10^7$  см/с для ориентированного в направлении  $\langle 111 \rangle$  Ge  $n$ -типа,  $\langle 111 \rangle$  Si  $n$ -типа и GaAs  $n$ -типа соответственно. Если  $v_D \gg v_R$ , то в экспоненциальном члене уравнения (44) остается только  $v_R$  и справедлива теория термоэлектронной эмиссии. И наоборот, при  $v_D \ll v_R$  преобладающим является процесс диффузии. Если пренебречь влиянием сил изображения и не учитывать зависимость подвижности электронов от электрического поля, скорость  $v_D$  будет равна  $\mu \mathcal{E}$ , где  $\mathcal{E}$  — электрическое поле в полупроводнике вблизи поверхности. При этом получается результат, который следует также из обычной диффузионной теории (уравнение (37)):

$$J \simeq qN_C \mu \mathcal{E} \exp\left(-\frac{q\varphi_{Bn}}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (47)$$

Для учета влияния сил изображения при вычислении  $v_D$  нужно в выражение (45) подставить соответствующее выражение для  $\psi$ :

$$\psi = \varphi_{Bn} + \Delta\varphi - \mathcal{E}x - \frac{q}{16\pi\epsilon_s x}, \quad (48)$$

где  $\Delta\varphi$  — понижение потенциального барьера, определяемое из формулы (15а) (в предположении, что электрическое поле посто-

янно при  $x < x_m$ ). Подставляя выражение (48) в (45), получаем, что  $v_D \approx \mu \mathcal{E}$  при  $\Delta\phi < kT/q$ , а по мере увеличения  $\Delta\phi$  до  $20kT/q$  происходит уменьшение  $v_D$  до  $0,3\mu\mathcal{E}$ .

Результат, выражаемый уравнением (44), является объединением диффузионной теории Шоттки и теории термоэлектронной эмиссии Бете. Из этого уравнения видно, что ток хорошо описывается в рамках теории термоэлектронной эмиссии при  $\mu\mathcal{E} (x_m) > v_R$ . Последний критерий является более точным, чем условие Бете  $\mathcal{E} (x_m) > kT/q\lambda$ , где  $\lambda$  — длина свободного пробега.

Выше скорость поверхностной рекомбинации  $v_R$ , входящая в выражение для тока термоэлектронной эмиссии, была введена как граничное условие, учитывающее только коллекторные свойства металла в барьере Шоттки. Однако во многих случаях существует достаточно большая вероятность того, что электрон, проходящий над барьером, отразится обратно вследствие рассеяния на оптическом фоне [15, 16]. Вероятность преодоления электроном барьера в первом приближении можно представить в виде  $f_p = \exp(-x_m/\lambda)$ . Кроме того, функция распределения электронов по энергии может сильно отличаться от максвелловской как вследствие квантовомеханического отражения электронов от барьера Шоттки, так и вследствие туннелирования через барьер [17, 18]. Отношение  $f_Q$  полного тока к току, который имел бы место в пренебрежении квантовомеханическим туннелированием и отражением, сильно зависит от электрического поля и энергии электрона относительно максимума потенциала.

Окончательное выражение для вольт-амперной характеристики, учитывающее  $f_p$  и  $f_Q$ , имеет вид

$$J = J_S (e^{qV/kT} - 1), \quad (49)$$

$$J_S = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right), \quad (50)$$

где

$$A^{**} = \frac{f_p f_Q A^*}{1 + f_p f_Q v_R/v_D}. \quad (50a)$$

На рис. 9 представлены результаты расчета эффективной постоянной Ричардсона  $A^{**}$  для системы металл — кремний при комнатной температуре и концентрации примеси  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  [19]. Видно, что величина  $A^{**}$  для электронов в кремнии  $n$ -типа в интервале полей  $10^4 - 2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$  практически постоянна и равна приблизительно  $110 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$ . Для дырок в кремнии  $p$ -типа  $A^{**}$  тоже постоянна в этом интервале полей, но ее значение существенно меньше ( $\sim 30 \cdot \text{А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$ ).

На основании изложенного выше можно сделать вывод, что при комнатной температуре в интервале полей  $10^4 - 10^5 \text{ В/см}$  перенос заряда в большинстве диодов Шоттки на Ge, Si и GaAs

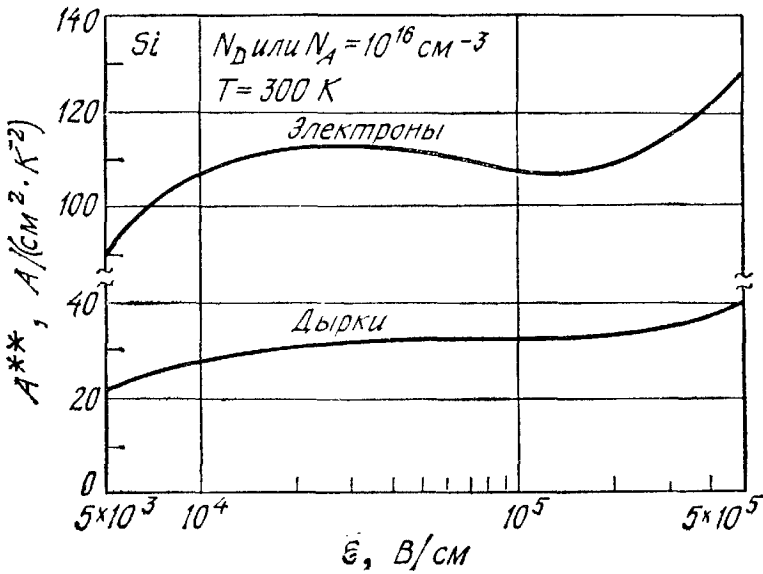


Рис. 9. Расчетные значения эффективной постоянной Ричардсона как функции электрического поля в барьере металл — кремний [19].

осуществляется путем термоэлектронной эмиссии основных носителей.

Пространственное изменение квазиуровня Ферми в области барьера можно оценить, подставив выражения (6) и (40) в выражение (39). Оказывается [20], что это изменение весьма незначительно (рис. 8). В диодах Au—Si с  $N_D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при температуре 300 К и прямом смещении 0,2 В разность  $\varphi(W) - \varphi(0)$  составляет всего 8 мВ, а при более высоком уровне легирования она еще меньше. Эти результаты еще раз подтверждают, что в полупроводниках с высокой подвижностью и умеренной концентрацией примеси применима теория термоэлектронной эмиссии.

#### 5.4.4. Туннельный ток

В приборах на сильнолегированных полупроводниках, а также при низких температурах преобладающим процессом переноса заряда оказывается туннелирование. В этом случае к  $J_{s \rightarrow m}$  (выражение (16)), описывающему термоэлектронную эмиссию, нужно добавить туннельную компоненту тока, которая пропорциональна квантовому коэффициенту прохождения, умноженному на вероятность, что соответствующее состояние в полупроводнике заполнено, а в металле свободно, т. е.

$$J_{s \rightarrow m} = \frac{A^* T}{k} \int_0^{\infty} T(\xi) \exp \left[ \frac{-q(V_b + V_n + \xi - \Delta\varphi)}{kT} \right] d\xi + \\ + \frac{A^* T}{k} \int_0^{q(V_b - \Delta\varphi)} F_s(V) T(\eta) (1 - F_m) d\eta, \quad (51)$$

где энергии  $q\zeta$  и  $q\eta$  отсчитываются соответственно вверх и вниз от максимума потенциального барьера (рис. 8). Первое слагаемое в выражении (51) соответствует термоэлектронной компоненте тока и переходит в выражение (23) при  $T(\zeta) = 1$ . Второе слагаемое соответствует туннельной компоненте. Величины  $F_s$  и  $F_m$  — функции распределения Ферми—Дирака соответственно в полупроводнике и в металле, а  $T(\zeta)$  и  $T(\eta)$  — коэффициенты прозрачности барьера соответственно выше и ниже максимума потенциала.

Аналогичное выражение можно записать для тока  $J_{m \rightarrow s}$ , текущего из металла в полупроводник:

$$J_{m \rightarrow s} = -\frac{A^*T}{k} \exp\left(\frac{-q\varphi_{Bn}}{kT}\right) \int_0^{\infty} T(\zeta) \exp\left(-\frac{\zeta}{kT}\right) d\zeta - \frac{A^*T}{k} \int_0^{q(V_b - \Delta\varphi)} F_m T(\eta) (1 - F_s) d\eta. \quad (52)$$

Полная плотность тока описывается алгебраической суммой выражений (51) и (52).

Теоретические и экспериментальные вольт-амперные характеристики барьеров Au—Si приведены на рис. 10 [18]. Отметим, что плотность тока  $J$  можно записать в виде

$$J = J_s [\exp(qV/nkT) - 1], \quad (53)$$

или

$$J \simeq J_s \exp(qV/nkT) \text{ при } V \gg kT/q, \quad (53a)$$

где  $J_s$  — плотность тока насыщения, получаемая экстраполяцией линейного в логарифмическом масштабе участка зависимости  $J(V)$  к точке  $kV = 0$ , а  $n$  — фактор неидеальности, определяемый выражением

$$n \equiv \frac{q}{kT} \frac{\partial V}{\partial (\ln J)}. \quad (53b)$$

Зависимости плотности тока насыщения и фактора  $n$  от концентрации легирующей примеси в диодах Au—Si при различных температурах приведены на рис. 11 [18]. Интересно отметить, что  $J_s$  почти постоянна при низких уровнях легирования, но при  $N_D \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$  быстро возрастает. Фактор неидеальности  $n$  при низком уровне легирования и сравнительно высоких температурах близок к 1. Однако по мере повышения уровня легирования либо понижения температуры отличие  $n$  от единицы становится существенным.

Плотность туннельной компоненты тока, преобладающей при высоком уровне легирования и низких температурах, определяется простым выражением

$$J_t \sim \exp(-q\varphi_{Bn}/E_{00}), \quad (54)$$

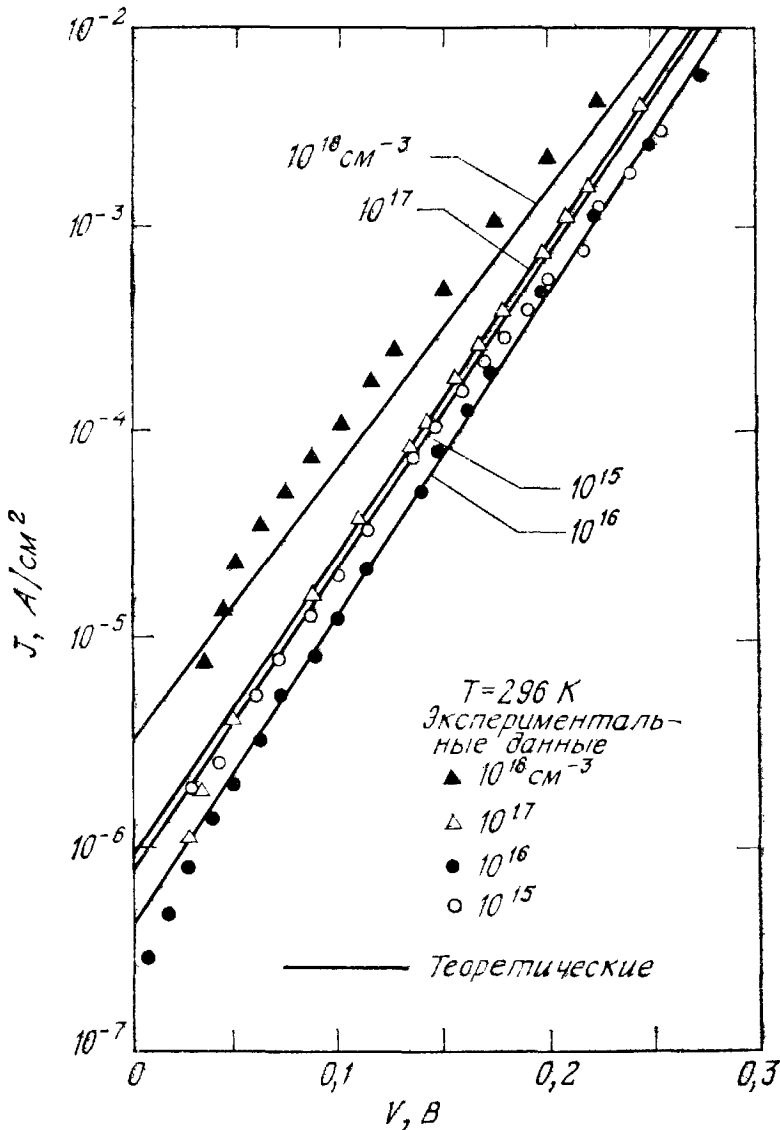


Рис. 10. Теоретические и экспериментальные вольт-амперные характеристики диодов Au — Si [18].

поскольку коэффициент прозрачности барьера пропорционален:

$$T(\eta) \sim \exp(-q\Phi_{Bn}/E_{00}), \quad (54a)$$

где

$$E_{00} \equiv \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_D}{\epsilon_{sm}^*}}.$$

Из выражения (54) видно, что туннельный ток экспоненциально зависит от  $\sqrt{N_D}$ .

На рис. 12 показано отношение туннельного тока к току термоэлектронной эмиссии в диодах Au—Si [18]. Видно, что при  $N_D \leq \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $T \gtrsim 300 \text{ K}$  это отношение много меньше 1 и туннель-

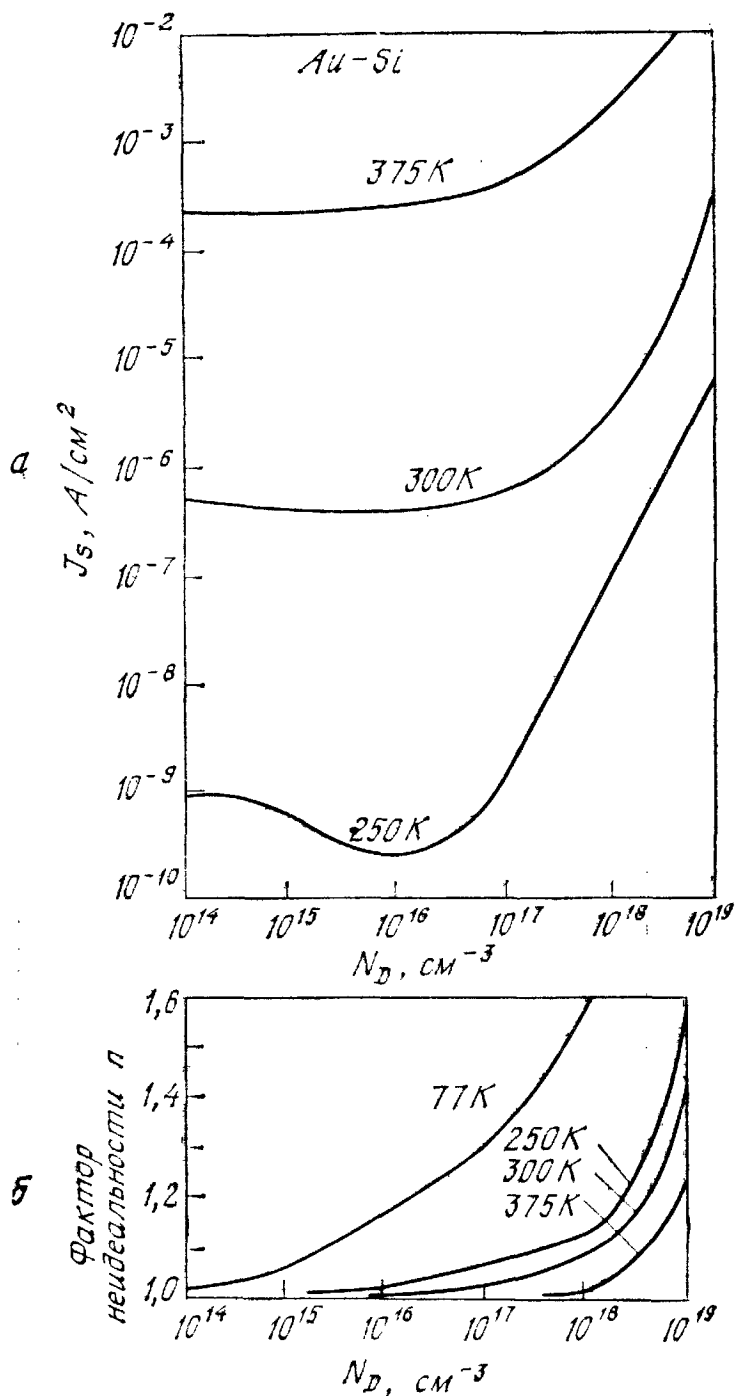


Рис. 11. Зависимости плотности тока насыщения (а) и фактора неидеальности  $n$  (б) от концентрации легирующей примеси в диоде Au — Si при разных температурах [18].

ной компонентой можно пренебречь. Однако при высоких уровнях легирования и при низких температурах оно становится много больше 1. Это указывает на то, что в последнем случае преобладающим является туннельный ток.

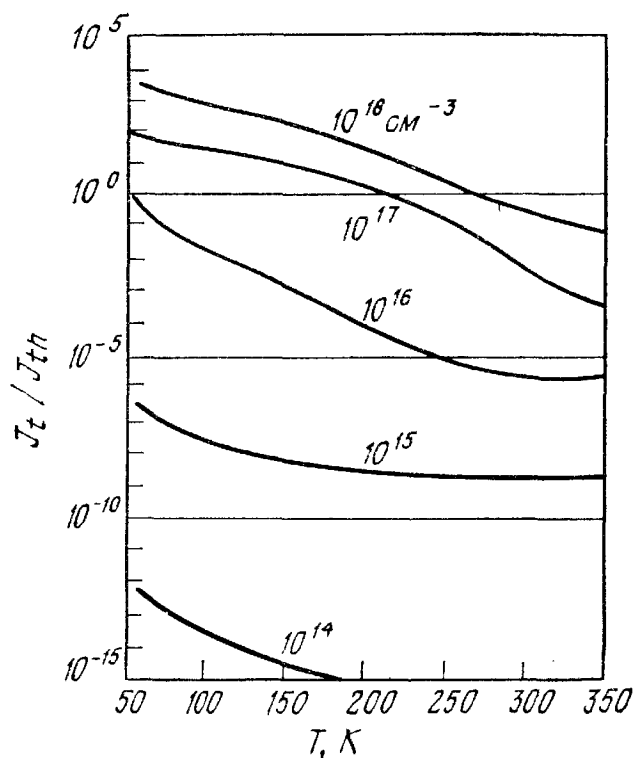


Рис. 12. Отношение туннельного тока к току термоэлектронной эмиссии в диодах Au — Si [18].

#### 5.4.5. Инжекция неосновных носителей

При низком уровне инжекции перенос заряда в диодах Шоттки осуществляется главным образом основными носителями. Однако при достаточно больших прямых смещениях коэффициент инжекции неосновных носителей  $\gamma$  (т. е. отношение тока неосновных носителей к полному току) увеличивается с ростом тока. Последнее объясняется увеличением дрейфовой компоненты тока, которая становится много больше диффузионной.

В стационарном состоянии одномерные уравнения непрерывности и плотности тока для неосновных носителей записываются в виде

$$0 = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x}, \quad (55)$$

$$J_p = q\mu_p p_n \mathcal{E} - qD_p \frac{\partial p_n}{\partial x}. \quad (56)$$

Рассмотрим энергетическую диаграмму, показанную на рис. 13. Здесь  $x_1$  — граница обедненной области и  $x_2$  — граница раздела между эпитаксиальным слоем  $n$ -типа и подложкой  $n^+$ -типа. Из теории выпрямления (гл. 2) следует, что плотность неосновных носителей в точке  $x_1$  равна

$$p_n(x_1) = p_{n0} \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \approx \frac{n_i^2}{N_D} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad (57)$$



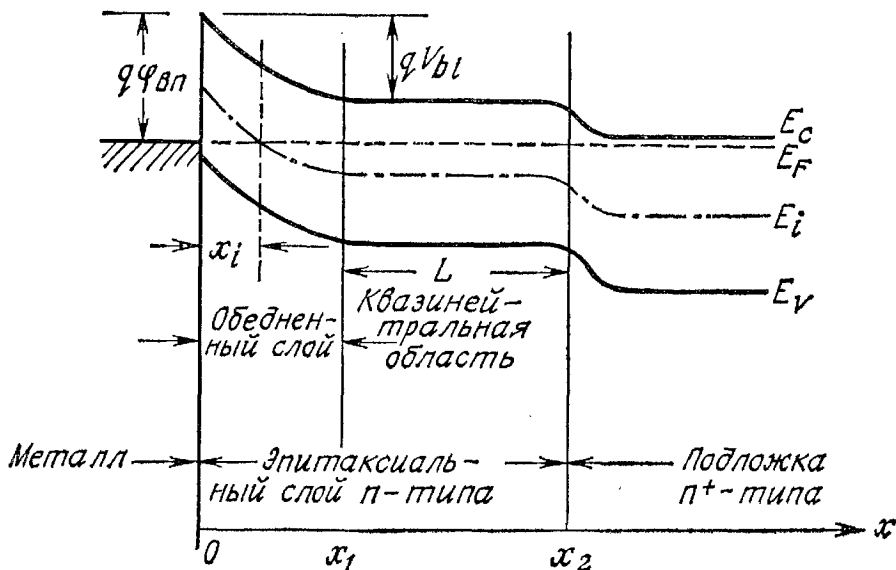


Рис. 13. Энергетическая диаграмма эпитаксиального барьера Шоттки [23].

где  $N_D$  — концентрация доноров в  $n$ -слое. Используя уравнения (49) и (57), можно выразить  $p_n(x_1)$  через плотность тока

$$p_n(x_1) = \frac{n_i^2}{N_D} \frac{J}{J_s} \quad (58)$$

Граничное условие для  $p_n(x)$  в точке  $x = x_2$  можно получить, если учесть, что скорость переноса неосновных носителей  $v_T$  равна  $D_p/L_p$ . При этом

$$J_p(x_2) = qv_T p_n = q \left( \frac{D_p}{L_p} \right) p_{n0} \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (59)$$

в случае  $L \ll L_p$ ,

где  $D_p$  — коэффициент диффузии неосновных носителей,  $L_p$  — их диффузионная длина,  $L$  — длина квазинейтральной области.

При низком уровне инжекции в уравнении (56) можно пренебречь дрейфовым членом по сравнению с диффузионным. В результате для коэффициента  $\gamma$  получаем

$$\gamma \equiv \frac{J_p}{J_p + J_n} \simeq \frac{J_p}{J_n} = \frac{qn_i^2 D_p}{N_D L_p A^{**} T^2 \exp(-q\phi_{вп}/kT)} \quad (60)$$

Экспериментально было обнаружено [22], что для диодов Au—Si с  $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  коэффициент  $\gamma$  очень мал ( $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ ). Последнее находится в хорошем соответствии с результатом, получаемым из выражения (60).

По мере увеличения положительно смещающего напряжения в квазинейтральной области растет поле  $\mathcal{E}$ . Это приводит к тому,

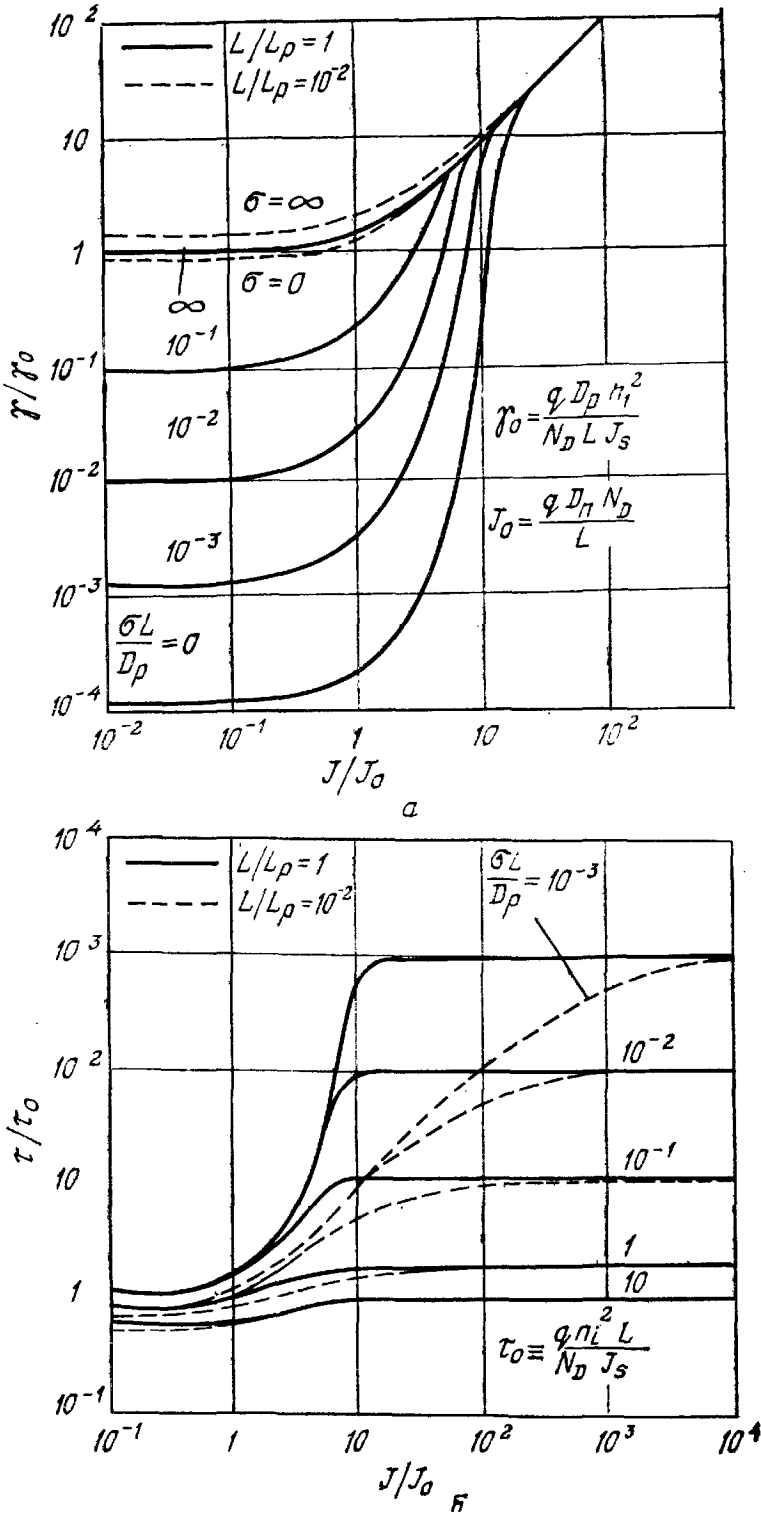


Рис. 14. Зависимость нормированного отношения плотности тока неосновных носителей к плотности полного тока (а) и нормированного времени накопления неосновных носителей (б) от нормированной плотности полного тока [23].

что в токе неосновных носителей преобладающей становится дрейфовая компонента. Тогда из уравнений (56) и (58) получаем

$$\gamma \sim q\mu_p p_n \mathcal{E} \sim \frac{J}{J_s}, \quad (61)$$

т. е.  $\gamma$  растет пропорционально плотности тока. Например, для диода Au—Si с  $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $J_s = 5 \cdot 10^{-7} \text{ А/см}^2$  при плотности тока инжекции  $350 \text{ А/см}^2$  коэффициент  $\gamma$  составляет  $\sim 5\%$ . Промежуточный случай рассмотрен в работе [23]. Результаты расчетов представлены на рис. 14, а, где  $\gamma$  и  $J$  нормированы на

$$J_0 \equiv \frac{qD_n N_D}{L}, \quad (62a)$$

$$\gamma_0 \equiv \frac{qD_p n_i^2}{N_D L J_s}. \quad (62b)$$

Из рис. 14, а видно, что для уменьшения коэффициента инжекции неосновных носителей следует брать образцы с большой концентрацией  $N_D$  (соответствующей низкому сопротивлению материала), большим  $J_s$  (соответствующим малой высоте барьера) и малой концентрацией  $n_i$  (соответствующей большой ширине запрещенной зоны).

Другой величиной, связанной с коэффициентом  $\gamma$ , является время накопления неосновных носителей  $\tau_s$ . Оно определяется как отношение заряда неосновных носителей в квазинейтральной области к плотности тока:

$$\tau_s \equiv \frac{\int_{x_1}^{x_2} q p(x) dx}{J}. \quad (63)$$

В пределах больших токов

$$\tau_s \simeq \frac{q n_i^2 L_p}{N_D J_s}. \quad (64)$$

Зависимость  $\tau_s$  от плотности тока показана на рис. 14, б, где использована та же нормировка, что и на рис. 14, а. Например, для диода Au—Si с  $N_D = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $L = 7 \text{ мкм}$  и  $D_p/L_p = 2000 \text{ см/с}$  время накопления при  $J = 10 \text{ А/см}^2$  составляет  $\sim 1 \text{ нс}$ . При увеличении  $N_D$  до  $1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  это время уменьшается до  $0,01 \text{ нс}$ .

## 5.5. ВЫСОТА БАРЬЕРА

### 5.5.1. Общее выражение для высоты барьера

Основные зонные диаграммы контактов металл — полупроводник мы рассмотрели в разд. 5.2. В общем случае высота барьера на таком контакте зависит от работы выхода металла и плотности

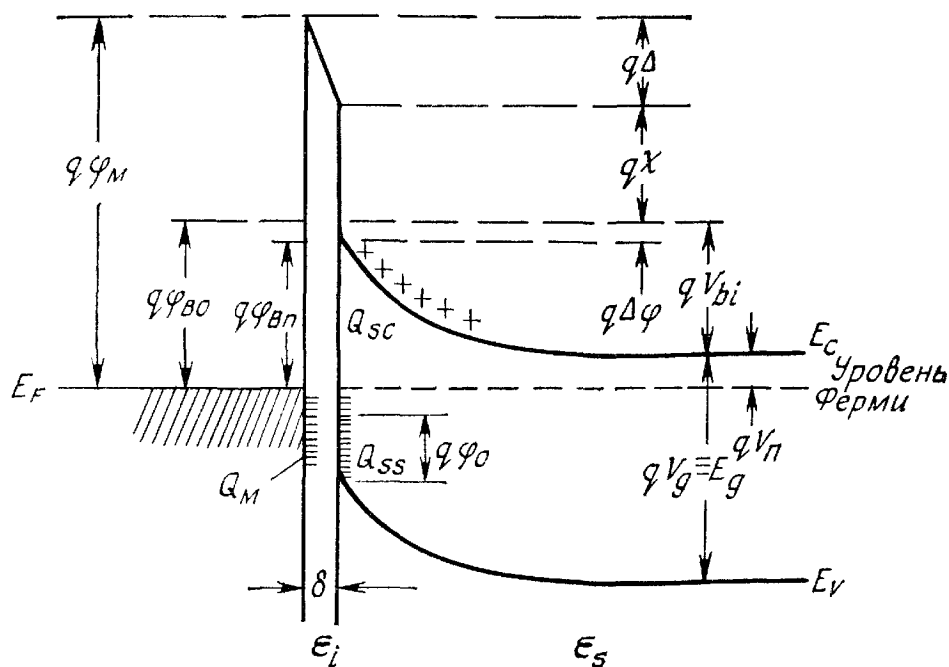


Рис. 15. Подробная энергетическая диаграмма контакта металл — полупроводник  $n$ -типа при наличии промежуточного слоя толщиной порядка межатомных расстояний [24].

$\varphi_M$  — работа выхода металла;  $\varphi_{Bn}$  — высота энергетического барьера;  $\varphi_{B0}$  — асимптотическое значение  $\varphi_{Bn}$  при нулевом электрическом поле;  $\varphi_0$  — энергетический уровень на поверхности;  $\Delta\varphi$  — понижение барьера за счет сил изображения;  $\Delta$  — падение потенциала на промежуточном слое;  $\chi$  — электронное сродство полупроводника;  $V_{bi}$  — встроенный потенциал;  $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $\epsilon_i$  — диэлектрическая проницаемость промежуточного слоя;  $\delta$  — толщина промежуточного слоя;  $Q_{sc}$  — плотность объемного заряда в полупроводнике;  $Q_{ss}$  — плотность заряда поверхностных состояний полупроводника;  $Q_M$  — плотность поверхностного заряда в металле.

поверхностных состояний. Общее выражение для высоты потенциального барьера [24] может быть получено на основе двух предположений: 1) толщина промежуточного слоя, возникающего между поверхностями полупроводника и металла, либо равна нулю, либо порядка межатомных размеров и поэтому является туннельно прозрачной для электронов, а влияние этого слоя сводится лишь к падению потенциала на нем; 2) энергетическая плотность поверхностных состояний не зависит от типа металла и определяется только свойствами поверхности полупроводника.

Более подробная энергетическая диаграмма контакта металл — полупроводник  $n$ -типа и обозначения различных физических величин, которые будут использованы в дальнейшем, показаны на рис. 15. Энергетический уровень  $q\varphi_0$  обозначает положение, которое занимал бы уровень Ферми в силу условия электронейтральности на свободной поверхности полупроводника (в отсутствие металлического контакта) [25]. Другой важной величиной является высота барьера  $q\varphi_{Bn}$ , который преодолевает электрон,

двигающийся из металла в полупроводник. При этом предполагается, что промежуточный слой имеет толщину всего несколько ангстрем и поэтому туннельно прозрачен для электронов.

Будем считать поверхностные состояния полупроводника акцепторными, а их энергетическую плотность  $D_s$  [ $\text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ ] в интервале энергий от  $q\varphi_0$  до уровня Ферми постоянной. Тогда плотность заряда на этих поверхностных состояниях описывается выражением

$$Q_{ss} = -qD_s(E_g - q\varphi_0 - q\varphi_{Bn} - q\Delta\varphi) \text{ [Кл/см}^2\text{]}, \quad (65)$$

где  $q\Delta\varphi$  — понижение барьера за счет эффекта Шоттки. В этой формуле величина в круглых скобках представляет собой разность энергий между уровнем Ферми на поверхности и уровнем  $q\varphi_0$ , а величина  $Q_{ss}$  — заряд заполненных поверхностных состояний, энергия которых превышает  $q\varphi_0$ .

Поверхностная плотность заряда обедненного слоя полупроводника в термодинамическом равновесии определяется выражением (8). Запишем ее в виде

$$Q_{sc} = \sqrt{2q\epsilon_s N_D \left( \varphi_{Bn} - V_n + \Delta\varphi - \frac{kT}{q} \right)}. \quad (66)$$

Полная плотность заряда на единицу площади полупроводника равна сумме выражений (65) и (66). Поскольку пространственный заряд в тонком промежуточном слое обычно пренебрежимо мал, можно считать, что равный по величине и противоположный ему по знаку заряд  $Q_M$  локализован на поверхности металла:

$$Q_M = -(Q_{ss} + Q_{sc}). \quad (67)$$

В соответствии с законом Гаусса для разности потенциалов  $\Delta$  между поверхностями металла и полупроводника получим

$$\Delta = -\delta \frac{Q_M}{\epsilon_i}, \quad (68)$$

где  $\epsilon_i$  — диэлектрическая проницаемость промежуточного слоя,  $\delta$  — его толщина. Кроме того, из зонной диаграммы на рис. 15 видно, что вследствие постоянства уровня Ферми в системе при термодинамическом равновесии для  $\Delta$  можно записать соотношение

$$\Delta = \varphi_m - (\chi + \varphi_{Bn} + \Delta\varphi). \quad (69)$$

Исключив  $\Delta$  из выражений (68) и (69), получим

$$\begin{aligned} (\varphi_m - \chi) - (\varphi_{Bn} + \Delta\varphi) = & \sqrt{\frac{2q\epsilon_s N_D \delta^2}{\epsilon_i^2} \left( \varphi_{Bn} + \Delta\varphi - V_n - \frac{kT}{q} \right) -} \\ & - \frac{qD_s \delta}{\epsilon_i} (E_g - q\varphi_0 - q\varphi_{Bn} - q\Delta\varphi). \end{aligned} \quad (70)$$

Уравнение (70) можно теперь решить относительно  $\varphi_{Bn}$ . Вводя параметры

$$c_1 \equiv \frac{2q\varepsilon_s N_D \delta^2}{\varepsilon_i^2}, \quad c_2 \equiv \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + q^2 \delta D_s}, \quad (71a), (71b)$$

запишем решение уравнения (70) в виде

$$\begin{aligned} \varphi_{Bn} = & \left[ c_2 (\varphi_m - \chi) + (1 - c_2) \left( \frac{E_g}{q} - \varphi_0 \right) - \Delta\varphi \right] + \\ & + \left\{ \frac{c_3^2 c_1}{2} - c_2^{3/2} \left[ c_1 (\varphi_m - \chi) + (1 - c_2) \left( \frac{E_g}{q} - \varphi_0 \right) \frac{c_1}{c_2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{c_1}{c_2} \left( V_n + \frac{kT}{q} \right) + \frac{c_2 c_1^2}{4} \right]^{1/2} \right\}. \quad (72) \end{aligned}$$

Чтобы вычислить  $c_1$  по формуле (71a), надо оценить значения параметров  $\delta$  и  $\varepsilon_i$ . Для скотых в вакууме либо хорошо очищенных полупроводниковых поверхностей промежуточный слой имеет атомные размеры, т. е.  $\delta$  составляет 4—5 Å. В первом приближении диэлектрическую проницаемость такого тонкого слоя можно считать равной диэлектрической проницаемости вакуума. Поскольку последняя является нижним пределом возможных значений  $\varepsilon_i$ , это приближение дает завышенное значение  $c_1$ . При  $\varepsilon_s \approx \approx 10\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_i = \varepsilon_0$  и  $N_D < 10^{18} \text{ см}^{-3}$  величина  $c_1$  мала ( $\sim 0,01$  В) и выражение в фигурных скобках в формуле (72) меньше 0,04 В. Пренебрегая этим слагаемым, приведем выражение (72) к виду

$$\varphi_{Bn} = c_2 (\varphi_m - \chi) + (1 - c_2) \left( \frac{E_g}{q} - \varphi_0 \right) - \Delta\varphi \equiv c_2 \varphi_m + c_3. \quad (73)$$

Если  $c_2$  и  $c_3$  можно определить экспериментально, а значение  $\chi$  известно, то

$$\varphi_0 = \frac{E_g}{q} - \frac{c_2 \chi + c_3 + \Delta\varphi}{1 - c_2} \quad (74)$$

и из выражения (71b)

$$D_s = \frac{(1 - c_2) \varepsilon_i}{c_2 \delta q^2}. \quad (75)$$

Подставив в выражение (75) те же значения  $\delta \approx 4\text{—}5 \text{ Å}$  и  $\varepsilon_i = = 1$ , получим

$$D_s \approx 1,1 \times 10^{13} (1 - c_2) / c_2 [\text{см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}]. \quad (75a)$$

Из уравнения (73) можно непосредственно получить два рассмотренных выше предельных случая:

1. Если  $D_s \rightarrow \infty$ , то  $c_2 \rightarrow 0$  и

$$q\varphi_{Bn} = (E_g - q\varphi_0) - q \Delta\varphi. \quad (76a)$$

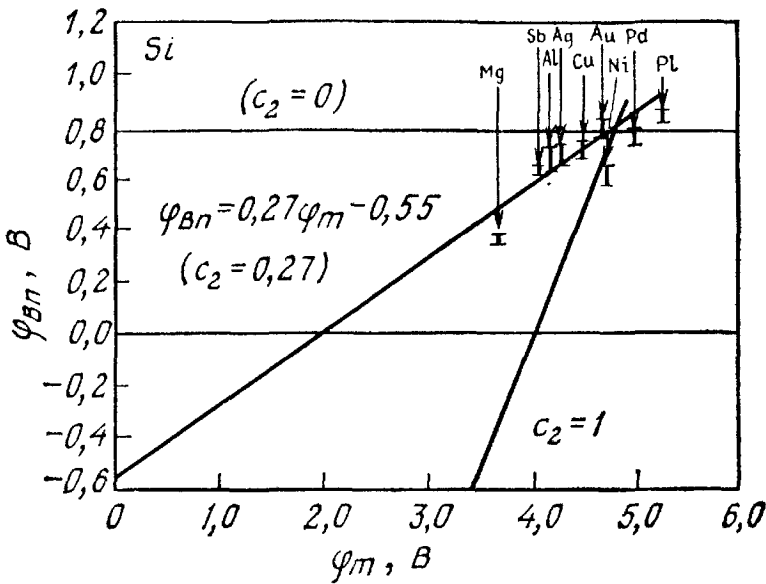


Рис. 16. Экспериментальные значения высоты энергетического барьера в системах металл — кремний *n*-типа [24].

В этом случае уровень Ферми на поверхности фиксируется поверхностными состояниями на энергии, превышающей край валентной зоны на величину  $q\phi_0$ . При этом высота барьера не зависит от работы выхода металла и полностью определяется степенью легирования и поверхностными свойствами полупроводника.

2. Если  $D_s \rightarrow 0$ , то  $c_2 \rightarrow 1$  и

$$q\phi_{Вп} = q(\phi_m - \chi) - q\Delta\phi. \quad (766)$$

Это выражение определяет высоту энергетического барьера идеального диода Шоттки (в отсутствие поверхностных состояний). Оно аналогично выражению (1) (за исключением слагаемого, описывающего понижение барьера за счет эффекта Шоттки).

Экспериментальные результаты, полученные для систем металл—кремний *n*-типа, приведены на рис. 16. Линейная аппроксимация этих данных с помощью метода наименьших квадратов приводит к результату  $\phi_{Вп} = 0,27\phi_m - 0,55$ . Сравнивая это выражение с выражением (73) и используя формулы (74) и (75а), получим  $c_2 = 0,27$ ,  $q\phi_0 = 0,33$  эВ и  $D_s = 4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>·эВ<sup>-1</sup>. Аналогичные результаты получены для GaAs, GaP и CdS. Они показаны на рис. 17 и приведены в табл. 2.

Отметим, что значения  $q\phi_0$  для Si, GaAs и GaP довольно близки к 1/3 запрещенной зоны. Аналогичный результат получается также для других полупроводников [26]. Этот факт указывает на то, что большинство поверхностей ковалентных полупроводников имеет большой пик плотности поверхностных состояний с энергией на 1/3 запрещенной зоны выше края валентной зоны.

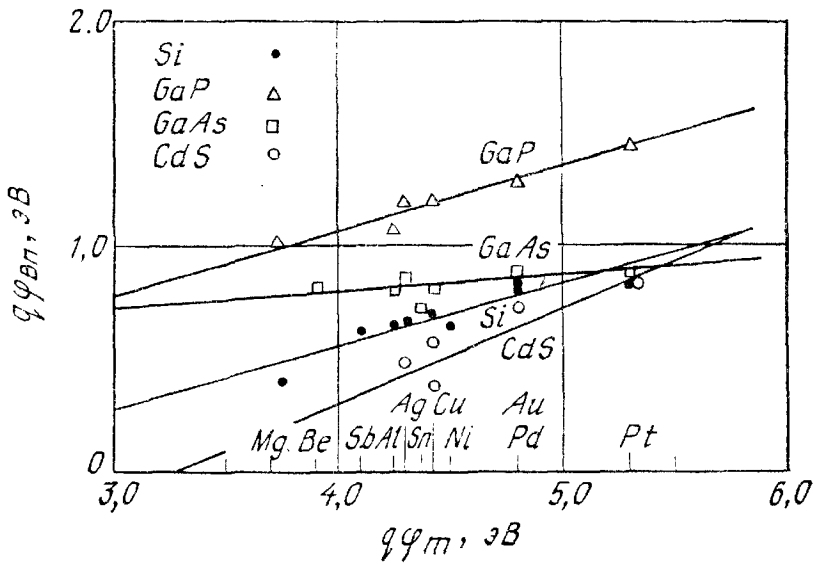


Рис. 17. Экспериментальные значения высоты энергетического барьера в системах металл — полупроводник [24].

По расчетам, выполненным Пейджем [27] для поверхности алмаза с ориентацией  $\langle 111 \rangle$ , действительно получается узкая зона поверхностных состояний чуть ниже середины запрещенной зоны. Подобная ситуация, по-видимому, имеет место и для других полупроводников.

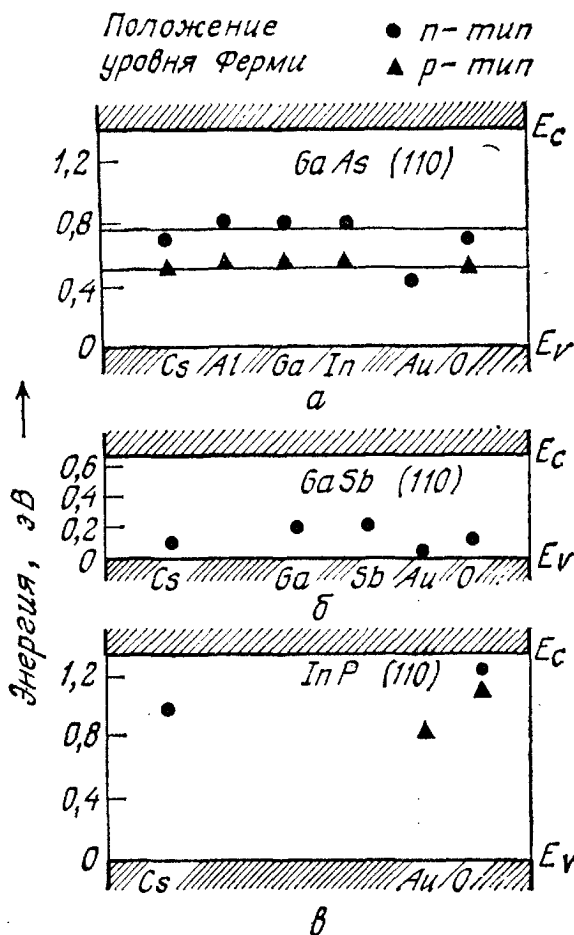
Экспериментальные исследования с использованием фотоэмиссионной спектроскопии показывают, что в полупроводниках типа  $A^{III}B^V$  на формирование барьеров Шоттки определяющее влияние оказывают приповерхностные дефекты кристаллической структуры, образующиеся при нанесении металла [72]. На рис. 18 [73] показано положение уровня Ферми на поверхности для контактов некоторых металлов с полупроводниками GaAs, GaSb и InP. Видно, что положение уровня Ферми на поверхности этих полупроводников не зависит от типа металла. (Интересно также отметить, что на окисленных поверхностях уровень Ферми на границе с оксидами локализован примерно при тех же энергиях, что и на границе с металлами.) Такая фиксация уровня

Таблица 2. Значения величин, используемых при вычислении высоты барьера в Si, GaP, GaAs и CdS

Полупроводник	$c_2$	$c_3$ , В	$\chi$ , В	$D_s \cdot 10^{-19}$ , эВ $^{-1}/\text{см}^2$	$q\phi_0$ , эВ	$q\phi_0/E_g$
Si	$0,27 \pm 0,05$	$-0,55 \pm 0,22$	4,05	$2,7 \pm 0,7$	$0,30 \pm 0,36$	0,27
GaP	$0,27 \pm 0,03$	$-0,01 \pm 0,13$	4,0	$2,7 \pm 0,4$	$0,66 \pm 0,2$	0,294
GaAs	$0,07 \pm 0,05$	$+0,49 \pm 0,24$	4,07	$12,5 \pm 10,0$	$0,53 \pm 0,33$	0,38
CdS	$0,38 \pm 0,16$	$-1,20 \pm 0,77$	4,8	$1,6 \pm 1,1$	$1,5 \pm 1,5$	0,6



Рис. 18. Положение уровня Ферми на поверхности раздела полупроводников GaAs, GaSb и InP с некоторыми металлами и окислами. Отметим, что это положение слабо зависит от химической природы металлов и окисла [73].



Ферми на поверхности объясняет тот факт, что для большинства полупроводников типа  $A^{III}B^V$  высота барьера слабо зависит от работы выхода металла.

В ионных полупроводниках, таких, как CdS и ZnS, высота барьера обычно сильно зависит от природы нанесенного металла, причем обнаружена связь между характеристиками поверхности раздела и электроотрицательностью. Электроотрицательность  $X_M$  определяется как энергия, необходимая для удаления электрона из атома в молекуле. На рис. 19 приведена шкала электроотрицательности, составленная Полингом [28]. Отметим, что эта шкала имеет ту же периодичность, что и работа выхода (рис. 4).

На рис. 20, *a* [29] показан график зависимости высоты барьера от электроотрицательности металлов, нанесенных на Si, GaSe и  $SiO_2$ . Тангенс угла наклона графика назовем степенью влияния химической природы металла на свойства поверхности полупроводника  $S$ :

$$S \equiv \frac{d\phi_{Bn}}{dX_M}. \quad (77)$$

На рис. 20, *б* показана зависимость величины  $S$  от разности электроотрицательностей компонент полупроводника. Отметим



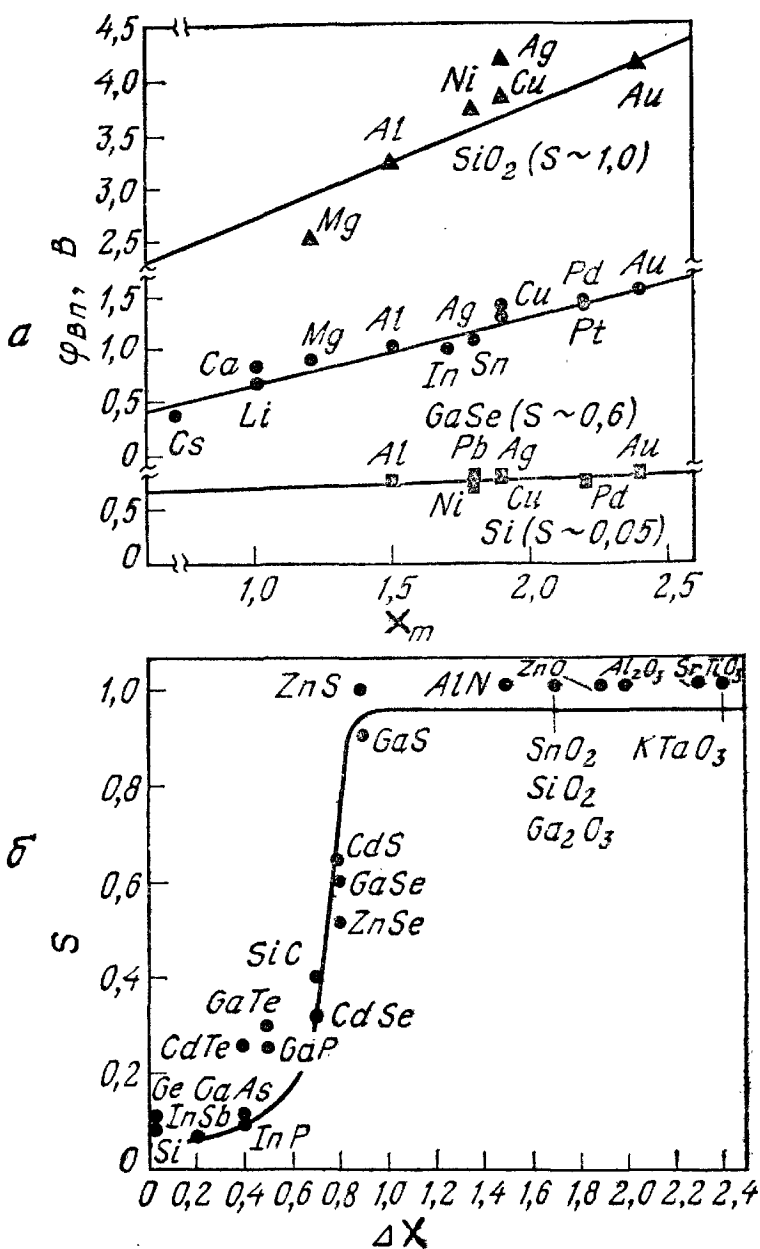


Рис. 20. Зависимость высоты барьера (а) от электроотрицательности металла, нанесенного на Si, GaSe и  $SiO_2$ , и зависимость величины S от разности электроотрицательностей компонент полупроводников (б) [29].

где  $\Delta H$  — теплота образования (в электронвольтах). Значение 0,81 эВ, полученное при нулевой теплоте образования, соответствует высоте барьера на свободной поверхности. Наклон прямой, аппроксимирующей эти данные, следует из того, что высота барьера между двумя образцами кремния  $n$ -типа равна нулю. Последнее означает, что прямая линия на рис. 21 должна пересечь ось абсцисс в точке, соответствующей энергии связи кремния (4,67 эВ). Эта величина довольно близка к значению  $\Delta H$ , получаемому из формулы (78) при  $\varphi_{ВП} = 0$ .

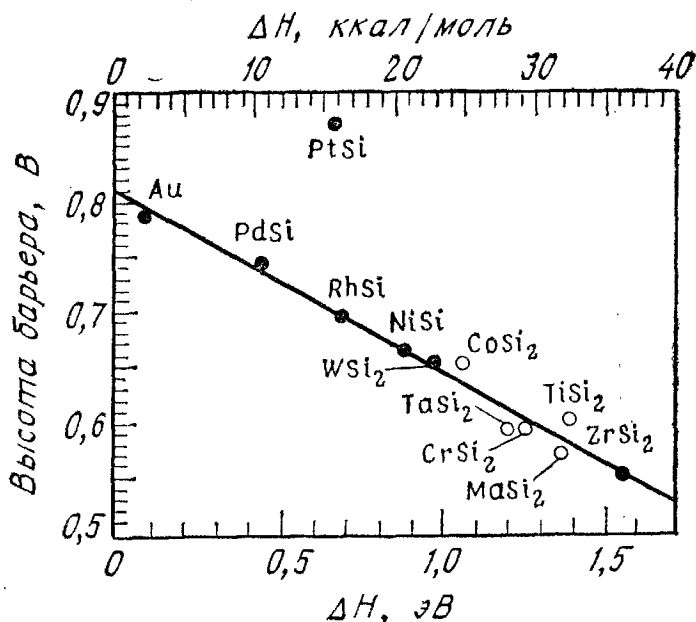


Рис. 21. Зависимость высоты барьера в структурах силицид металла — кремний от теплоты образования силицидов [71].

● — экспериментальные значения; ○ — предполагаемые значения.

### 5.5.2. Измерения высоты барьера

Высоту потенциального барьера на контакте металл — полупроводник измеряют в основном четырьмя методами, описанными ниже [30].

**Метод вольт-амперной характеристики.** Для умеренно легированных полупроводников вольт-амперная характеристика в области прямых смещений с  $V \gg 3kT/q$  в соответствии с выражением (49) имеет вид

$$J = A^{**}T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{B0}}{kT}\right) \exp\left[\frac{q(\Delta\Phi + V)}{kT}\right], \quad (79)$$

где  $\Phi_{B0}$  — асимптотическое значение высоты барьера при нулевом поле (рис. 15),  $A^{**}$  — эффективная постоянная Ричардсона,  $\Delta\Phi$  — понижение барьера за счет эффекта Шоттки. Поскольку  $A^{**}$  и  $\Delta\Phi$  являются функциями приложенного напряжения, вольт-амперную характеристику при прямом смещении (и при  $V \gg 3kT/q$ ) можно представить в виде  $J \sim \exp(qV/nkT)$ , где фактор неидеальности

$$n \equiv \frac{q}{kT} \frac{\partial V}{\partial (\ln J)} = \left[1 + \frac{\partial \Delta\Phi}{\partial V} + \frac{kT}{q} \frac{\partial (\ln A^{**})}{\partial V}\right]^{-1}. \quad (80)$$

Типичные примеры вольт-амперных характеристик показаны на рис. 22. Фактор неидеальности характеристики диода W—Si равен  $n = 1,02$ , а для диода W—GaAs  $n = 1,04$  [31]. В резуль-

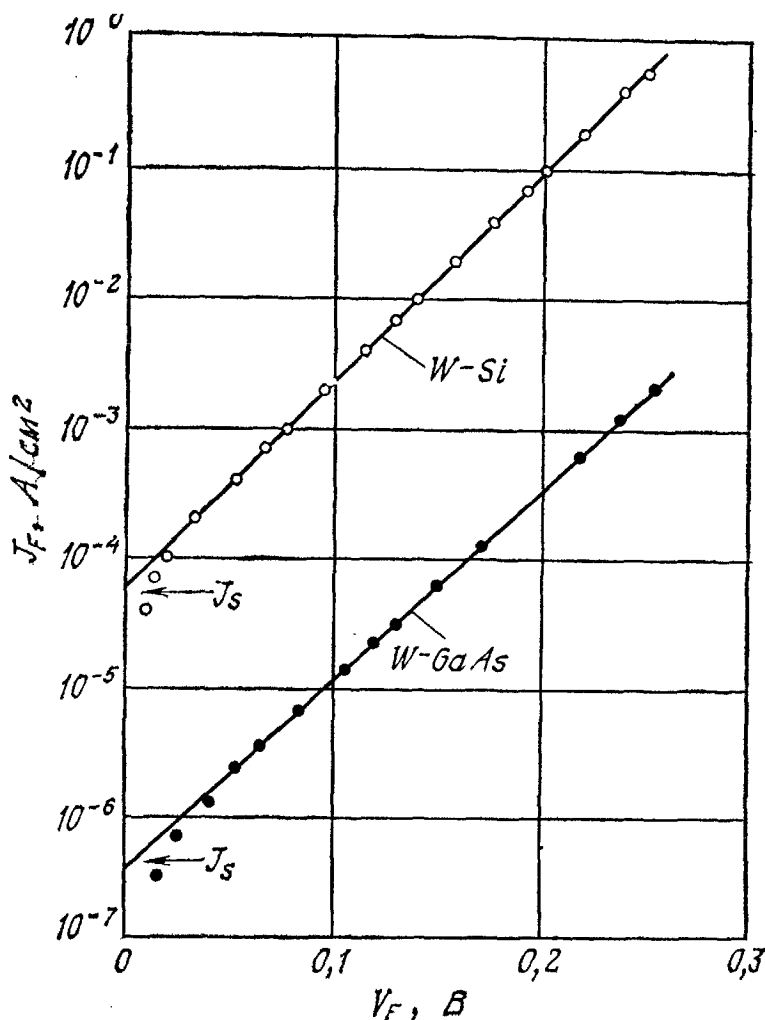


Рис. 22. Зависимости плотности тока в диодах W — Si и W — GaAs от приложенного в прямом направлении напряжения [31].

тате линейной экстраполяции этих характеристик к  $V = 0$  найдем ток насыщения  $J_S$ . Высоту барьера получим из формулы

$$\varphi_{Bn} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{A^{**}T^2}{J_S} \right). \quad (81)$$

Значение  $\varphi_{Bn}$  не очень чувствительно к выбору  $A^{**}$ ; так, например, при комнатной температуре увеличение  $A^{**}$  на 100 % приводит к увеличению  $\varphi_{Bn}$  только на 0,018 В. Теоретическое соотношение между  $J_S$  и  $\varphi_{Bn}$  (или  $\varphi_{Bp}$ ) при комнатной температуре и  $A^{**} = 120 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$  представлено на рис. 23. Соответствующее соотношение при других значениях  $A^{**}$  можно получить параллельным смещением этих линий. При обратных смещениях изменение тока обусловлено главным

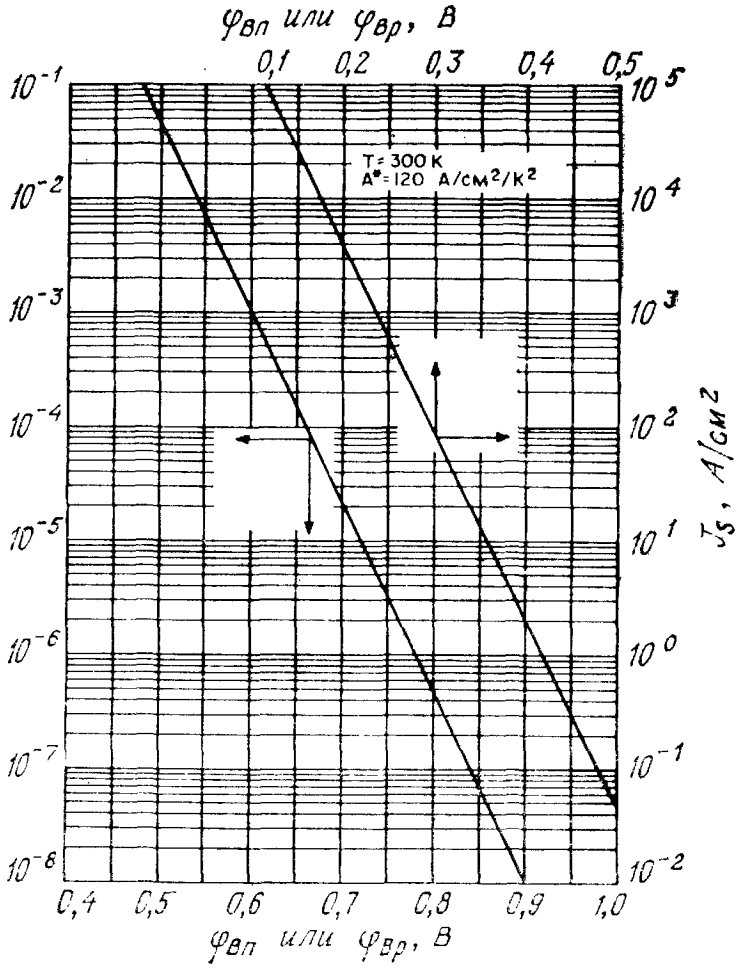


Рис. 23. Теоретическая зависимость плотности тока насыщения от высоты барьера при  $T = 300 \text{ K}$  и  $A^{**} = 120 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$

образом понижением высоты барьера за счет эффекта Шоттки:

$$J_R \approx J_S \quad (\text{при } V_R > 3kT/q) = A^{**}T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_{B0}}{kT}\right) \times \exp\left(+\frac{q\sqrt{q\mathcal{E}/4\pi\epsilon_s}}{kT}\right), \quad (82)$$

где

$$\mathcal{E} = \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_s} \left( V + V_{bi} - \frac{kT}{q} \right)}.$$

Когда высота барьера  $q\varphi_{Bn}$  значительно меньше ширины запрещенной зоны, ток, обусловленный генерационно-рекомбинационными процессами, мал по сравнению с током эмиссии через барьер. В этом случае обратный ток будет возрастать с ростом напряжения в соответствии с выражением (82).

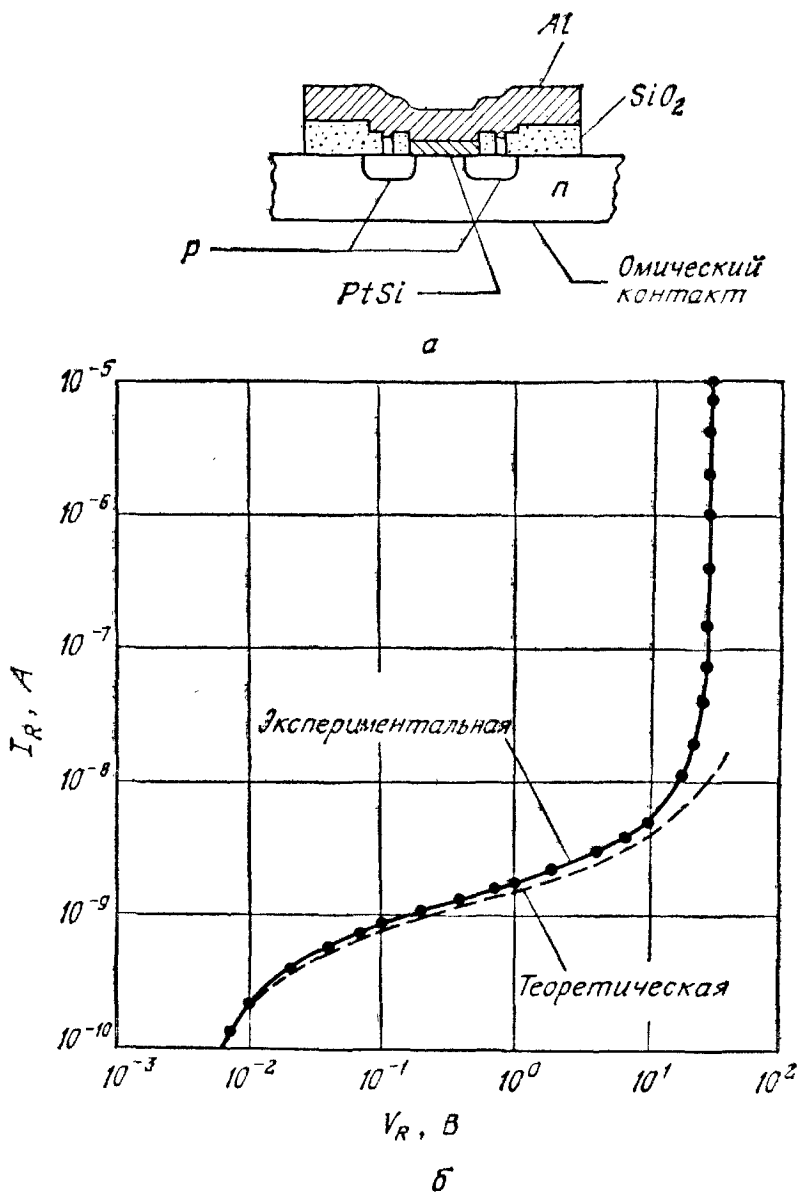


Рис. 24. Диод PtSi — Si с диффузионным охранным кольцом (а) и его вольт-амперные характеристики (экспериментальная и рассчитанная по формуле (82)) [32].

В большинстве применяемых на практике диодах Шоттки основной вклад в обратный ток вносят краевые токи утечки. Они обусловлены концентрацией электрического поля на краю металлического электрода и аналогичны токам в  $p$ — $n$ -переходах с малым радиусом кривизны ( $r_j \rightarrow 0$ ) (гл. 2). Для уменьшения краевых токов используют диффузионные охранные кольца [32] (рис. 24, а). Охранный кольцо представляет собой диффузионную область  $p$ -типа, профиль легирования которой подбирается так, чтобы напряжение пробоя перехода было больше напряжения пробоя контакта металл—полупроводник. При устранении краевых эффектов прямые и обратные вольт-амперные характеристики

диодов Шоттки получают близкими к идеальным. На рис. 24, б приведены экспериментальная и теоретическая характеристики диода PtSi—Si с охранным кольцом. Соответствие между ними очень хорошее. Резкое увеличение тока при напряжении  $\sim 30$  В обусловлено лавинным пробоем, как этого и следовало ожидать при концентрации доноров  $\sim 2,5 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ .

Эффективность использования охрannого кольца с целью предупреждения преждевременного пробоя и утечки через поверхность может быть установлена из зависимости тока утечки от диаметра контакта при постоянном напряжении. Для этого на полупроводнике нужно изготовить несколько диодов Шоттки разных размеров. На рис. 25 приведена зависимость тока утечки при обратном смещении от диаметра диода [33]. Прямая, проведенная через экспериментальные точки, имеет тангенс угла наклона, равный 2. Последнее означает, что ток утечки пропорционален площади прибора. Если бы основной вклад в ток давали краевые токи утечки, то наклон этой прямой был бы равен 1.

В некоторых диодах Шоттки возникает дополнительная зависимость обратного тока от напряжения, являющаяся следствием того, что в случае отсутствия на поверхности раздела металл—

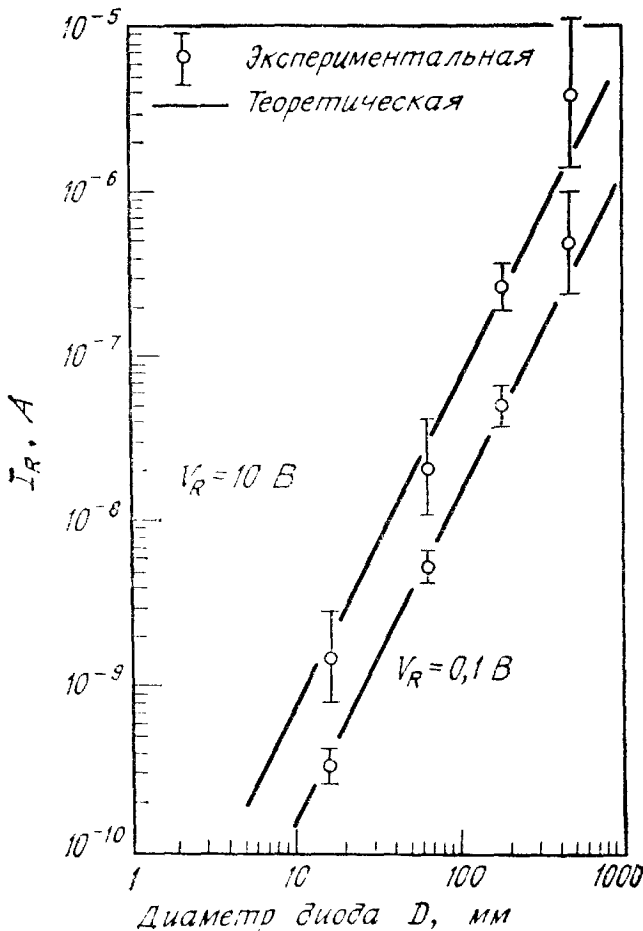


Рис. 25. Зависимость обратного тока утечки от диаметра NiSi — Si-диода на кремнии  $n$ -типа с  $N_D = 6 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  [33].



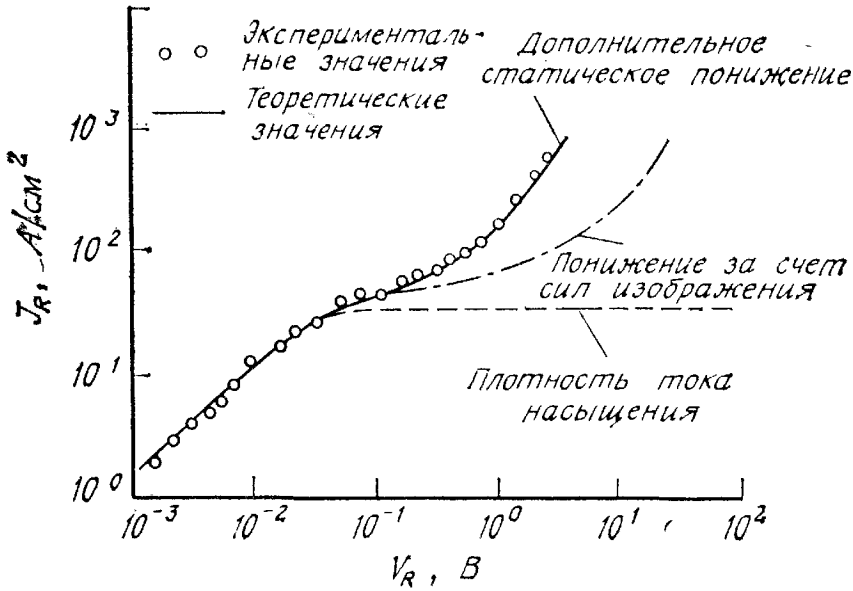


Рис. 26. Теоретические и экспериментальные вольт-амперные характеристики RhSi — Si-диода при обратном смещении [19].

полупроводник промежуточного слоя волновая функция электрона в металле проникает в запрещенную зону полупроводника. Этот квантовомеханический эффект приводит к образованию на поверхности раздела статического дипольного слоя. Вызванное им изменение высоты барьера зависит от приложенного напряжения (т. е. от  $d\varphi_{BO}/d\mathcal{E}_m \neq 0$ ) и в первом приближении может быть представлено в виде

$$(\Delta\varphi)_{\text{статич}} \simeq \alpha \mathcal{E}_m, \quad (83)$$

где  $\alpha \equiv d\varphi_{BO}/d\mathcal{E}_m$ . Из рис. 26 видно, что при  $\alpha = 17 \text{ \AA}$  достигается хорошее соответствие между теоретическими и экспериментальными значениями обратного тока.

**Метод энергии активации.** Принципиальное преимущество этого метода измерения высоты барьера Шоттки заключается в том, что не требуется о площади дополнительных предположений электрически активной области. Метод энергии активации часто используется при исследовании таких поверхностей раздела, где неизвестно точное значение площади контакта. В случае если поверхность плохо очищена или на ней не полностью произошла реакция, электрически активная площадь может составлять только часть геометрической площади. Кроме того, если металлургическая граница получена на неровной поверхности полупроводника, то электрически активная площадь может оказаться больше внешней геометрической.

Умножая уравнение (49) на  $A_e$  (площадь электрически активной области), получим

$$\ln(I_F/T^2) = \ln(A_e A^{**}) - q(\varphi_{Bn} - V_F)/kT, \quad (84)$$

где  $q$  ( $\varphi_{Вн} - V_F$ ) — энергия активации. В ограниченном интервале температур (например,  $273 \text{ К} < T < 373 \text{ К}$ ) можно считать, что величины  $A^{**}$  и  $\varphi_{Вн}$  не зависят от температуры. Если при этом напряжение смещения в прямом направлении поддерживается постоянным, то из тангенса угла наклона зависимости  $\ln(I_F/T^2)$  от  $1/T$  найдем высоту барьера  $\varphi_{Вн}$ , а из линейной экстраполяции до  $1/T = 0$  получим произведение электрически активной площади  $A_e$  на эффективную постоянную Ричардсона  $A^{**}$ .

Метод энергии активации занимает важное место при исследовании металлургических реакций на поверхности полупроводника. На рис. 27 приведены зависимости тока через контакты Al—Si  $n$ -типа от температуры, полученные после отжига при разных температурах. Изменение наклона этих прямых указывает на то, что эффективная высота барьера Шоттки почти линейно увеличивается от 0,71 до 0,81 В при изменении температуры отжига от 450 до 650 °С. Измерения высоты барьера методами вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик приводят к аналогичному результату.

Очевидно, что когда достигается эвтектическая температура системы Al—Si ( $\sim 580 \text{ °С}$ ), структура контакта должна существенно измениться. После отжига при температуре выше эвтек-

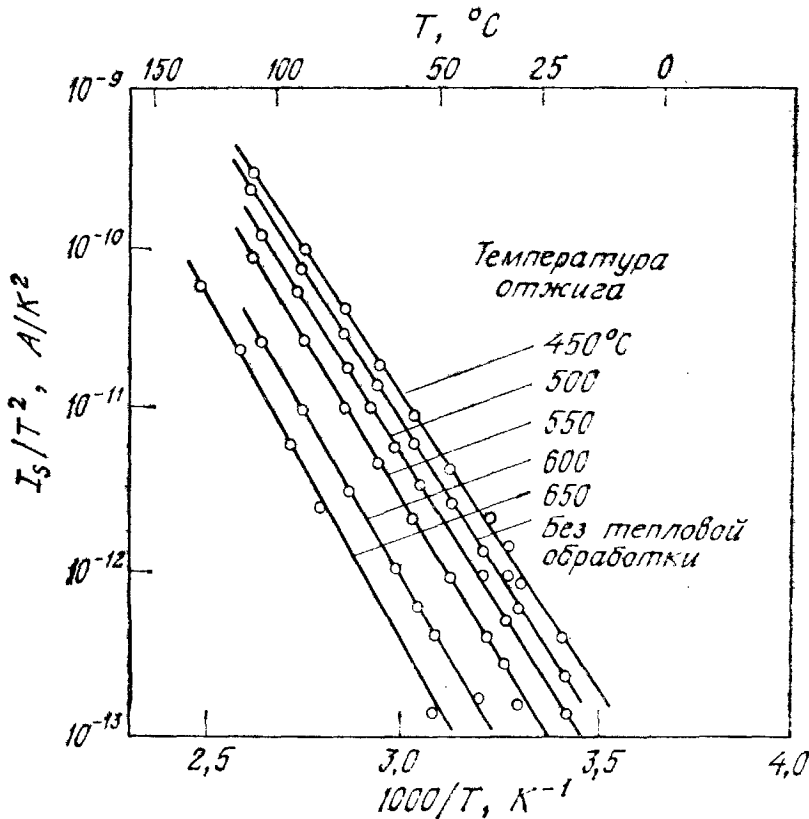


Рис. 27. Зависимость тока от температуры в координатах, используемых для определения высоты барьера [47].

тической точка пересечения прямых на рис. 27 с осью ординат смещается, что соответствует двукратному увеличению электрически активной области диода Al—Si.

**Метод вольт-фарадной характеристики.** Если к постоянному напряжению смещения добавить слабое переменное, то на поверхности металла и в полупроводнике будут индуцироваться дополнительные переменные заряды противоположных знаков. Соотношение между  $C$  и  $V$  представляется формулой (9). На рис. 28 приведены типичные зависимости  $1/C^2$  от приложенного напряжения. Найдя точку пересечения экстраполирующей прямой с осью напряжений, можно определить высоту барьера [31, 34]:

$$\Phi_{Bn} = V_i + V_n + \frac{kT}{q} - \Delta\phi, \quad (85)$$

где  $V_i$  — точка пересечения с осью напряжений, а  $qV_n$  — разность энергий между уровнем Ферми и дном зоны проводимости в полупроводнике, которую можно вычислить, если известна концентрация легирующей примеси. Последнюю в свою очередь можно найти из тангенса угла наклона рассматриваемой зависимости (формула (10в)). (Этот метод можно использовать также для определения профиля легирования эпитаксиальных слоев.)

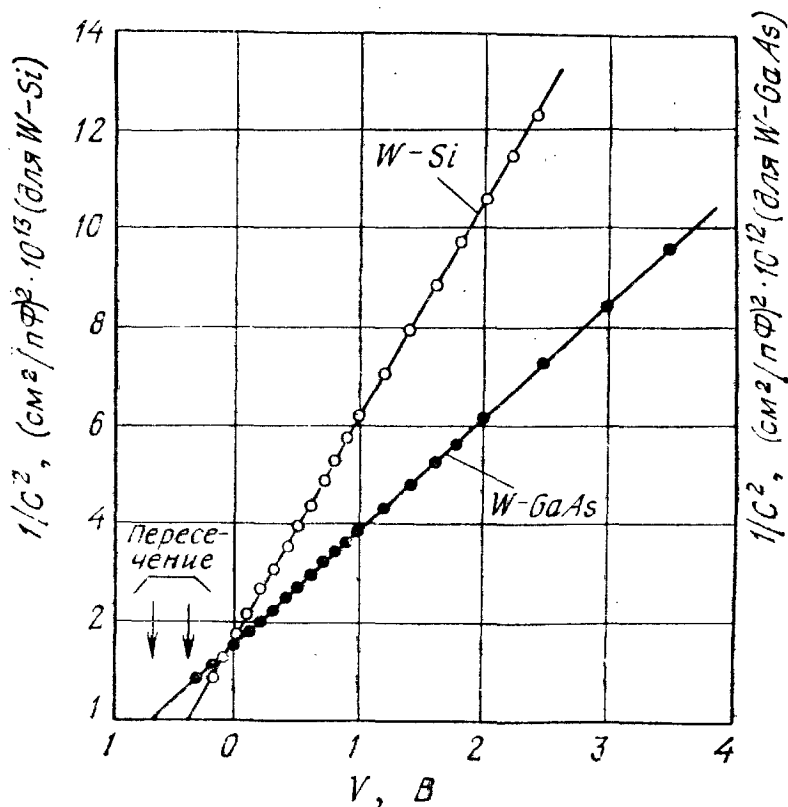


Рис. 28. Зависимость  $1/C^2$  от приложенного напряжения для диодов W — Si и W — GaAs [31].

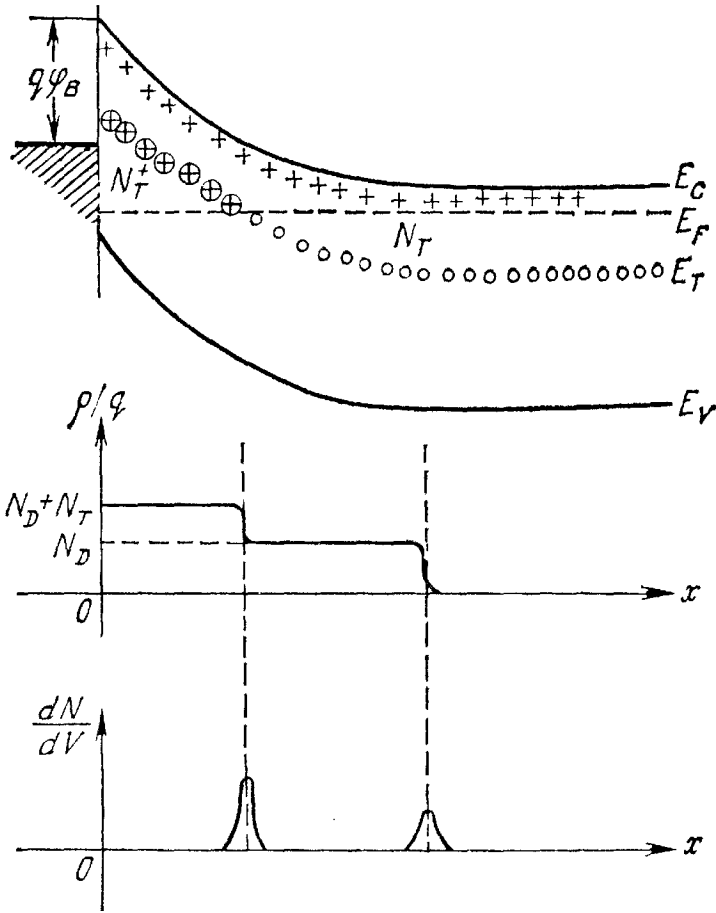


Рис. 29. Полупроводник с одним мелким и одним глубоким донорными уровнями.  $N_D$  и  $N_T$  — концентрации соответственно мелких и глубоких доноров [35].

Метод вольт-фарадной характеристики может быть использован для изучения глубоких примесных уровней. На рис. 29 показан полупроводник с одним мелким и одним глубоким донорными уровнями [35]. При соответствующем изгибе зон все глубокие примеси с энергией выше уровня Ферми ионизированы, что приводит к более высокой плотности пространственного заряда вблизи поверхности. Если на постоянное напряжение смещения наложено слабое переменное и если заполнение глубоких примесных центров успевает следовать за этим сигналом, то примесные центры дадут дополнительный вклад  $dN/dV$  в емкость. На рис. 30 приведена зависимость  $1/C^2$  от  $V$  при разных частотах. Низкочастотные зависимости можно использовать для изучения свойств глубоких примесей. Для определения высоты барьера в полупроводнике с одним мелким и одним глубоким примесными уровнями (рис. 29) надо получить вольт-фарадную характеристику при двух различных температурах [39].

**Фотоэлектрический метод.** Этот метод является прямым и самым точным методом определения высоты барьера [36]. Прин-

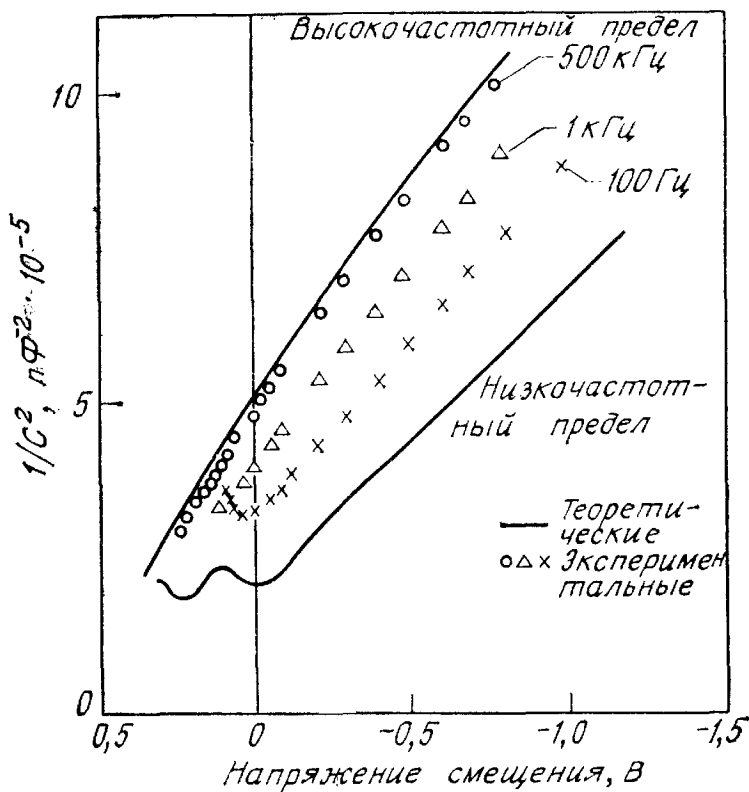


Рис. 30. Зависимость  $1/C^2$  от напряжения при разных частотах [35].

ципиальная схема эксперимента показана на рис. 31. Когда образец освещается со стороны металла монохроматическим светом с энергией  $h\nu > q\phi_{Вн}$ , в металле возбуждаются электроны с энергией, достаточной для преодоления барьера — процесс (1). Если при этом  $h\nu > E_g$ , а пленка металла достаточно тонкая, то свет, частично проходящий через нее, генерирует электронно-дырочные пары и в полупроводнике — процесс (2). При освещении образца со стороны подложки также возможно возбуждение электронов в металле с энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера, т. е. с  $h\nu > q\phi_{Вн}$  — процесс (1). Однако, когда  $h\nu > E_g$ , свет будет сильно поглощаться вблизи тыловой поверхности полупроводника и вероятность того, что генерированные здесь электронно-дырочные пары достигнут границы раздела металл — полупроводник, очень мала.

В теории Фаулера [37] зависимость квантового выхода  $R$  от энергии фотона  $h\nu$  выражается формулой

$$R \sim \frac{T^2}{\sqrt{E_s - h\nu}} \left[ \frac{x^2}{2} + \frac{\pi^2}{6} - \left( e^{-x} - \frac{e^{-2x}}{4} + \frac{e^{-3x}}{9} - \dots \right) \right]$$

при  $x \geq 0$ , (86)

где  $h\nu_0 \equiv q\phi_{Вн}$  — высота барьера,  $E_s$  — сумма  $h\nu_0$  и энергии Ферми, отсчитанной от дна зоны проводимости металла,  $x \equiv h(\nu -$

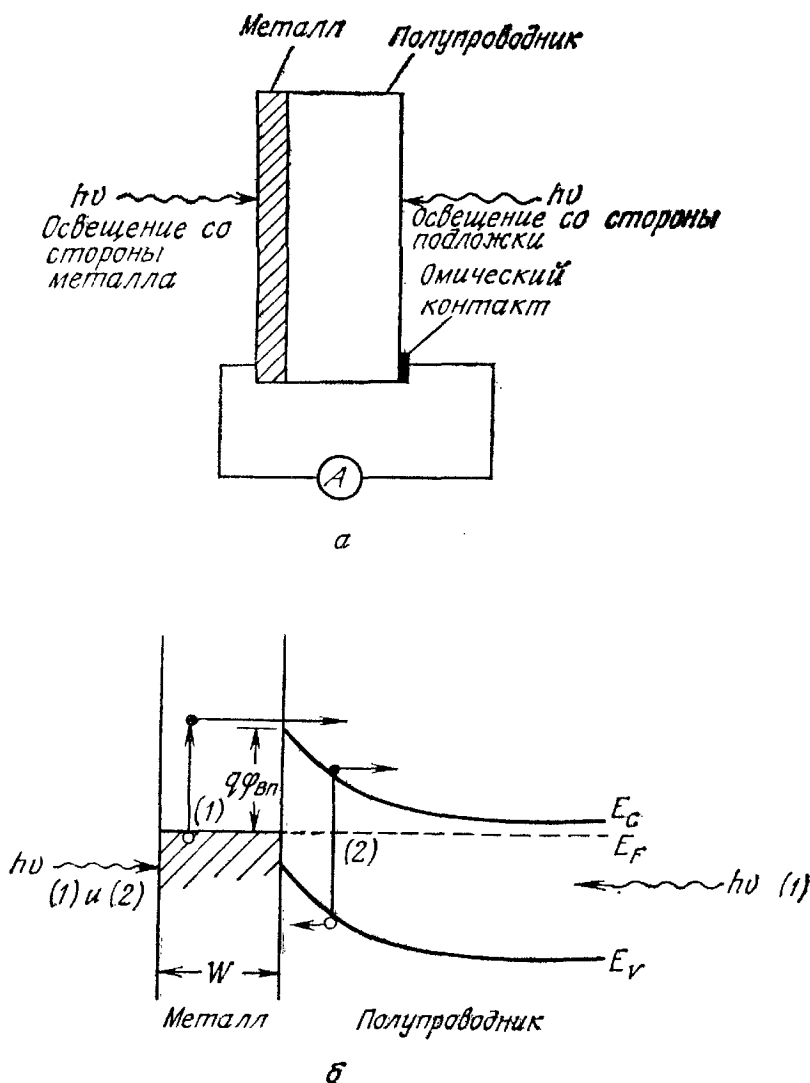


Рис. 31. Принципиальная схема установки для фотоэлектрических измерений (а) и энергетическая диаграмма процессов фотовозбуждения (б).

$\nu_0)/kT$ . При условии, что  $E_s \gg h\nu$  и  $x > 3$ , вместо выражения (86) можно использовать упрощенные выражения

$$R \sim (h\nu - h\nu_0)^2 \text{ при } h(\nu - \nu_0) > 3kT, \quad (86a)$$

или

$$\sqrt{R} \sim h(\nu - \nu_0). \quad (86б)$$

Построив зависимость корня квадратного из фотоотклика от энергии фотона, получим прямую линию. Экстраполируя эту прямую на ось энергий, сразу получим высоту энергетического барьера. На рис. 32 показана зависимость фотоотклика диодов W—Si и W—GaAs от энергии фотона. Видно, что высота барьера для этих приборов равна соответственно 0,65 и 0,80 эВ.

Фотоэлектрические измерения можно использовать также для определения других параметров прибора и свойств входящих в него материалов. Эти измерения были использованы, в частности, для определения высокочастотной диэлектрической проницаемости кремния [10]. Находя граничную частоту фотоотклика при различных запирающих напряжениях, можно определить соответствующее понижение барьера  $\Delta\phi$ . Построив, как показано на рис. 5, зависимость  $\Delta\phi$  от  $\sqrt{\mathcal{E}}$ , найдем эффективную диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_s/\epsilon_0$ . Кроме того, фотоэлектрические измерения были использованы для определения зависимости высоты барьера от температуры [38]. С этой целью измерялась граничная частота фотоотклика при разных температурах диода Au—Si. Оказалось, что сдвиг граничной частоты достаточно хорошо «отслеживает» температурную зависимость ширины запрещенной зоны. Это означает, что уровень Ферми на поверхности раздела Au—Si занимает фиксированное положение относительно края валентной зоны. Последнее вполне соответствует выводам разд. 5.5.1.

**Результаты измерения высоты барьера.** Для измерения высоты потенциального барьера в системе металл—полупроводник использовались все описанные выше методы. В случае совершенного контакта к чистой поверхности полупроводника эти методы приводят к одному и тому же значению с точностью  $\pm 0,02$  эВ. Причиной существенных расхождений между результатами, полученными различными методами, могут быть загрязнения поверхности,

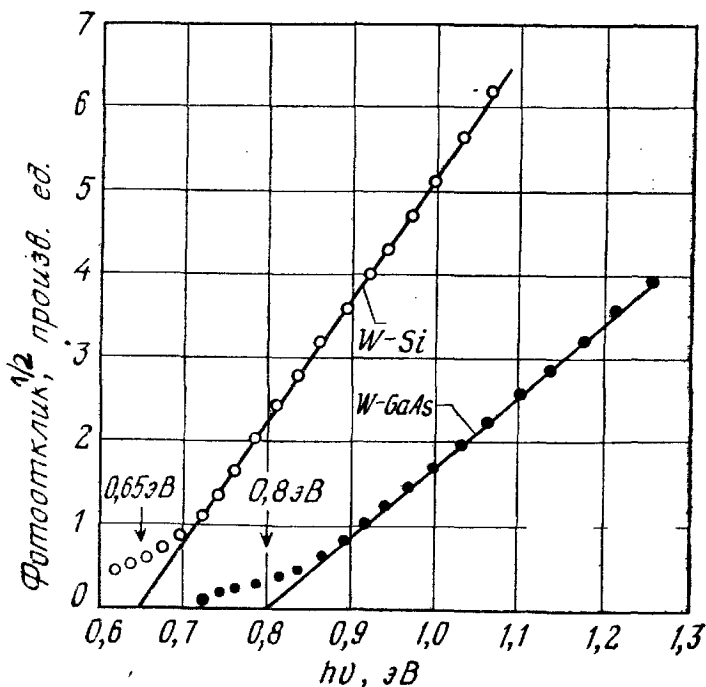


Рис. 32. Зависимость корня квадратного из фотоотклика, пересчитанного на один фотон, от энергии фотона для диодов W — Si и W — GaAs [31].

Таблица 3. Экспериментальные значения высоты барьера Шоттки при 300 К (в вольтах)

Полупроводник	Тип	$E_{г'}$ эВ	Ag	Al	Au	Cr	Cu	Hf	In	Mg	Mo	Ni	Pb	Pd	Pt	Ta	Ti	W
Алмаз	p	5,47			1,71		0,52		0,64			0,49	0,38					0,48
Ge	n	0,66	0,54	0,48	0,59				0,55	0,40		0,61	0,38	0,81	0,90		0,50	0,67
Ge	p		0,50		0,30	0,61	0,58	0,58			0,68	0,61					0,61	
Si	n	1,12	0,78	0,72	0,80	0,50	0,46	0,58			0,42	0,51	0,55		1,00			0,45
Si	p		0,54	0,58	0,34													
SiC	n	3,00		2,00	1,95													
AlAs	n	2,16			1,20													
AlSb	p	1,63			0,55													
BN	p	7,50			3,10													
BP	p	6,00			0,87													
GaSb	n	0,67			0,60											0,85		0,80
GaAs	n	1,42	0,88	0,80	0,90		0,82	0,72				1,27			0,84			
GaAs	p		0,63		0,42			0,68							1,45		1,12	
GaP	n	2,24	1,20	1,07	1,30	1,06	1,20	1,84		1,04	1,13							
GaP	p				0,72													
InSb	n	0,16	0,18 <sup>1</sup>		0,17 <sup>1</sup>													
InAs	p	0,33			0,47 <sup>1</sup>													
InP	n	1,29	0,54		0,52													
InP	p				0,76							0,45	0,59	0,62	1,10		0,84	
CdS	n	2,43	0,56	Оми- че- ский	0,78		0,50											
CdSe	n	1,70	0,43		0,49		0,33								0,37			
CdTe	n		0,81	0,76	0,71										0,76			
ZnO	n	3,20		0,68	0,65		0,45							0,68	0,75			
ZnS	n	3,60	1,65	0,80	2,00		1,75		0,30					1,87	1,84	0,30		
ZnSe	n		1,21	0,76	1,36		1,10		1,50	0,82				1,40	1,40			
PbO	n	0,95	0,95						0,91			0,96	1,16					
								0,93					0,95					



промежуточный изолирующий слой, краевые токи утечки или глубокие примесные уровни.

В табл. 3 приведены результаты измерений [39—41] высоты барьера Шоттки на ряде полупроводников. Они получены на барьерах, изготовленных напылением сверхчистых металлов в системах с высоким вакуумом на сколотую или химически очищенную поверхность полупроводника. Как и следовало ожидать, наиболее изученными являются контакты к кремнию и GaAs. Из металлов чаще всего используют золото, алюминий и платину. Результаты измерений высоты барьеров в системах силицид металла—кремний *n*-типа приведены в табл. 4 [42—43а].

Высота энергетического барьера обычно очень чувствительна к термической обработке образца до и после напыления [44]. На рис. 33 показана зависимость высоты барьера в диодах на основе Si и GaAs *n*-типа, измеренной при комнатной температуре, от температуры отжига. Высота барьера в диоде Pt—Si составляет 0,9 В. После отжига при 300 °С и выше на поверхности раздела образуется силицид PtSi [45], что приводит к уменьшению  $\Phi_{Вп}$  до 0,85 В. В диодах Pt—GaAs на поверхности раздела после отжига образуется PtAs<sub>2</sub> и высота барьера увеличивается с 0,84 до 0,87 В [46]. При отжиге диода Al—Si выше 450 °С высота

Таблица 4. Характеристики барьеров силицид металла—кремний *n*-типа

Силицид металла	$\Phi_{В}$ , В	Структура	Температура образования, °С	Температура плавления, °С
CoSi	0,68	Кубическая	400	1460
CoSi <sub>2</sub>	0,64	»	450	1326
CrSi <sub>2</sub>	0,57	Гексагональная	450	1475
HfSi	0,53	Орторомбическая	550	2200
IrSi	0,93	—	300	—
MnSi	0,76	Кубическая	400	1275
Mn <sub>11</sub> Si <sub>19</sub>	0,72	Тетрагональная	800 <sup>1</sup>	1145
MoSi <sub>2</sub>	0,55	»	1000 <sup>1</sup>	1980
Ni <sub>2</sub> Si	0,7—0,75	Орторомбическая	200	1318
NiSi	0,66—0,75	»	400	992
NiSi <sub>2</sub>	0,7	Кубическая	800 <sup>1</sup>	993
Pd <sub>2</sub> Si	0,72—0,75	Гексагональная	200	1330
PtSi	0,84	Орторомбическая	300	1229
RhSi	0,69	Кубическая	300	—
TaSi <sub>2</sub>	0,59	Гексагональная	750 <sup>1</sup>	2200
TiSi <sub>2</sub>	0,60	Орторомбическая	650	1540
WSi <sub>2</sub>	0,65	Тетрагональная	650	2150
ZrSi <sub>2</sub>	0,55	Орторомбическая	600	1520

<sup>1</sup> На чистой поверхности может быть  $\leq 700^\circ \text{C}$ .

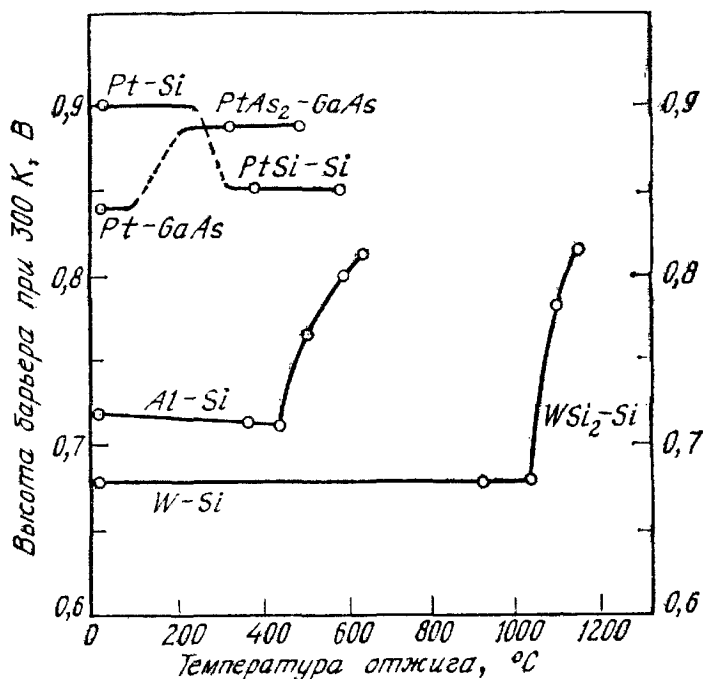


Рис. 33. Высота барьера в диодах Шоттки на основе Si и GaAs *n*-типа при 300 К после отжига при различных температурах.

барьера начинает увеличиваться [47], что происходит, вероятнее всего, вследствие диффузии Si в Al (рис. 27). В диодах W—Si высота барьера остается постоянной вплоть до температур отжига, превышающих 1000 °C, после чего образуется WSi<sub>2</sub> [48].

### 5.5.3. Регулирование высоты барьера

Высота обычного барьера Шоттки в основном определяется свойствами металла и поверхности раздела металл—полупроводник и почти не зависит от степени легирования. Поэтому на заданном полупроводнике (обычно Si *n*- и *p*-типа) можно получить лишь конечный набор высот барьеров Шоттки (табл. 3 и 4).

Варьировать высоту потенциального барьера при контакте заданных материалов можно путем создания на поверхности полупроводника тонкого ( $\sim 100 \text{ \AA}$  и меньше) слоя с другой концентрацией легирующей примеси (такие слои можно создавать, например, ионной имплантацией) [49—51]. Этот способ используется, в частности, в том случае, когда выбор металла обусловлен его металлургическими свойствами.

На рис. 34, в показаны идеализированные зонные диаграммы контактов к полупроводнику *n*-типа с тонким *n*<sup>+</sup>- или *p*<sup>+</sup>-слоем, служащим соответственно для уменьшения и увеличения высоты барьера. Рассмотрим сначала случай уменьшения барьера. Рас-

пределение поля (рис. 34, б) при этом определяется выражением

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= -\mathcal{E}_m + qn_1x/\epsilon_s, \quad \text{при } 0 < x < a, \\ \mathcal{E} &= -\frac{qn_2}{\epsilon_s}(W-x) \quad \text{при } a < x < W, \end{aligned} \quad (87)$$

где  $\mathcal{E}_m$  — максимальная величина электрического поля, которая достигается на границе раздела металл—полупроводник и равна

$$\mathcal{E}_m = \frac{q}{\epsilon_s} [n_1a + n_2(W-a)]. \quad (88)$$

Вызванное этим полем понижение высоты потенциального барьера из-за силы изображения есть

$$\Delta\varphi = \sqrt{q\mathcal{E}_m/4\pi\epsilon_s}. \quad (89)$$

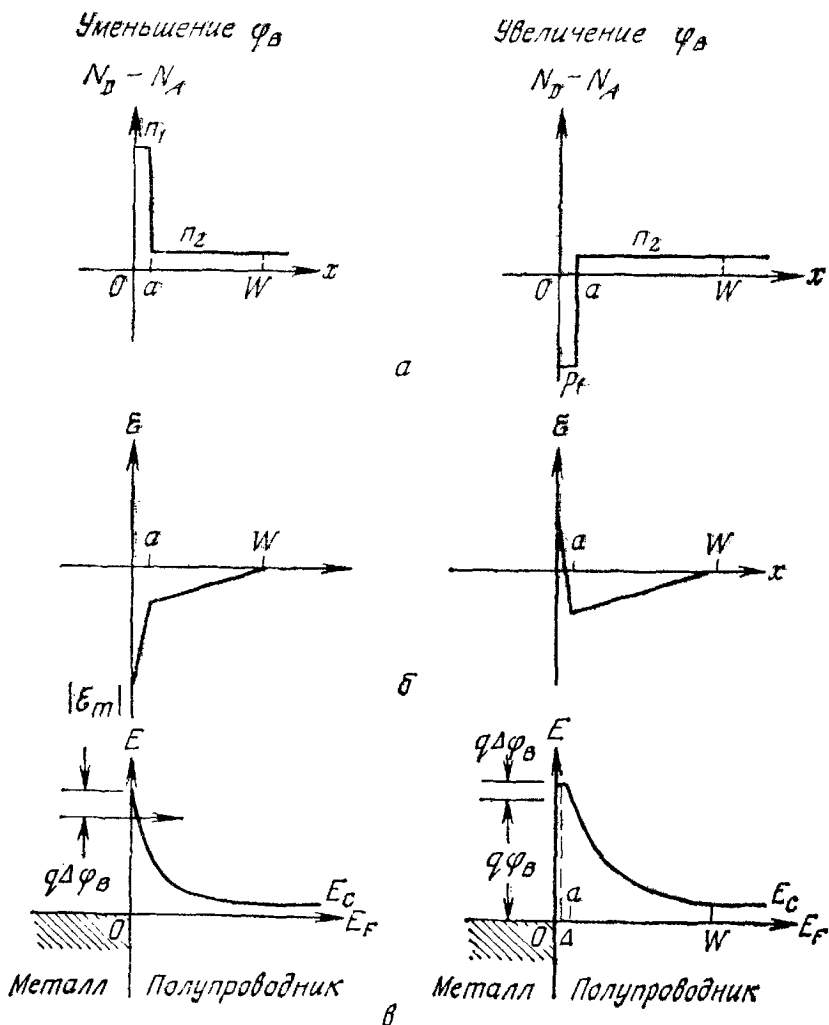


Рис. 34. Идеализированные зонные диаграммы контактов к полупроводнику n-типа с тонкими n<sup>+</sup>- или p<sup>+</sup>-слоями, служащими соответственно для уменьшения и увеличения высоты барьера.

Для барьера Шоттки на Si и GaAs с  $n_2 \approx 10^{16}/\text{см}^3$  и меньше величина  $n_2(W - a)$  при нулевом смещении составляет  $\sim 10^{11}/\text{см}^2$ . Поэтому если  $n_1 a$  существенно больше  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ , то из выражений (88) и (89) имеем

$$\mathcal{E}_m \approx q n_1 a / \epsilon_s, \quad \Delta \varphi \approx \sqrt{\frac{n_1 a}{4\pi}}. \quad (90), (91)$$

При  $n_1 a = 10^{12}$  и  $n_1 a = 10^{13} \text{ см}^{-2}$  барьер понижается соответственно на 0,045 и 0,14 В.

Хотя использование  $n^+$ -слоя приводит к понижению высоты барьера, наиболее важными в таких структурах обычно становятся эффекты туннелирования. Из выражения (90) следует, что при  $n_1 a = 10^{13} \text{ см}^{-2}$  поле  $\mathcal{E}_m$  равно  $1,6 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ . Такое поле возникает в диоде Au—Si с концентрацией примесей  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  при нулевом смещении. Из рис. 11, а видно, что плотность тока насыщения этого диода составляет  $\sim 10^{-3} \text{ А/см}^2$ . Такая плотность тока соответствует высоте барьера 0,6 В (рис. 23), т. е. на 0,2 В меньше высоты барьера в низколегированном диоде Au—Si, где она равна 0,8 В. Расчетные зависимости эффективной высоты барьеров на Si и GaAs от  $\mathcal{E}_m$  приведены на рис. 35 [52]. Увеличивая поле  $\mathcal{E}_m$  от  $10^5$  до  $10^6 \text{ В/см}$ , можно уменьшить эффективную высоту барьера на 0,2 В в кремнии и более чем на 0,3 В в GaAs.

Выбирая параметры  $n_1$  и  $a$ , необходимо следить за тем, чтобы при прямом смещении сильное понижение барьера и дополнительный туннельный ток существенно не увеличили фактор неидеальности  $n$ . При обратном смещении в обычно используемом интервале напряжений эти эффекты не приводят к большим токам утечки.

Если на поверхности полупроводника сформирован тонкий слой с противоположным типом легирования, то эффективная высота барьера может увеличиться. На рис. 34, а показан профиль легирования полупроводника  $n$ -типа с поверхностным слоем  $p^+$ -типа. Можно показать, что при  $x = 0$  потенциальная энергия электрона в полупроводнике равна  $q\varphi_B$  и достигает максимума при  $x = \Delta$ , где

$$\Delta = \frac{1}{p_1} [a p_1 - (W - a) n_2]. \quad (92)$$

Эффективная высота такого барьера равна

$$\varphi'_B = \varphi_B + \mathcal{E}_m \Delta - \frac{q p_1 \Delta^2}{2\epsilon_s}. \quad (93)$$

Если  $p_1 \gg n_2$  и  $a p_1 \gg n_2 W$ , то выражение (93) стремится к  $\varphi_B + q p_1 a^2 / \epsilon_s$ . При этом с ростом  $p_1 a$  будет увеличиваться эффективная высота барьера.

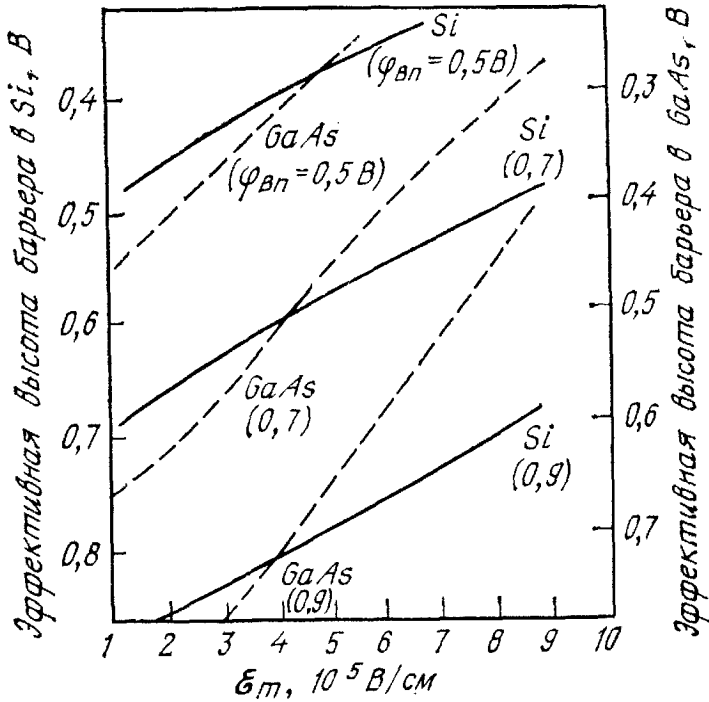


Рис. 35. Расчетные значения эффективной высоты барьеров на Si и GaAs в зависимости от поля  $\mathcal{E}_m$  [52].

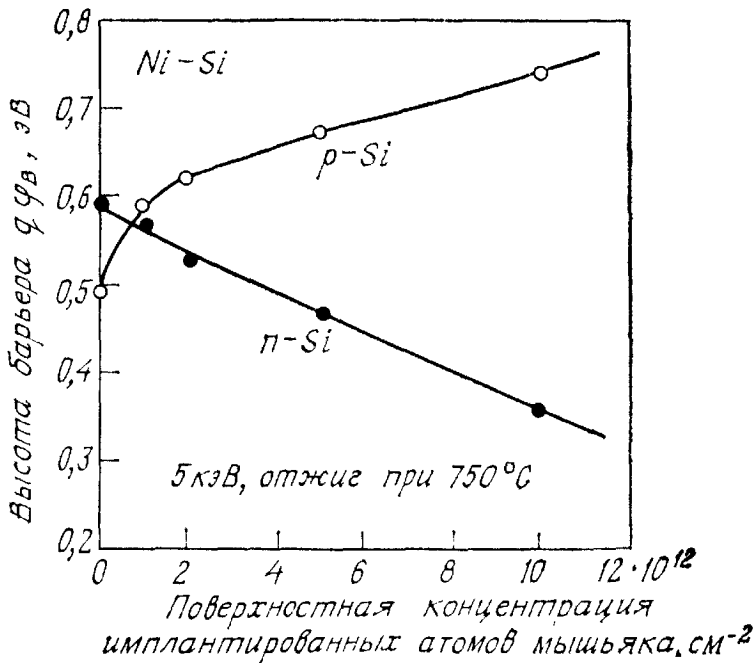


Рис. 36. Зависимость эффективной высоты энергетического барьера для дырок в подложке *p*-типа и для электронов в подложке *n*-типа от имплантированной дозы мышьяка [52].

На рис. 36 приведены результаты измерения высоты барьера в диоде Ni—Si с тонким поверхностным слоем, полученным имплантацией мышьяка [52]. Видно, что по мере увеличения дозы имплантации эффективная высота барьера в диоде с подложкой *p*-типа увеличивается, а в диоде с подложкой *n*-типа уменьшается.

## 5.6. СТРУКТУРЫ ПРИБОРОВ

Как уже говорилось выше, свойства диода Шоттки во многом сходны со свойствами резкого несимметричного *p—n*-перехода. Однако, поскольку перенос заряда здесь осуществляется основными носителями, быстрдействие диодов Шоттки значительно выше. Отсюда следует, что диоды Шоттки в принципе могут выполнять почти все функции диодов с *p—n*-переходами. Исключение составляют лишь *p—n*-диоды с накоплением заряда, поскольку в приборах, работающих на основных носителях, время накопления чрезвычайно мало. В этом разделе мы рассмотрим различные структуры с барьерами Шоттки и области их применения.

Первыми диодными структурами были точечно-контактные выпрямители, которые изготавливались путем контакта к поверхности полупроводника заостренного металлического проводника. Контакт может быть создан либо механически, либо с помощью электрического разряда, в результате которого возникает небольшой сплавной *p—n*-переход.

Точечно-контактный выпрямитель имеет обычно плохие прямые и обратные вольт-амперные характеристики по сравнению с планарным диодом Шоттки. Кроме того, эти характеристики непредсказуемы теоретически, поскольку трудно учесть и проконтролировать такие параметры, как давление проводника, площадь контакта, структура кристалла, состояние поверхности, химический состав проводника, тепловой режим образования контакта. Преимуществом точечно-контактного выпрямителя является маленькая площадь и, следовательно, очень маленькая емкость, что весьма желательно при использовании в СВЧ-технике. К недостаткам такого выпрямителя относятся: большое сопротивление растекания ( $R_s = \rho/2\pi r_0$ , где  $r_0$  — радиус полусферического точечного контакта); большой ток утечки, возникающий в основном вследствие влияния поверхности и приводящий к ухудшению коэффициента выпрямления; плавные предпробойные характеристики, обусловленные концентрацией силовых линий поля под контактом.

В настоящее время большинство диодов Шоттки изготавливается методами планарной технологии, такими, как термическое испарение, химическое разложение, электронно-лучевая бомбардировка, распыление, нанесение металлов анодированием. При этом

поверхность полупроводника предварительно обрабатывается такими методами, как химическое травление, полировка, скол в вакууме, тепловая обработка, ионная бомбардировка. Большинство контактов металл—полупроводник создается в вакуумных системах [53]. Одним из наиболее важных параметров, характеризующих вакуумное напыление, является давление насыщенных паров, определяемое как давление, при котором твердое тело или жидкость находится в равновесии с собственным паром. Зависимость давления насыщенных паров от температуры [54] для наиболее часто используемых элементов приведена на рис. 37.

Диод с малой площадью контакта (рис. 38, а) изготавливают методами планарной технологии на эпитаксиальном слое  $n$ -типа, образованном на подложке  $n^+$ -типа, и обычно используют как СВЧ-детектор [55]. Для получения диода с хорошими характеристиками нужно минимизировать его последовательное сопротивление и емкость.

Сопротивление контакта  $R_j$  можно получить, используя выражение (53):

$$R_j \equiv \frac{\partial V}{\partial I} = \frac{nkT}{qIA_j}, \quad (94)$$

где  $A_j$  — площадь контакта. Типичная экспериментальная зависимость  $R_j$  от  $I$  для диодов Au—Si и Au—GaAs и соответствующая зависимость для кремниевого точечно-контактного диода, рассмотренного выше, приведены на рис. 39. Отметим, что при больших прямых смещениях сопротивление прибора не уменьшается до нуля, как это следует из выражения (94), а принимает постоянное значение, которое является последовательным сопротивлением  $R_s$ , определяемым по формуле (рис. 13)

$$R_s = \frac{1}{A_j} \int_{x_1}^{x_2} \rho(x) dx + \frac{\rho_B}{4r} + R_c. \quad (95)$$

Здесь первое слагаемое является сопротивлением квазинейтральной области, расположенной между  $x_1$  (границей обедненного слоя) и  $x_2$  (границей между эпитаксиальным слоем и подложкой). Второе слагаемое есть сопротивление растекания от круглого контакта радиусом  $r$  ( $A_j = \pi r^2$ ) в подложку с удельным сопротивлением  $\rho_B$ . Последнее слагаемое описывает сопротивление омических контактов к подложке.

При использовании диодов Шоттки в СВЧ-схемах важной характеристикой является частота отсечки при прямом смещении  $f_{co}$ , определяемая выражением

$$f_{co} \equiv \frac{1}{2\pi R_F C_F}, \quad (96)$$

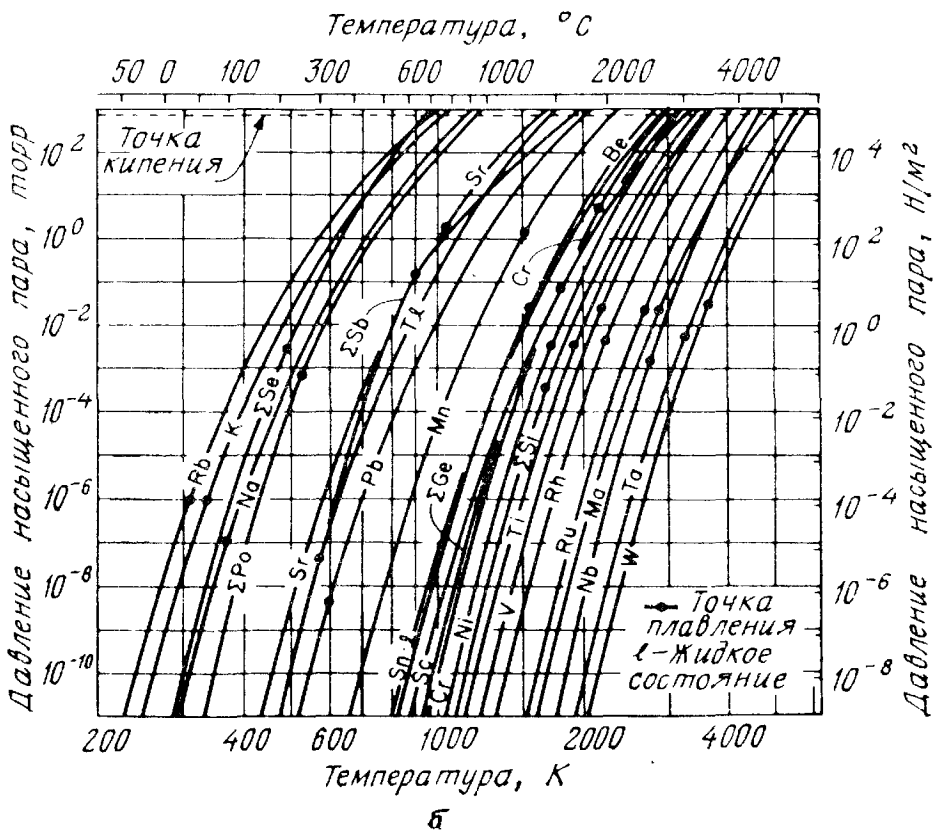
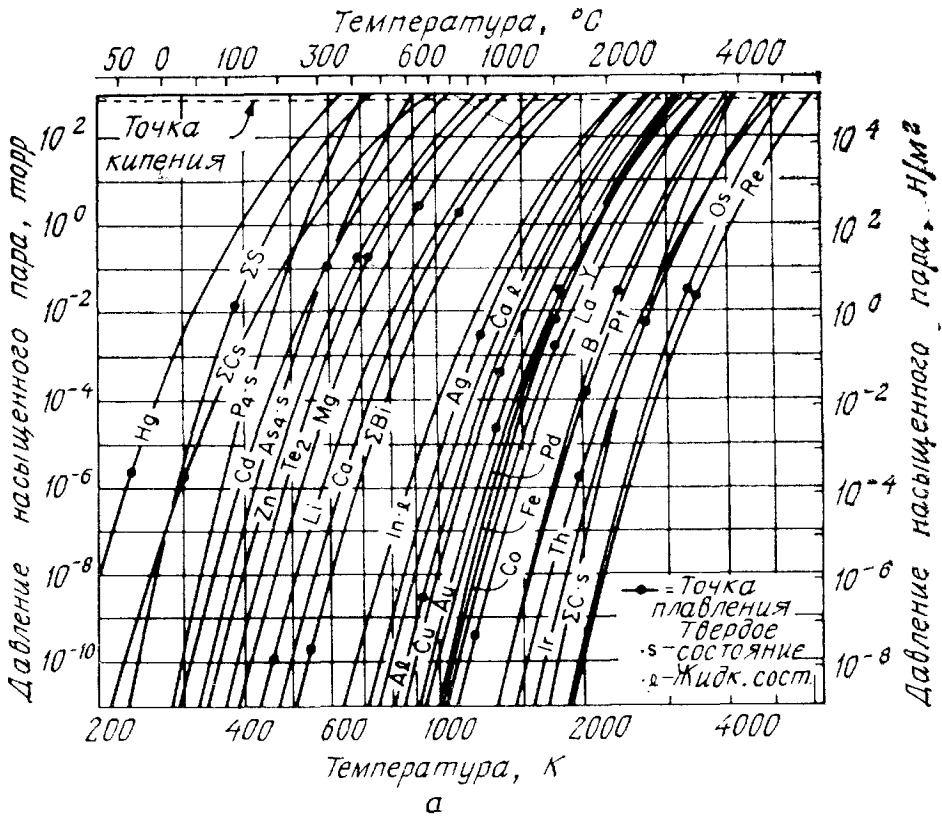


Рис. 37. Зависимость давления насыщенных паров от температуры для жидких и твердых элементов [54].



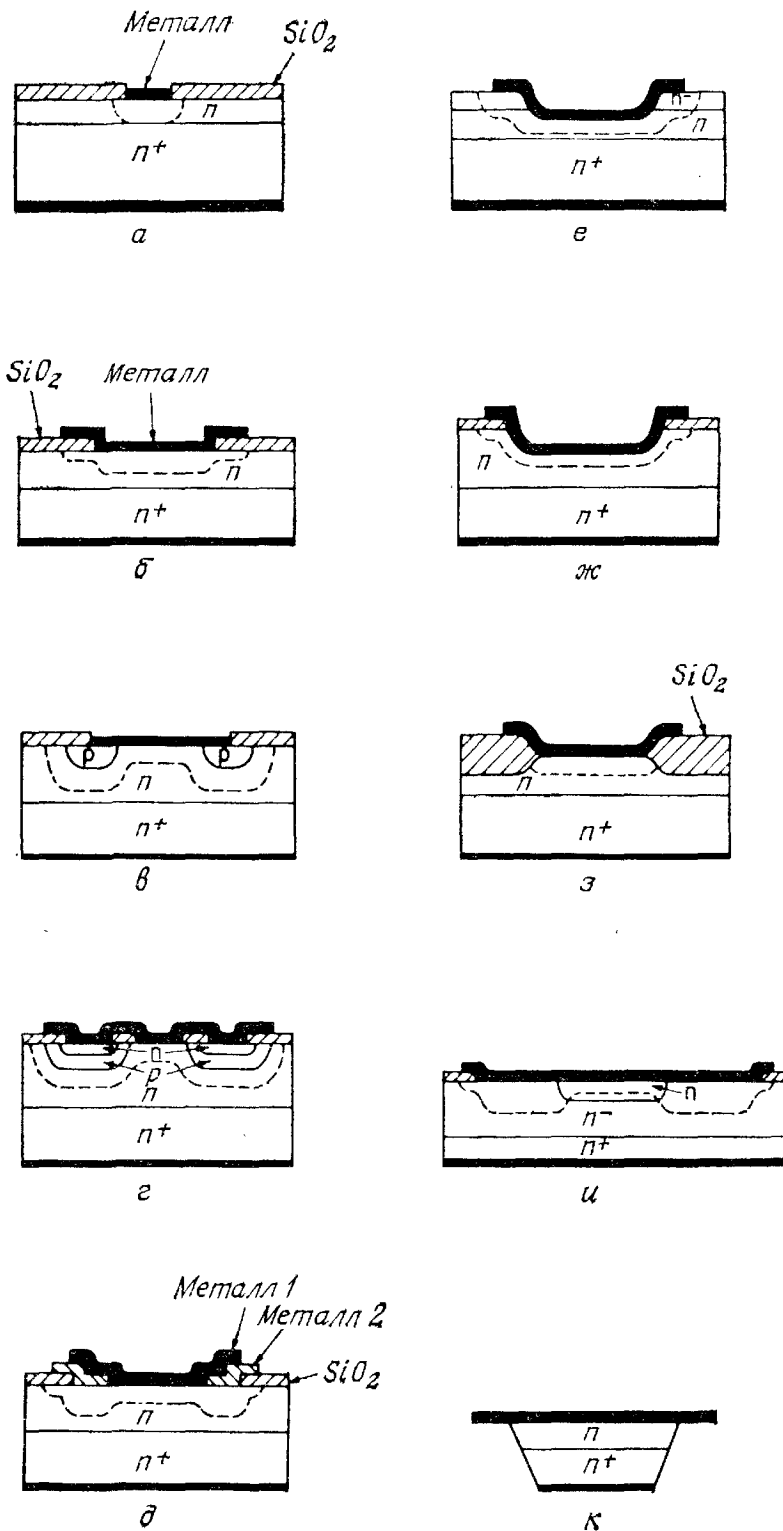


Рис. 38. Структуры с контактами металл — полупроводник.

а — диод с малой площадью контакта; б — диод с перекрытием металла; в — диод с диффузионным охранным кольцом; г — диод с двойным диффузионным охранным кольцом; д — диод с металлическим охранным кольцом; е — диод с высокоомным охранным слоем; ж — диодная структура с углублением в полупроводнике; з — диод с изоляцией окислом; и — диод с дополнительной диффузией и перекрытием металла; к — коническая структура диода.

где  $R_F$  — сопротивление,  $C_F$  — емкость диода при прямом смещении 0,1 В [55а]. Частота  $f_{с0}$  значительно меньше частоты отсечки при нулевом смещении, и ее можно считать нижним пределом для частот отсечки. Типичные значения этой величины [56] приведены на рис. 40. Отметим, что при указанной степени легирования и диаметре контакта ( $\sim 10$  мкм) бóльшую частоту отсечки имеет диод Шоттки на  $n$ -GaAs. В основном это обусловлено более высокой подвижностью электронов в GaAs.

Для повышения надежности и стабильности приборов нужны диоды с достаточно большой площадью контакта, однако желательно, чтобы их емкость при этом оставалась малой. Было показано, что данным требованиям может удовлетворить барьер Мотта. Барьером Мотта называется контакт металл—полупроводник, в котором эпитаксиальный слой полупроводника очень слабо легирован, а его толщина значительно меньше толщины, требуемой для формирования обедненного слоя. В таком приборе электроны в эпитаксиальном слое практически отсутствуют даже при прямом смещении. На рис. 41 показана зонная диаграмма барьера Мотта. Удельная емкость его обедненной области не зависит от напряжения и равна  $\epsilon_s/W$ . Поскольку толщину обедненной об-

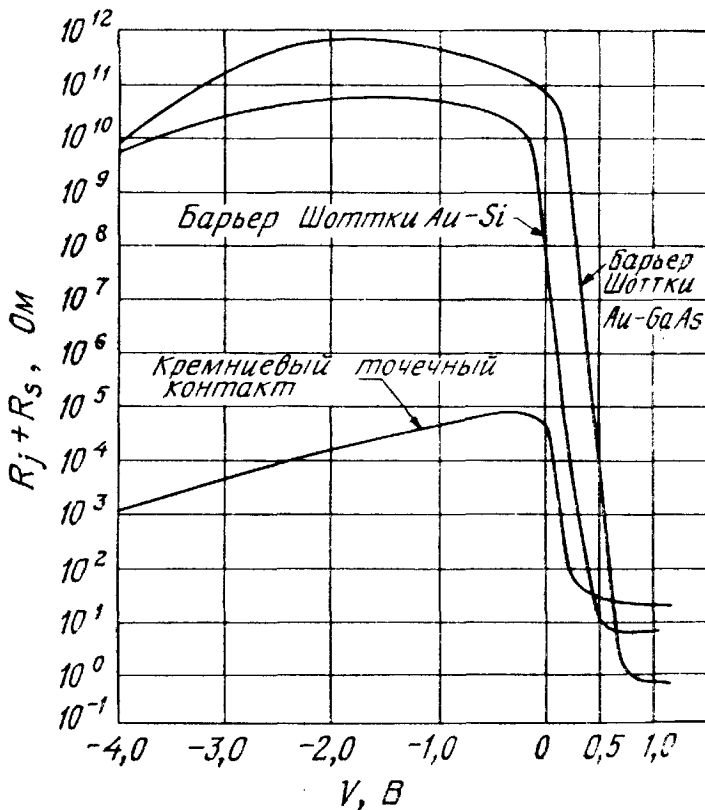


Рис. 39. Зависимость полного сопротивления (сопротивления перехода и последовательного сопротивления образца) от приложенного напряжения для диодов Au — Si, Au — GaAs и кремниевого точечно-контактного диода [56].

ласти барьера Мотта можно сделать значительно большей, чем в случае обычного диода Шоттки, то при заданной частоте отсечки можно увеличить площадь прибора [57]. Перенос заряда в барьерах Мотта определяется в основном диффузионными процессами, которые описываются уравнением (38).

Диод с перекрытием металла [58] (рис. 38, б) имеет почти идеальные вольт-амперные характеристики при прямом смещении и низкие токи утечки при не слишком больших обратных смещениях. Однако с увеличением обратного смещения влияние краев металлического электрода приводит к росту обратного тока. Такие структуры широко используются в интегральных схемах, поскольку их легко получать при металлизации. Важным примером их применения является транзистор с диодом Шоттки между базой и коллектором [59, 60] (рис. 42), позволяющим существенно уменьшить время насыщения. В стандартной технологии изготовления транзисторов со скрытым коллектором такой диод получают путем нанесения более широкого базового контакта, перекры-

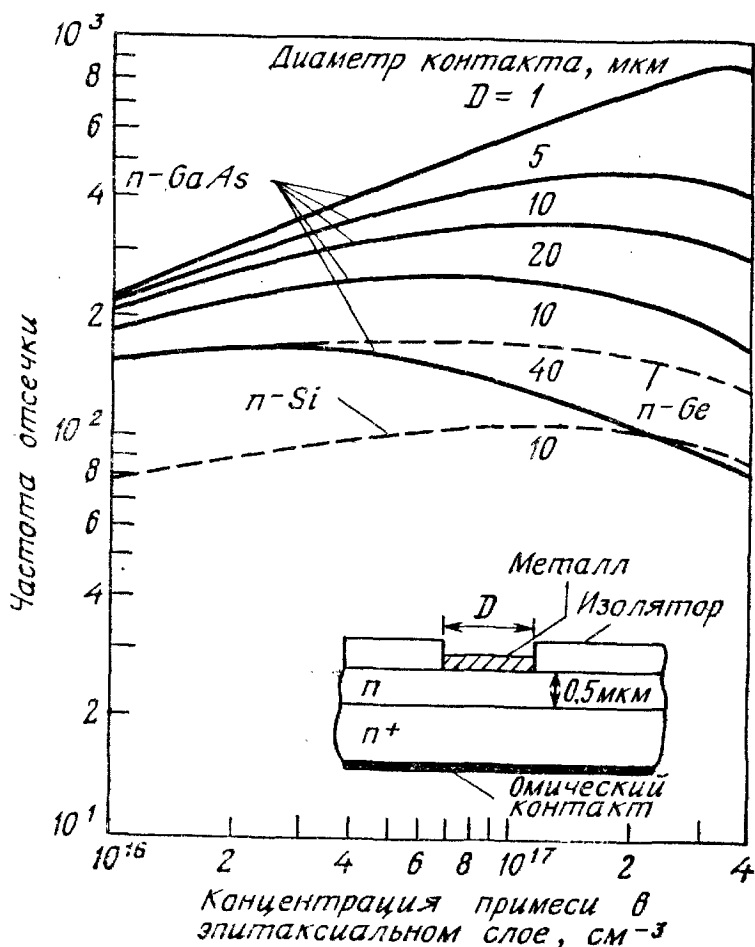


Рис. 40. Зависимость частоты отсечки (в гигагерцах) при прямом смещении от степени легирования эпитаксиального слоя для приборов с контактами разных диаметров и толщиной эпитаксиального слоя 0,5 мкм.

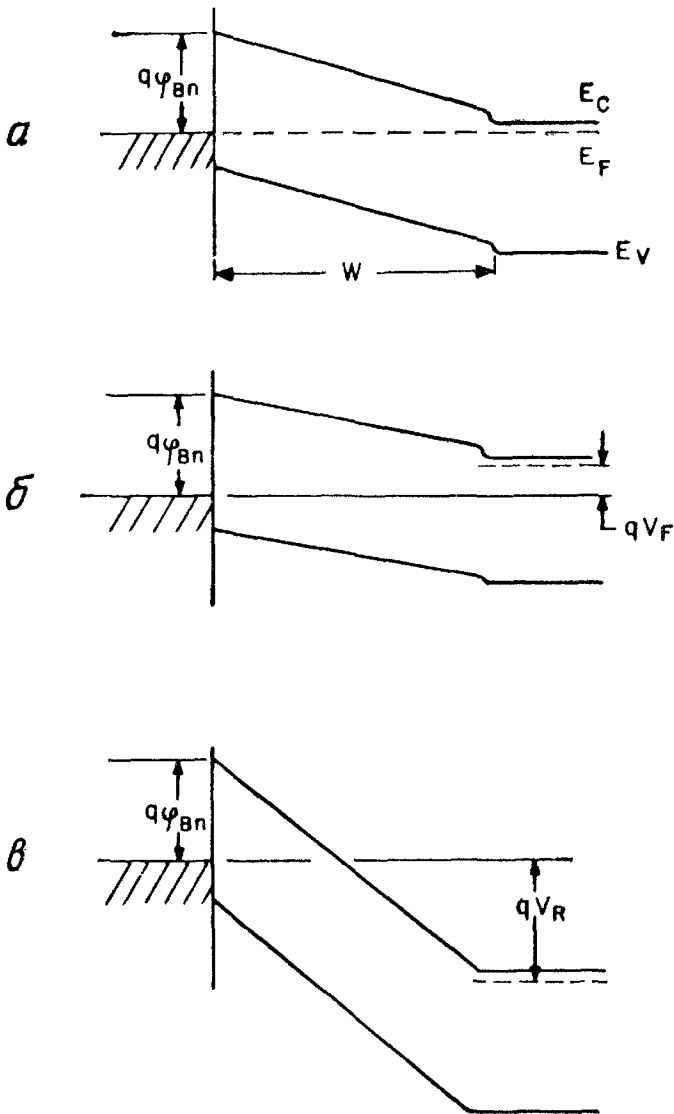
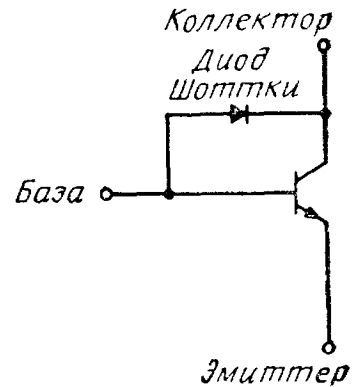


Рис. 41. Зонная диаграмма барьера Мотта при разных смещениях [5].

вающегося с внешним, не подвергнутым диффузии эпитаксиальным слоем [41]. В области насыщения коллекторный переход слегка смещен в прямом направлении, а не в обратном. Если падение напряжения на диоде Шоттки при прямом смещении меньше, чем напряжение между базой и коллектором исходного транзистора в режиме насыщения, то большая часть базового тока потечет через диод, в котором неосновные носители не накапливаются. Поэтому время насыщения транзистора с диодом Шоттки существенно меньше времени насыщения одного транзистора (без диода Шоттки).

Для устранения краевых эффектов было предложено много структур. Структура с диффузионным охранным кольцом (рис. 38, в) [32] обладает почти идеальными прямыми и обратными вольт-амперными характеристиками (рис. 24). К недостаткам такого диода относятся большое время восстановления и большая паразитная емкость, обусловленные наличием  $p-n$ -перехода.

Рис. 42. Биполярный транзистор с диодом Шоттки между базой и коллектором [60].



Поэтому его применяют обычно для изучения статических характеристик. Структура с двойным диффузионным охранным кольцом (рис. 38, а) [61] позволяет уменьшить время восстановления, но технология ее изготовления относительно сложна. В структуре, показанной на рис. 38, д, для создания охранный кольца используют два типа металла с разной высотой барьера на контакте. Однако на ковалентных полупроводниках большую разность высот барьеров получить трудно. Еще одна структура с охранным кольцом, образующимся в результате нанесения на эпитаксиальный слой тонкого высокоомного слоя [62], приведена на рис. 38, е. Поскольку диэлектрическая проницаемость высокоомного слоя больше диэлектрической проницаемости изолятора, паразитная емкость такого диода обычно больше, чем емкость диода, показанного на рис. 38, б. В структуре с углублением в полупроводнике (рис. 38, ж) возникает проблема надежности, связанная с ухудшением качества поверхности раздела в углублении [63]. Другим подходом к проблеме уменьшения краевых полей является изоляция окислом [64] (рис. 38, з). При этом для создания локальной ступеньки окисла требуется специальная планарная операция.

Структура с дополнительной диффузией и перекрытием металла (рис. 38, и) [65] представляет собой сдвоенный (параллельно) диод Шоттки, причем в этой структуре отсутствует  $p-n$ -переход. Она имеет почти идеальные прямые и обратные вольт-амперные характеристики и очень малое время восстановления. Однако процесс изготовления такого диода включает дополнительное окисление и диффузию, а внешнее кольцо может увеличить его емкость.)

В некоторых мощных СВЧ-генераторах (например, в лавинно-пролетных диодах) используют коническую структуру (рис. 38, к) [66]. Угол между металлическим покрытием и конусом полупроводника должен превышать  $90^\circ$ . При этом напряженность электрического поля на периферии контакта обычно меньше, чем в центре, что обеспечивает однородность лавинного пробоя по всей его площади.

### 5.7. ОМИЧЕСКИЙ КОНТАКТ

Омическим контактом называют контакт металл—полупроводник, сопротивление которого пренебрежимо мало по сравнению с объемным сопротивлением полупроводника и сопротивлением растекания. Хороший омический контакт не должен приводить к существенному изменению характеристик прибора, а падение напряжения на таком контакте при пропускании через него требуемого тока должно быть достаточно мало по сравнению с падением напряжения на активной области прибора.

Рассмотрим сначала удельное сопротивление контакта, определяемое как обратная величина от производной плотности тока по напряжению. Наиболее важной характеристикой контакта является удельное сопротивление при нулевом смещении [67]:

$$R_c \equiv \left( \frac{\partial J}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1}. \quad (97)$$

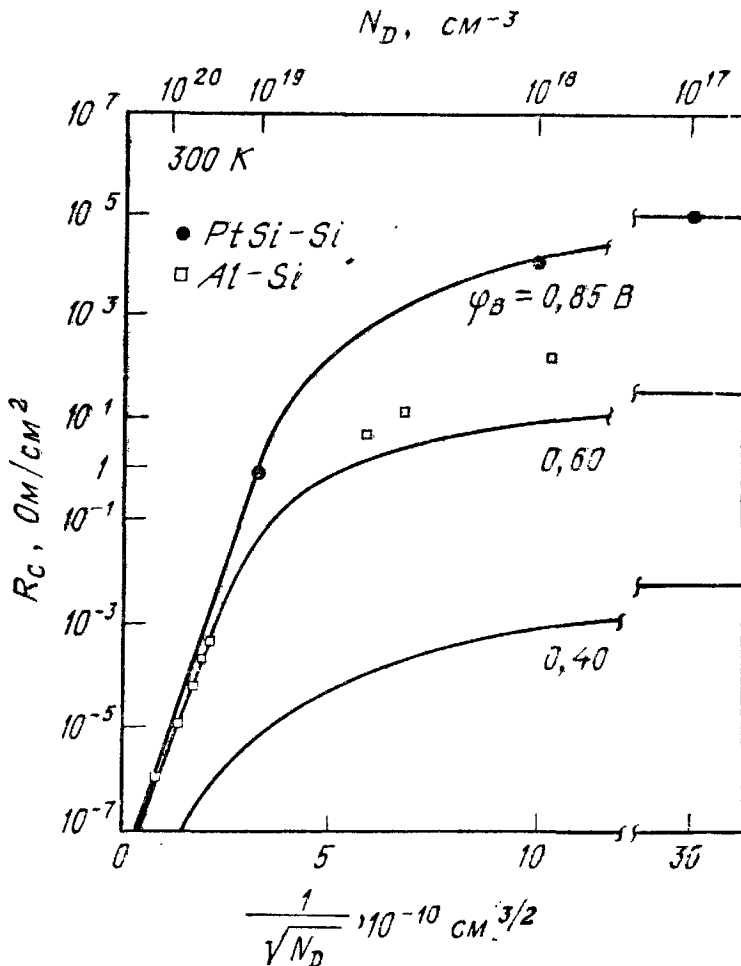
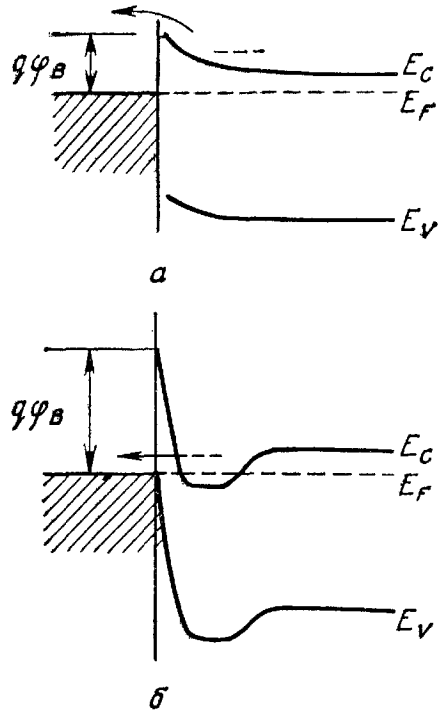


Рис. 43. Теоретические и экспериментальные зависимости удельного сопротивления контактов от  $1/\sqrt{N_D}$  [67, 68].

Рис. 44. Омические контакты с малой высотой барьера (а) и высокой степенью легирования (б).



В контактах металл—полупроводник с низким уровнем легирования преобладает термоэлектронная компонента тока, определяемая формулой (49). В этом случае

$$R_c = \frac{k}{qA^*T} \exp\left(\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right). \quad (98)$$

При выводе этого выражения мы пренебрегли слабой зависимостью высоты барьера от напряжения. Из выражения (98) видно, что для получения малых  $R_c$  нужно изготавливать контакты с малой высотой барьера.

В контактах металл—полупроводник с более высоким уровнем легирования преобладает туннельная компонента тока, определяемая формулой (54а). При этом

$$R_c \sim \exp\left(\frac{q\phi_{Bn}}{E_{00}}\right) = \exp\left[\frac{2\sqrt{\epsilon_s m^*}}{\hbar} \left(\frac{\phi_{Bn}}{\sqrt{N_D}}\right)\right]. \quad (99)$$

Отсюда видно, что в туннельной области удельное сопротивление контакта экспоненциально зависит от  $\phi_{Bn}/\sqrt{N_D}$ .

На рис. 43 [67, 68] приведены результаты расчета зависимости  $R_c$  от  $1/\sqrt{N_D}$ . При  $N_D \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$   $R_c$  определяется в основном туннельными процессами и быстро уменьшается по мере повышения степени легирования. При  $N_D \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$  ток обусловлен термоэмиссией и  $R_c$  почти не зависит от легирования. На рис. 43 приведены также экспериментальные результаты для диодов PtSi—Si и Al—Si. Видно, что они находятся в хорошем соответствии с расчетными.

Таблица 5. Технология изготовления омических контактов к полупроводникам типа  $A^{III}B^V$

Полупроводник типа $A^{III}B^V$	$E_g$ , эВ	Тип	Материал контакта	Технология изготовления	Температура плавления, °С
AlN	5,9	Полу-изолятор	Si	Формовка	
		То же	Al, Al—In	»	1500—1800
		»	Mo, W	Распыление	1000
AlP	2,45	<i>n</i>	Ga—Ag	Формовка	500—1000
AlAs	2,16	<i>n, p</i>	In—Te	»	150
		<i>n, p</i>	Au	»	160
		<i>n, p</i>	Au—Ge	»	700
		<i>n</i>	Au—Sn	»	
GaN	3,36	Полу-изолятор	Al—In	»	
GaP	2,26	<i>p</i>	Au—Zn (99 : 1)	»	700
		<i>p</i>	Au—Ge	Напыление	700
		<i>n</i>	Au—Si (62 : 38)	Формовка	»
		<i>n</i>	Au—Si (98 : 2)	Напыление	700
GaAs	1,42	<i>p</i>	Au—Zn (99 : 1)	Электролиз, напыление	
		<i>p</i>	In—Au (80 : 20)	Формовка	
		<i>n</i>	Au—Ge (88 : 12)	Напыление	
		<i>n</i>	In—Au (90 : 10)	Напыление	350—450
		<i>n</i>	Au—Si (94 : 6)	»	550
		<i>n</i>	Au—Sn (90 : 10)	»	300
		<i>n</i>	Au—Te (98 : 2)	»	350—700
GaSb	0,72	<i>p</i>	In	Формовка	500
		<i>n</i>	In	»	
InP	1,35	<i>p</i>	In	»	
		<i>n</i>	In, In—Te	»	350—600
		<i>n</i>	Ag—Sn	»	350—600
InAs	0,36	<i>n</i>	In	Напыление	600
			Sn—Te (99 : 1)	Формовка	»



Продолжение табл. 5

Полупроводник типа A <sup>III</sup> B <sup>V</sup>	$E_g$ , эВ	Тип	Материал контакта	Технология изготовления	Температура вплавления, °C
InSb	0,17	<i>n</i>	In	Формовка	
			Sn—Te (99 : 1)	»	
Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As	1,42—2,31	<i>p</i>	Au—Zn	Напыление	500
		<i>p</i>	Al	»	500
		<i>n</i>	Au—Ge—Ni	»	450
		<i>n</i>	Au—Sn	»	450
		<i>p</i>	Au—In	Анодирование	400—450
		<i>p</i>	Au—Zn	Напыление	
		<i>p</i>	Al	»	500
		<i>n</i>	Au—Ge—Ni	»	500
		<i>n</i>	Au—Sn	»	450—485
				<i>n</i>	Au—Si
Ga <sub>1-x</sub> In <sub>x</sub> Sb	0,70—0,17	<i>n</i>	Sn—Te	Напыление	
Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> P	2,31—2,45	<i>n</i>	Sn	Формовка	
Ga <sub>1-x</sub> In <sub>x</sub> As	1,47—2,35	<i>n</i>	Sn	»	
InAs <sub>x</sub> Sb <sub>1-x</sub>	0,17—0,35	<i>n</i>	In—Te	»	

Из анализа рис. 43 следует, что для получения малых  $R_c$  нужна либо высокая степень легирования, либо малая высота барьера (либо то и другое вместе). Именно из этих соображений исходят при изготовлении омических контактов (рис. 44).

На широкозонных полупроводниках обычно очень трудно изготовить контакт с малой высотой барьера. Кроме того, используемые металлы не всегда имеют достаточно малую работу выхода. В таких случаях для изготовления омических контактов создают дополнительный высоколегированный слой на поверхности полупроводника. Создать такой слой можно различными методами: мелкой диффузией, перекристаллизацией, диффузией одной из компонент материала контакта, двойной эпитаксией, ионной имплантацией. Для изготовления омических контактов к Ge и Si *n*-типа сначала напыляют сплав Au—Sb (с 0,1 % Sb). Затем при соответствующей эвтектической температуре вплавляют этот контакт в полупроводник в атмосфере инертного газа (такого, как аргон или азот) [69]. Для изготовления омических контактов к GaAs и другим полупроводникам типа A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> разработаны различные методы [70]. Они представлены в табл. 5.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Braun F. Über die Stromleitung durch Schwefelmetalle, *Ann. Phy. Chem.*, 153, 556 (1874).
2. Bose J. C. U. S. Patent 775,840 (1904).

3. Wilson A. H. The Theory of Electronic Semiconductors, *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A*, **133**, 458 (1931).
4. Schottky W. Halbleitertheorie der Sperrschicht, *Naturwissenschaften*, **26**, 843 (1938).
5. Mott N. F. Note on the Contact between a Metal and an Insulator or Semiconductor, *Proc. Cambr. Philos. Soc.*, **34**, 568 (1938).
6. Henisch H. K. Rectifying Semiconductor Contacts, Clarendon, Oxford, 1957.
7. Rhoderick E. H. Metal-Semiconductor Contacts, Clarendon, Oxford, 1978; Transport Processes in Schottky Diodes, in Pepper K. M., Ed., *Inst. Phys. Conf. Ser.*, No. 22, Institute of Physics, Manchester, England, 1974, p. 3.
8. Rideout V. L. A Review of the Theory, Technology and Applications of Metal-Semiconductor Rectifiers, *Thin Solid Films*, **48**, 261 (1978).
9. Michaelson H. B. Relation between an Atomic Electronegativity Scale and the Work Function, *IBM J. Res. Dev.*, **22**, 72 (1978).
10. Sze S. M., Crowell C. R., Kahng D. Photoelectric Determination of the Image Force Dielectric Constant for Hot Electrons in Schottky Barriers, *J. Appl. Phys.*, **35**, 2534 (1964).
11. Salzberg C. D., Villa G. G. Infrared Refractive Indexes of Silicon Germanium and Modified Selenium Glass, *J. Opt. Soc. Am.*, **47**, 244 (1975).
12. Bethe H. A. Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers, MIT Radiat. Lab. Rep. 43—12 (1942).
13. Crowell C. R. The Richardson Constant for Thermionic Emission in Schottky Barrier Diodes, *Solid State Electron.*, **8**, 395 (1965).
14. Crowell C. R., Sze S. M. Current Transport in Metal — Semiconductor Barriers, *Solid State Electron.*, **9**, 1035 (1966).
15. Crowell C. R., Sze S. M. Electron — Optical — Phonon Scattering in the Emitter and Collector Barriers of Semiconductor — Metal — Semiconductor Structures, *Solid State Electron.*, **8**, 979 (1965).
16. Kao C. W., Anderson L., Crowell C. R. Photoelectron Injection at Metal — Semiconductor Interface, *Surface Sci.*, **95**, 321 (1980).
17. Crowell C. R., Sze S. M. Quantum-Mechanical Reflection of Electrons at Metal — Semiconductor Barriers: Electron Transport in Semiconductor — Metal — Semiconductor Structures, *J. Appl. Phys.*, **37**, 2685 (1966).
18. Chang C. Y., Sze S. M. Carrier Transport across Metal — Semiconductor Barriers, *Solid State Electron.*, **13**, 727 (1970).
19. Andrews J. M., Lepselter M. P. Reverse Current — Voltage Characteristics of Metal-Silicide Schottky Diodes, *Solid State Electron.*, **13**, 1011 (1970).
20. Crowell C. R., Beguwala M. Recombination Velocity Effects on Current Diffusion and Inefficiency in Schottky Barriers, *Solid State Electron.*, **14**, 1149 (1971).
21. Padovani F. A., Stratton R. Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers, *Solid State Electron.*, **9**, 695 (1966).
22. Yu A. Y. C., Snow E. H. Minority Carrier Injection of Metal — Silicon Contacts, *Solid State Electron.*, **12**, 155 (1969).
23. Scharfetter D. L. Minority Carrier Injection and Charge Storage in Epitaxial Schottky Barrier Diodes, *Solid State Electron.*, **8**, 299 (1965).
24. Cowley A. M., Sze S. M. Surface States and Barrier Height of Metal — Semiconductor Systems, *J. Appl. Phys.*, **36**, 3212 (1965).
25. Bardeen J. Surface States and Rectification at a Metal Semiconductor Contact, *Phys. Rev.*, **71**, 717 (1974).
26. Mead C. A., Spitzer W. G. Fermi-Level Position at Metal-Semiconductor Interfaces, *Phys. Rev.*, **134**, A713 (1964).
27. Pugh D. Surface States on the (111) Surface of Diamond, *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 390 (1964).
28. Pauling L. The Nature of the Chemical Bond., 3rd ed., Cornell University Press, Ithaca, N. Y., 1960.
29. Kurtin S., McGill T. C., Mead C. A. Fundamental Transition in Electronic Nature of Solids, *Phys. Rev. Lett.*, **22**, 1433 (1969).

30. Mead C. A. Metal-Semiconductor Surface Barriers, *Solid State Electron.*, **9**, 1023 (1966).
31. Crowell C. R., Sarace J. C., Sze S. M. Tungsten-Semiconductor Schottky-Barrier Diodes, *Trans. Met. Soc. AIME*, **233**, 478 (1965).
32. Lepselter M. P., Sze S. M. Silicon Schottky Barrier Diode with Near-Ideal I—V Characteristics, *Bell. Syst. Tech. J.*, **47**, 195 (1968).
33. Andrews J. M., Korch F. B. Formation of NiSi and Current Transport across the NiSi — Si Interface, *Solid State Electron.*, **14**, 901 (1971).
34. Goodman A. M. Metal — Semiconductor Barrier Height Measurement by the Differential Capacitance Method — One Carrier System, *J. Appl. Phys.*, **34**, 329 (1963).
35. Roberts G. I., Crowell C. R. Capacitive Effects of Au and Cu Impurity Levels in Pt *n*-type Si Schottky Barriers, *Solid State Electron.*, **16**, 29 (1973).
36. Crowell C. R., Spitzer W. G., Howarth L. E., Labate E. Attenuation Length Measurements of Hot Electrons in Metal Films, *Phys. Rev.*, **127**, 2006 (1962).
37. Fowler R. H. The Analysis of Photoelectric Sensitivity Curves for Clean Metals at Various Temperatures, *Phys. Rev.*, **38**, 45 (1931).
38. Crowell C. R., Sze S. M., Spitzer W. G. Equality of the Temperature Dependence of the Gold — Silicon Surface Barrier and the Silicon Energy Gap in Au *n*-type Si Diodes, *Appl. Phys. Lett.*, **4**, 91 (1964).
39. Beguwala M., Crowell C. R. Characterization of Multiple Deep Level Systems in Semiconductor Junctions by Admittance Measurements, *Solid State Electron.*, **17**, 203 (1974).
40. McCaldin J. O., McGill T. C., Mead C. A. Schottky Barriers on Compound Semiconductors: The Role of the Anion, *J. Vac. Sci. Technol.*, **13**, 802 (1976).
41. Andrews J. M. The Role of the Metal — Semiconductor Interface in Silicon Integrated Circuit Technology, *J. Vac. Sci. Technol.*, **11**, 972 (1974).
42. Andrews J. M., Phillips J. C. Chemical Bonding and Structure of Metal — Semiconductor Interfaces, *Phys. Rev. Lett.*, **35**, 56 (1975).
43. van Gorp G. J. The Growth of Metal Silicide Layers on Silicon, in Huff H. R., Sirtl E., Eds., *Semiconductor Silicon, 1977*, Electrochemical Society, Princeton, N. J., 1977, p. 342.
- 43a. Ohdomari I., Tu K. N., d'Heurle F. M., Kuan T. S., Petersson S. Schottky-Barrier Height of Iridium Silicide, *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 1028 (1978).
44. Saltich J. L., Terry L. E. Effects of Pre- and Post-Annealing Treatments on Silicon Schottky Barrier Diodes, *Proc. IEEE*, **58**, 492 (1970).
45. Sinha A. K. Electrical Characteristics and Thermal Stability of Platinum Silicide-to-Silicon Ohmic Contacts Metalized with Tungsten, *J. Electrochem. Soc.*, **120**, 1767 (1973).
46. Sinha A. K., Smith T. E., Read M. H., Poate J. M. *n*-GaAs Schottky Diodes Metalized with Ti and Pt/Ti, *Solid State Electron.*, **19**, 489 (1976).
47. Chino K. Behavior of Al — Si Schottky Barrier Diodes under Heat Treatment, *Solid State Electron.*, **16**, 119 (1973).
48. Itoh Y., Hashimoto N. Reaction-Process Dependence of Barrier Height between Tungsten Silicide and *n*-Type Silicon, *J. Appl. Phys.*, **40**, 425 (1969).
49. Shannon J. M. Reducing the Effective Height of a Schottky Barrier Using Low-Energy Ion Implantation, *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 369 (1974).
50. Shannon J. M. Increasing the Effective Height of a Schottky Barrier Using Low-Energy Ion Implantation, *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 75 (1974).
51. Andrews J. M., Ryder R. M., Sze S. M. Schottky Barrier Diode Contacts, U. S. Patent 3964084 (1976).
52. Shannon J. M. Control of Schottky Barrier Height Using Highly Doped Surface Layers, *Solid State Electron.*, **19**, 537 (1976).
53. For general references on vacuum deposition, see Holland L. *Vacuum Deposition of Thin Films*, Chapman & Hall, London, 1966; Roth A. *Vacuum Technology*, North-Holland, Amsterdam, 1976.

54. Honig R. E. Vapor Pressure Data for the Solid and Liquid Elements, *RCA Rev.*, **23**, 567 (1962).
55. Young D. T., Irvin J. C. Millimeter Frequency Conversion Using Au-*n*-type GaAs Schottky Barrier Epitaxy Diode with a Novel Contacting Technique, *Proc. IEEE*, **53**, 2130 (1965); Kahng D., Ryder R. M. Small Area Semiconductor Devices, U. S. Patent 3360851 (1968).
- 55a. Vanderwal N. C. A Microwave Schottky-Barrier Varistor Using GaAs for Low Series Resistance, IEEE Int. Electron Device Meet., Washington, D. C., Oct. 18—20, 1967.
56. Irvin J. C., Vanderwall N. C. Schottky-Barrier Devices, in Watson H. A., Ed., *Microwave Semiconductor Devices and Their Circuit Applications*, McGraw-Hill, N. Y., 1968.
57. McColl M., Millea M. F. Advantages of Mott Barrier Mixer Diodes, *Proc. IEEE*, **61**, 499 (1973).
58. Yu A. Y. C., Mead C. A. Characteristics of Al — Si Schottky Barrier Diode, *Solid State Electron.*, **13**, 97 (1970).
59. Baker R. H. Maximum Efficiency Switching Circuit, MIT Lincoln Lab. Rep. TR-110, Lexington, Mass., 1956.
60. Tada K., Laraya J. L. R. Reduction of the Storage Time of a Transistor Using a Schottky-Barrier Diode, *Proc. IEEE*, **55**, 2064 (1967).
61. Saltich J. L., Clark L. E. Use of a Double Diffused Guard Ring to Obtain Near Ideal I—V Characteristics in Schottky-Barrier Diodes, *Solid State Electron.*, **13**, 857 (1970).
62. Linden K. J. GaAs Schottky Mixer Diode with Integral Guard Layer Structure, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-23**, 363 (1976).
63. Rhee C., Saltich J. K., Zwernemann R. Moat-Etched Schottky Barrier Diode Displaying Near Ideal I—V Characteristics, *Solid State Electron.*, **15**, 1181 (1972).
64. Anantha N. G., Ashar K. G., *IBM. J. Res. Dev.*, **15**, 442 (1971).
65. Rusu A., Bulucea C., Postolache C. The Metal-Ovsrlap-Laterally-Diffused (MOLD) Schottky Diode, *Solid State Electron.*, **20**, 499 (1977).
66. Colemann D. J., Jr., Irvin J. C., Sze S. M. GaAs Schottky Diodes with Near-Ideal Characteristics, *Proc. IEEE*, **59**, 1121 (1971).
67. Chang C. Y., Fang Y. K., Sze S. M. Specific Contact Resistance of Metal — Semiconductor Barriers, *Solid State Electron.*, **14**, 541 (1971).
68. Yu A. Y. C. Electron Tunneling and Contact Resistance of Metal — Silicon Contact Barriers, *Solid State Electron.*, **13**, 239 (1970).
69. Lepselter M. P., Andrews J. M. Ohmic Contacts to Silicon, in Schwartz B., Ed., *Ohmic Contacts to Semiconductors*, The Electrochemical Society Symposium Series, N. Y., 1969, p. 159.
70. Rideout V. L. A Review of the Theory and Technology for Ohmic Contacts to Group III—V Compound Semiconductors, *Solid State Electron.*, **18**, 541 (1975).
71. Andrews J. M. Extended Abstracts, Electrochem. Soc. Spring Meet. Abstr. 191, 1975, p. 452.
72. Spicer W. E., Chye P. W., Garner C. M., Lindau I., Pianetta P. The Surface Electronic Structure of III—V Compounds and the Mechanism of Fermi Level Pinning by Oxygen (Passivation) and Metals (Schottky Barriers), *Surface Sci.*, **86**, 763 (1979).
73. Spicer W. E., Lindau I., Skeath P., Su C. Y., Chye P. Unified Mechanism for Schottky-Barrier Formation and III—V Oxide Interface States, *Phys. Rev. Lett.*, in press (1981).

## Глава 6

# ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ С $p-n$ -ПЕРЕХОДОМ В КАЧЕСТВЕ ЗАТВОРА И ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ ТИПА МЕТАЛЛ — ПОЛУПРОВОДНИК<sup>1</sup>

### 6.1. ВВЕДЕНИЕ

Полевой транзистор с  $p-n$ -переходом в качестве затвора впервые предложил и проанализировал Шокли в 1952 г. [1]. Этот прибор выполняет функцию резистора, управляемого напряжением. Поскольку проводимость полевого транзистора с  $p-n$ -переходом в качестве затвора определяется главным образом основными носителями, его также называют «униполярным» (в отличие от биполярных транзисторов). Первый униполярный транзистор, который работал по принципу, предложенному Шокли, продемонстрировали Дейки и Росс [2]. Впоследствии они учли влияние полевой зависимости подвижности на характеристики полевого транзистора с  $p-n$ -переходом [3].

Полевой транзистор типа металл—полупроводник (МП-транзистор) был предложен в 1966 г. [4], а затем был изготовлен на GaAs, эпитаксиально выращенном на полуизолирующей GaAs-подложке [5]. Принцип действия МП-транзистора идентичен принципу работы полевого транзистора с  $p-n$ -переходом в качестве затвора. Различие состоит лишь в том, что в МП-транзисторе в качестве затвора использован выпрямляющий контакт металл—полупроводник (вместо  $p-n$ -перехода). МП-транзисторы обладают технологическими и некоторыми другими достоинствами. Так, например, при изготовлении МП-транзисторов используются сравнительно низкотемпературные технологические процессы, в то время как для создания полевого транзистора с  $p-n$ -переходом требуется высокотемпературная диффузия. Отметим также малое сопротивление и малое падение напряжения вдоль канала МП-транзистора. Кроме того, в МП-транзисторах оказываются допустимыми более высокие уровни рассеиваемой мощности (металлический затвор является хорошим теплоотводом). Однако полевые транзисторы с  $p-n$ -переходом допускают применение некоторых специфических затворных структур (таких, как гетеропереходы, затворы с буферным слоем и т. д.) для улучшения высокочастотных характеристик.

На рис. 1 показано «генеалогическое» дерево полевых транзисторов. Кроме рассматриваемых в настоящей главе полевых

<sup>1</sup> В англоязычной литературе эти приборы называются — junction field-effect transistor (JFET) и metal — semiconductor field-effect transistor (MESFET). — Прим. перев.

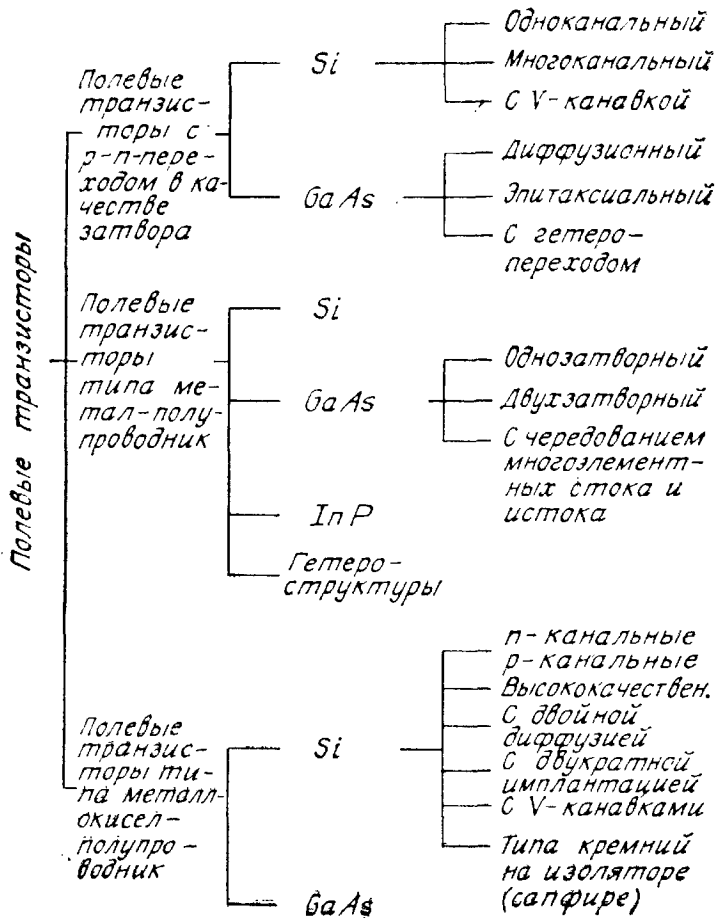


Рис. 1. «Генеалогическое» дерево полевых транзисторов.

транзисторов с  $p-n$ -переходом и МП-транзисторов к этому классу приборов относятся и МОП-транзисторы (металл-окисел-полупроводник), свойства которых рассмотрены в гл. 8. В настоящее время относящиеся к этим трем классам полевых транзисторов разнообразные приборы на всевозможных полупроводниковых материалах довольно хорошо изучены. Для более подробного ознакомления с рабочими характеристиками, шумовыми свойствами и СВЧ-модификациями полевых транзисторов можно рекомендовать работы [6—8].

Полевые транзисторы обладают достоинствами при их использовании в аналоговых переключателях, усилителях с высокоомным входом, СВЧ-усилителях и интегральных схемах. Они имеют существенно более высокое входное сопротивление, чем биполярные транзисторы, что облегчает их сопряжение со стандартными СВЧ-устройствами. В области высоких токов полевые транзисторы имеют отрицательный температурный коэффициент, т. е. ток в данных приборах уменьшается с повышением температуры. Благодаря этому возникает более однородное распределение температуры по площади прибора и снижается вероятность развития

теплового или вторичного пробоя, характерного для биполярных транзисторов. Высокая термостабильность наблюдается даже в полевых транзисторах с большой активной площадью канала, а также в схемах, в которых большое число этих приборов включено параллельно. Поскольку полевые транзисторы являются униполярными приборами, они не чувствительны к эффектам накопления нерасношенных носителей, и поэтому имеют более высокие граничные частоты и скорости переключения. Кроме того, поскольку характеристики полевых транзисторов линейны либо квадратичны (а не экспоненциальны), они оказываются значительно менее чувствительными к перекрестным наводкам, чем биполярные транзисторы.

## 6.2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИБОРОВ

Полевой транзистор с  $p-n$ -переходом в качестве затвора показан на рис. 2. Он представляет собой проводящий канал с двумя омическими контактами — стоком и истоком. Когда на сток подано положительное напряжение  $V_D$  относительно истока, электроны в канале перемещаются от истока к стоку. Третий электрод структуры — затвор — образует выпрямляющий  $p-n$ -переход с каналом. Очевидно, что сопротивление канала будет изменяться с изменением толщины обедненных слоев, распространяющихся в канал, поэтому рассматриваемый полевой транзистор представ-

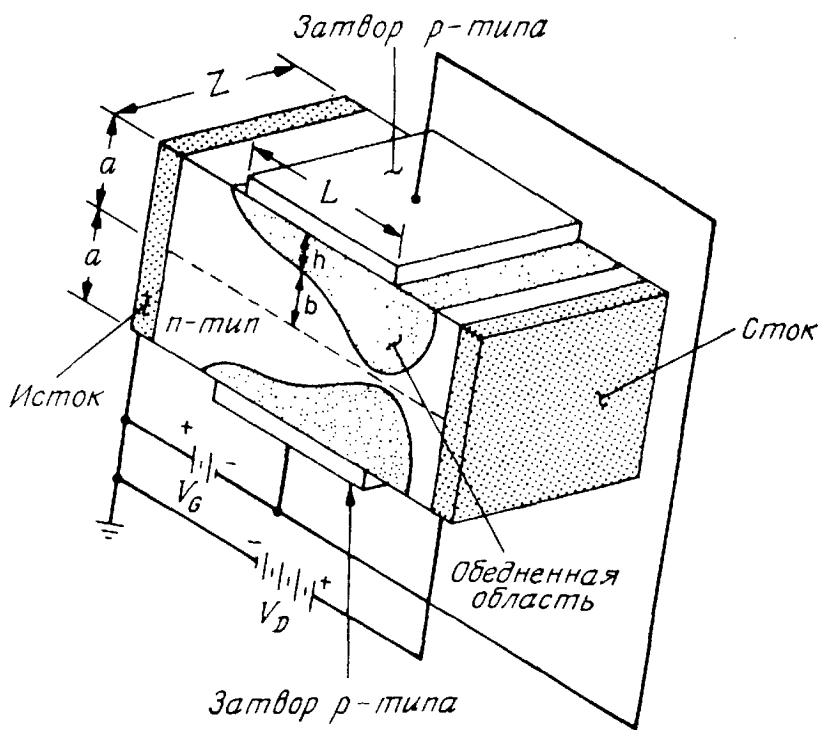


Рис. 2. Полевой транзистор с  $p-n$ -переходом в качестве затвора (модель Шокли) [2].

ляет собой резистор, управляемый напряжением на затворе. На рис. 2 указаны также основные размеры, характеризующие эту структуру: длина канала (или длина затвора)  $L$ , его ширина  $Z$  и глубина  $a$ . Кроме того, показаны локальная ширина обедненного слоя  $h$  и соответствующая локальная глубина проводящего канала  $b$ . Полярность приложенных напряжений соответствует рассматриваемому  $n$ -канальному полевому транзистору. Для  $p$ -канального прибора полярность питающих напряжений должна быть противоположной. Обычно исток полевого транзистора заземляют и напряжения затвора и стока отсчитывают по отношению к заземленному истоку.

В отсутствие напряжений смещения ( $V_G = V_D = 0$ ) прибор находится в термодинамическом равновесии, и все токи равны нулю. При фиксированном напряжении смещения на затворе  $V_G$  (нулевом или отрицательном) ток канала увеличивается с ростом напряжения на стоке  $V_D$  до тех пор, пока при некотором сравнительно большом напряжении  $V_D = V_{D\text{ sat}}$  не происходит насыщения тока  $I_D = I_{D\text{ sat}}$ . Типичные вольт-амперные характеристики полевого транзистора с  $p$ - $n$ -переходом приведены на рис. 3. На этих характеристиках следует различать три области: линейную (при малых напряжениях на стоке), где ток стока  $I_D$  пропорционален  $V_D$ ; область насыщения, где ток стока  $I_D = I_{D\text{ sat}}$  не зависит от напряжения стока; область пробоя, где ток стока стремительно увеличивается для сравнительно небольших приращений напряжения  $\Delta V_D$ . При увеличении отрицательного на-

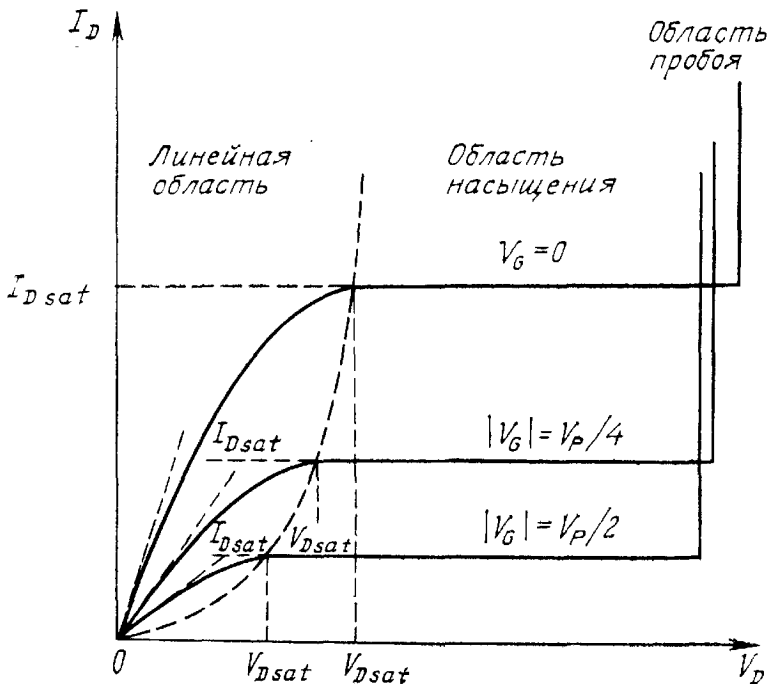


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики полевого транзистора с  $p$ - $n$ -переходом.



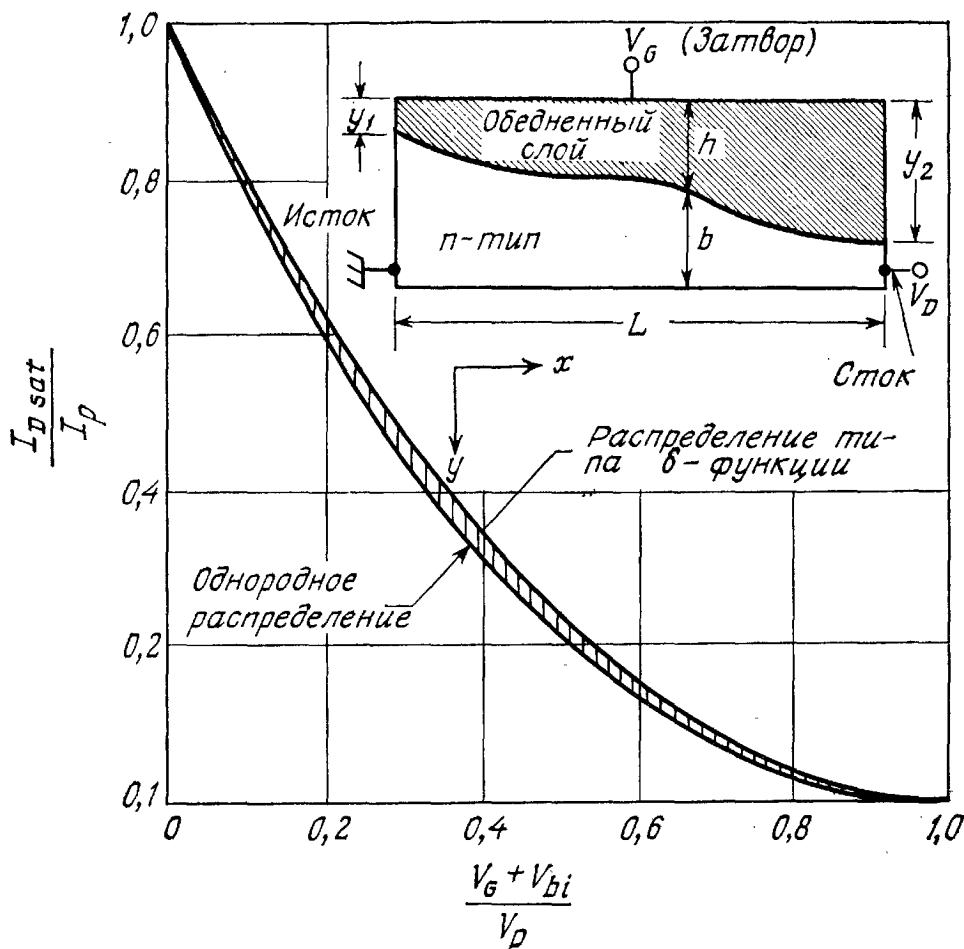


Рис. 4. Передаточные характеристики длинноканального полевого транзистора для двух предельных распределений легирующей примеси в канале. На вставке показано поперечное сечение верхней половины прибора ( $y_1$  и  $y_2$  — ширина обедненного слоя у истока и стока,  $h$  — локальная толщина обедненного слоя) [9, 10].

пряжения смещения на затворе  $V_G$  ток насыщения  $I_{D\text{ sat}}$  и напряжение, соответствующее началу насыщения  $V_{D\text{ sat}}$ , уменьшаются. Это обусловлено понижением начальной глубины проводящего канала, что в свою очередь приводит к большему начальному (при  $V_D = 0$ ) сопротивлению канала транзистора.

Проведем теперь анализ вольт-амперных характеристик длинноканального ( $L \gg a$ ) полевого транзистора с  $p$ — $n$ -переходом, воспользовавшись при этом следующими предположениями:

1) приближением плавного канала; 2) приближением резкого края обедненного слоя; 3) независимостью подвижности носителей тока от электрического поля. Более общий анализ, включающий короткоканальные и двумерные эффекты, проведен в разд. 6.3. Учитывая симметрию прибора (рис. 2), рассмотрим только верхнюю половину полевого транзистора (рис. 4, вставка).

### 6.2.1. Однородно легированный канал

Приближение плавного канала состоит в том, что для распределения потенциала в обедненном слое можно записать одномерное уравнение Пуассона

$$-\frac{d^2V}{dy^2} = \frac{d\mathcal{E}_y}{dy} = \frac{\rho(y)}{\varepsilon_s}, \quad (1)$$

которое для однородно легированного канала в приближении резкой границы обедненного слоя имеет вид

$$-\frac{d^2V}{dy^2} = \frac{qN_D}{\varepsilon_s}. \quad (1a)$$

Здесь  $\mathcal{E}_y$  — поперечное электрическое поле (в направлении  $y$ ). Отсюда для локальной ширины обедненного слоя  $h$  находим

$$h = \{2\varepsilon_s [V(x) + V_G + V_{bi}]/qN_D\}^{1/2}, \quad (2)$$

где  $V_{bi}$  — встроенный потенциал  $p^+ - n$ -перехода (контактная разность потенциалов), равный  $(kT/q) \ln(N_D/n_i)$ , а  $V(x)$  — локальное значение потенциала в сечении проводящего канала на расстоянии  $x$  от истока. Отметим, что в  $n$ -канальных приборах напряжение на затворе отрицательно по отношению к истоку, так что  $V_G$  в выражении (2) и последующих выражениях обозначает абсолютное значение напряжения на затворе. В соответствии с формулой (2) ширина обедненного слоя на границах канала (у стока и истока) определяется выражением

$$\begin{aligned} y_1 &= [2\varepsilon_s (V_G + V_{bi})/qN_D]^{1/2} \text{ при } x = 0, \\ y_2 &= [2\varepsilon_s (V_D + V_G + V_{bi})/qN_D]^{1/2} \text{ при } x = L. \end{aligned} \quad (3)$$

Когда величина  $y_2$  становится равной  $a$ , происходит смыкание обедненных областей от верхнего и нижнего затвора у стока (отсечка канала). Из этого условия для напряжения отсечки канала (начало области насыщения) получим

$$V_P = V(y_2 = a) \equiv qN_D a^2 / 2\varepsilon_s. \quad (4)$$

Воспользовавшись дифференциальным законом Ома, для плотности тока  $J_x$  в проводящем канале запишем

$$J_x = \sigma(x) \mathcal{E}_x. \quad (5)$$

Для случая однородного легирования имеем

$$J_x = qN_D \mu \mathcal{E}_x. \quad (5a)$$

Здесь  $\sigma_{(x)}$  — проводимость,  $\mu$  — подвижность электронов, которая предполагается не зависящей от электрического поля, а  $\mathcal{E}_x = -dV/dx$  — продольное электрическое поле в канале. Полный

ток в рассматриваемой верхней половине канала определяется выражением

$$I_D = qN_D\mu \left( \frac{dV}{dx} \right) (a - h) Z \quad (6)$$

или 
$$I_D dx = Z\mu qN_D (a - h) dV. \quad (6a)$$

Выразив с помощью соотношения (2) дифференциал напряжения  $dV$ :

$$dV = \frac{qN_D}{\epsilon_s} h dh, \quad (7)$$

после интегрирования выражения (6a) от  $x = 0$  до  $x = L$  получим

$$I_D = \frac{1}{L} \int_{y_1}^{y_2} z\mu qN_D (a - h) \frac{qN_D}{\epsilon_s} h dh =$$

$$= \frac{Z\mu q^2 N_D^2 a^3}{6\epsilon_s L} \left[ \frac{3}{a^2} (y_2^2 - y_1^2) - \frac{2}{a^3} (y_2^3 - y_1^3) \right]. \quad (8)$$

Обозначим множитель перед квадратной скобкой символом

$$I_P \equiv Z\mu q^2 N_D^2 a^3 / 6\epsilon_s L \quad (9)$$

и назовем его током отсечки канала. Введя безразмерные длины

$$u \equiv h/a = [(V + V_G + V_{bi})/V_P]^{1/2},$$

$$u_1 \equiv y_1/a = [(V_G + V_{bi})/V_P]^{1/2}, \quad (10)$$

$$u_2 \equiv y_2/a = [(V_D + V_G + V_{bi})/V_P]^{1/2},$$

выражение (8) запишем в виде

$$I_D = I_P [3(u_2^2 - u_1^2) - 2(u_2^3 - u_1^3)], \quad (11)$$

или

$$I_D = I_P \{3V_D/V_P - 2[(V_D + V_G + V_{bi})^{3/2} - (V_G + V_{bi})^{3/2}]/V_P^{3/2}\}. \quad (11a)$$

При фиксированном напряжении на затворе  $V_G$  максимальное значение тока (ток насыщения  $I_{D \text{ sat}}$ ) соответствует отсечке канала. Подставив в выражение (11)  $u_2 = 1$  ( $y_2 = a$ ), получим

$$I_{D \text{ sat}} = I_P (1 - 3u_1^2 + 2u_1^3) =$$

$$= I_P \left[ 1 - 3 \left( \frac{V_G + V_{bi}}{V_P} \right) + 2 \left( \frac{V_G + V_{bi}}{V_P} \right)^{3/2} \right]. \quad (12)$$

Вольт-амперные характеристики полевого транзистора с  $p-n$ -переходом, рассчитанные по формуле (11a), приведены на рис. 3.

Величина тока насыщения  $I_{D \text{ sat}}$  на этих графиках определяется выражением (12), а напряжение, соответствующее началу насыщения:

$$V_{D \text{ sat}} = V_P - V_G - V_{bi} = \frac{qN_D a^2}{2\epsilon_s} - V_G - \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_D}{n_i} \right). \quad (13)$$

При дальнейшем увеличении напряжения на стоке транзистора ток стока изменяется слабо и остается примерно равным току насыщения до тех пор, пока не начнется лавинный пробой  $p^+ - n$ -диода затвор—канал, после чего ток стока резко возрастает при увеличении напряжения. Отметим, что лавинный пробой происходит вблизи стока, где обратное смещение диода затвор—канал максимально:

$$V_B = V_D + V_G, \quad (14)$$

или

$$V_D = V_B - V_G.$$

Как уже говорилось выше,  $V_G$  обозначает абсолютную величину отрицательного напряжения на затворе. Если  $V_G = 0$ , лавинный пробой происходит при напряжении на стоке, равном  $V_B$ . Если  $V_G > 0$ , пробой диода затвор—канал наступает при том же напряжении пробоя  $V_B$ , но требуемое теперь для этого напряжение на стоке оказывается равным  $V_B - V_G$ .

Из уравнения (11) можно получить два важных параметра: крутизну

$$g_m \equiv \frac{\partial I_D}{\partial V_G} = \frac{2Z\mu q N_D}{L} (y_2 - y_1) \quad (15a)$$

и проводимость канала, которую иногда называют проводимостью стока:

$$g_D \equiv \frac{\partial I_D}{\partial V_D} = \frac{2Z\mu q N_D}{L} (a - y_2). \quad (15b)$$

В линейной области характеристики ( $V_D \rightarrow 0$ ) проводимость канала определяется выражением

$$g_{D0}(V_D \rightarrow 0) = g_{\text{макс}} \left( 1 - \sqrt{\frac{V_G + V_{bi}}{V_P}} \right), \quad (16)$$

где  $g_{\text{макс}} \equiv qN_D a \mu Z/L$ . В области насыщения крутизна  $g_m$  равна

$$g_m = \frac{\partial I_{D \text{ sat}}}{\partial V_G} = g_{\text{макс}} (1 - u_1) = g_{\text{макс}} \left( 1 - \sqrt{\frac{V_G + V_{bi}}{V_P}} \right). \quad (17)$$

Отметим полную идентичность выражений (16) и (17).

### 6.2.2. Канал с произвольным профилем легирования [9]

Для полевых транзисторов с произвольным профилем легирования канала определим поверхностную плотность заряда выражением

$$Q(Y) \equiv \int_0^Y \rho(y) dy \quad [\text{Кл/см}^2] \quad (18)$$

или

$$Q(h) \equiv \int_0^h \rho(y) dy \quad [\text{Кл/см}^2], \quad (18a)$$

где  $\rho(y)$  — объемная плотность заряда, Кл/см<sup>3</sup>. Зависимость локального напряжения обратного смещения диода затвор—канал  $V(h)$  от  $h$  и  $\rho(y)$  можно определить из уравнения Пуассона (1). Интегрируя последнее от  $y = 0$  до  $y = h$ , получим

$$\mathcal{E}_y \equiv -\frac{\partial V}{\partial y} = \frac{1}{\epsilon_s} \int_0^y \rho(y) dy + \text{const.} \quad (19)$$

Постоянная интегрирования в выражении (19) определяется граничным условием на краю обедненного слоя:  $\mathcal{E}_y = 0$  при  $y = h$ . Отсюда получим

$$\frac{\partial V}{\partial y} = \frac{1}{\epsilon_s} \left[ \int_0^h \rho(y) dy - \int_0^y \rho(y) dy \right] = \frac{1}{\epsilon_s} [Q(h) - Q(y)]. \quad (20)$$

Интегрируя снова от  $y = 0$  до  $y = h$ , найдем

$$V(h) = \frac{1}{\epsilon_s} \left[ Q(h) \int_0^h dy - \int_0^h Q(y) dy \right] = \frac{1}{\epsilon_s} \left[ hQ(h) - \int_0^h Q(y) dy \right] \quad (21)$$

или после интегрирования по частям

$$V(h) = \frac{1}{\epsilon_s} \int_0^h y\rho(y) dy. \quad (22)$$

Напомним, что напряжение  $V(h)$  наряду с приложенными напряжениями смещения содержит контактную разность  $V_{bi}$ . Положив в выражении (22) величину  $h$  равной  $a$ , получим напряжение отсечки канала

$$V_P = V(h = a) = \frac{1}{\epsilon_s} \int_0^a y\rho(y) dy. \quad (23)$$

Дифференцируя выражение (22), получим соотношение

$$dV/dh = h\rho(h)/\epsilon_s, \quad (24)$$

из которого следует, что приращение напряжения, необходимое для определенного уширения обедненного слоя, пропорционально ширине этого слоя и объемной плотности заряда на его границе. Для локальной удельной емкости перехода (на единицу площади) получим

$$C \equiv dQ(h)/dV = \left(\frac{dQ}{dh}\right) \left(\frac{dh}{dV}\right) \quad [\Phi \cdot \text{см}^{-2}]. \quad (25)$$

Следовательно, обедненный слой можно рассматривать как плоский конденсатор с межэлектродным зазором, равным  $h$ , поскольку его дифференциальная емкость не зависит от профиля распределения заряда внутри обедненной области.

Найдем теперь выражение для вольт-амперной характеристики полевого транзистора и его крутизны. Из дифференциального закона Ома (5) для полного тока вместо выражения (6) следует написать

$$I_D = Z\mu \frac{dV}{dx} \int_h^a \rho(y) dy \quad (26)$$

или

$$I_D dx = Z\mu (dV/dh) dh \int_h^a \rho(y) dy. \quad (26a)$$

Подставив сюда выражение (24) и интегрируя по  $x$  с граничными условиями  $h = y_1$  при  $x = 0$  и  $h = y_2$  при  $x = L$ , получим

$$\int_0^L I_D dx = I_D L = \frac{2Z\mu}{\epsilon_s} \int_0^L h\rho(h) dh \int_h^a \rho(y) dy \quad (27)$$

или

$$I_D = \frac{2Z\mu}{\epsilon_s L} \int_{y_1}^{y_2} [Q(a) - Q(h)] h\rho(h) dh. \quad (28)$$

Это есть основное уравнение, определяющее вольт-амперные характеристики длинноканального полевого транзистора с произвольным профилем легирования в канале.

Дифференцируя выражение (28), получим уравнение для крутизны

$$g_m \equiv \frac{\partial I_D}{\partial V_G} = \frac{\partial I_D}{\partial y_1} \frac{\partial y_1}{\partial V_G} + \frac{\partial I_D}{\partial y_2} \frac{\partial y_2}{\partial V_G}. \quad (29)$$

Вычислив соответствующие частные производные из выражений (24) и (28), найдем

$$g_m = \frac{2Z\mu}{L} [Q(y_2) - Q(y_1)]. \quad (29a)$$

Отметим, что, согласно выражению (29a), крутизна транзистора равна проводимости прямоугольной части канала, ограниченной в поперечном направлении плоскостями  $y = y_1$  и  $y = y_2$ . Аналогичным образом из выражений (24) и (28) для проводимости канала получим

$$g_D = \frac{\partial I_D}{\partial V_D} = \frac{2Z\mu}{L} [Q(a) - Q(y_2)]. \quad (30)$$

Как и следовало ожидать, дифференциальная проводимость канала  $g_D$  становится равной нулю при  $y_2 \approx a$ , т. е. когда  $V_D + V_G = V_P - V_{bi}$  (отсечка канала). Сравним между собой выражения (29a) и (30) для крутизны и дифференциальной проводимости полевого транзистора. С одной стороны, согласно выражению (30), в линейной области ( $V_D \rightarrow 0$ ,  $y_2 \rightarrow a$ ) дифференциальная проводимость  $g_D$  пропорциональна  $[Q(a) - Q(y)]$ . С другой стороны, в области насыщения ( $V_D + V_G \geq V_P$ ,  $y_2 \rightarrow a$ ) крутизна  $g_m \sim [Q(a) - Q(y_1)]$ , т. е. пропорциональна той же разности зарядов. Тем самым мы получили полезное соотношение

$$\begin{aligned} g_{D0}(V_D \rightarrow 0) &= g_m(V_D \gg V_P) = \frac{2Z\mu}{L} [Q(a) - Q(y_1)] \equiv \\ &\equiv g_{\max} \left[ 1 - \frac{Q(y_1)}{Q(a)} \right], \end{aligned} \quad (31)$$

где  $g_{\max} \equiv \frac{2Z\mu}{L} Q(a)$ , справедливое при любом распределении легирующей примеси по глубине канала.

Рассмотренные ранее характеристики полевого транзистора с однородно легированным каналом представляют собой частный случай выведенных выше общих соотношений (выражения (28)—(30)). В табл. 1 приведены результаты, полученные с помощью выражения (28) для трех предельных профилей распределения примеси в канале [9]. В столбцах А и С приведены результаты расчета для двух предельных ситуаций, когда весь заряд сосредоточен в виде  $\delta$ -функции при  $y = 0$  или  $y = a$ . Столбец В соответствует рассмотренному выше случаю однородного легирования. Отметим, что безразмерный параметр  $g_{\max} V_P / I_P$  зависит только от распределения примеси в канале, однако изменяется в довольно ограниченных пределах (от 2 до 4). Приведем здесь полученное

Таблица 1. Соотношения для предельных распределений концентрации легирующей примеси в полевом транзисторе с прямоугольным каналом

Параметр	Общий множитель	Коэффициент, обусловленный характером распределения заряда в канале		
		A (весь заряд при $y = a$ )	B (однородное распределение)	C (весь заряд при $y = 0$ )
$g_{\max}$	$\frac{2Z\mu\alpha}{L}$	1	1	1
$V_P$	$\frac{4\alpha a^2}{\epsilon_s}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{8}$	0
$I_P$	$\frac{8Z\mu\rho^2 a^3}{\epsilon_s L}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{24}$	0
$\frac{g_{\max} V_P}{I_P}$	1	2	3	4

в случае A выражение для передаточной характеристики транзистора в области насыщения

$$I_{D \text{ sat}} = I_P \left[ 1 - \left( \frac{V_G + V_{bi}}{V_P} \right) \right]^2. \quad (32)$$

Соответствующая зависимость показана на рис. 4 вместе с графиком формулы (12) для однородно легированного канала. Отметим, что эти характеристики оказались неожиданно близки друг к другу. Таким образом, различным распределениям примеси по глубине канала, промежуточным между этими предельными ситуациями, соответствует весьма узкая область (заштрихованная на рис. 4). Расположенные в ней характеристики хорошо аппроксимируются выражением

$$\left[ 1 - \left( \frac{V_G + V_{bi}}{V_P} \right) \right]^n$$

с показателем  $n = 2-2,25$  [10].

### 6.2.3. Нормально закрытый полевой транзистор

Электрические символы, обозначающие полевые транзисторы с  $p-n$ -переходом и МП-транзисторы, показаны на рис. 5. Выше мы рассматривали нормально открытый  $n$ -канальный полевой транзистор (обедненного типа), т. е. прибор, в котором проводящий канал существует при нулевом напряжении на затворе ( $V_G = 0$ ),



Тип канала Тип прибора	<i>n</i> -тип	<i>p</i> -тип
Нормально открытый (обедненного типа)		
Нормально закрытый (обогащенного типа)		

Рис. 5. Электрические символы для обозначения нормально открытых и нормально закрытых полевых транзисторов с *p-n*-переходом и МП-транзисторов.

С точки зрения применений в маломощных высокочастотных схемах представляют интерес нормально закрытые *n*-канальные транзисторы (обогащенного типа), в которых канал настолько узок, что при  $V_G = 0$  он уже перекрыт встроенным потенциалом *p<sup>+</sup>-n*-перехода  $V_{bi}$ . В таком транзисторе ток начинает протекать, когда положительное смещение на затворе превышает определенное пороговое значение  $V_T$ , величина которого

$$V_T \simeq V_{bi} - V_P \quad (33)$$

или

$$V_{bi} \simeq V_T + V_P. \quad (33a)$$

где  $V_P$  — напряжение отсечки канала, определяемое формулой (4) или (23). В окрестности порогового напряжения выражение для тока стока транзистора в режиме насыщения можно получить, подставив формулу (33a) для  $V_{bi}$  в соотношение (12) и затем разлагая его в ряд Тейлора по разности  $V_G - V_T$  [11]:

$$I_D = \frac{Z\mu\epsilon_s}{2aL} (V_G - V_T)^2. \quad (34)$$

Выражение (34) подобно аналогичному соотношению для МОП-транзисторов обогащенного типа (гл. 8). Различие состоит лишь в том, что для МОП-транзисторов вместо глубины канала  $a$  в соответствующей формуле фигурирует толщина диэлектрика.

Выходные вольт-амперные характеристики нормально открытых и нормально закрытых приборов аналогичны (рис. 6). Переходные характеристики этих приборов (рис. 6) отличаются друг

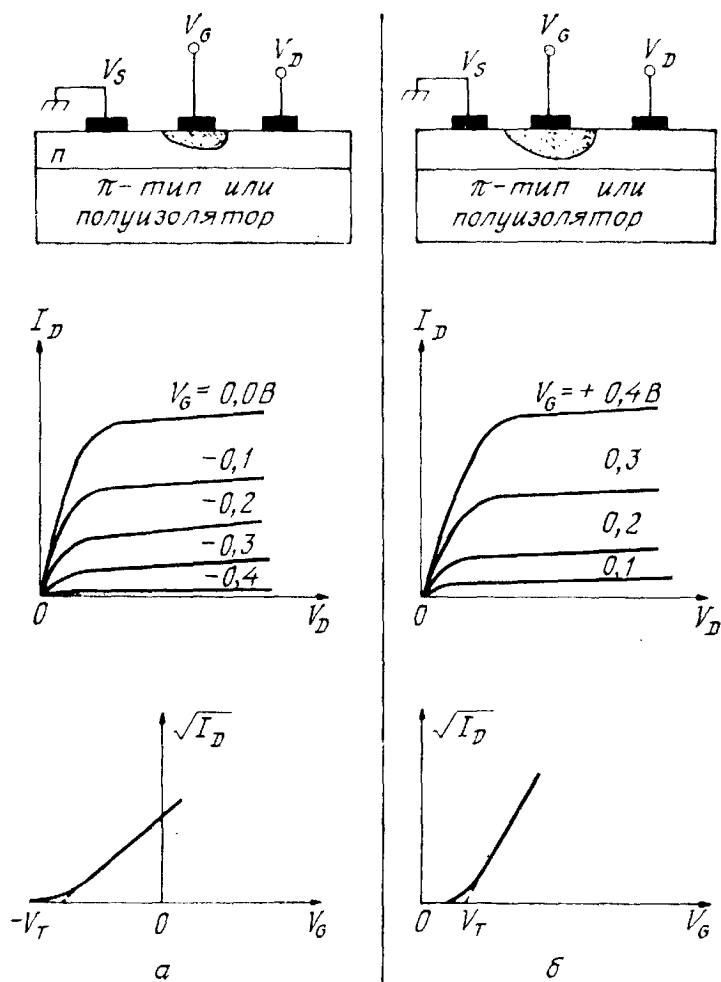


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики нормально открытого (а) и нормально закрытого (б) МП-транзисторов.

от друга положением порогового напряжения  $V_T$  на оси напряжений. В нормально закрытом транзисторе ток при  $V_G = 0$  не протекает, а начинает увеличиваться лишь при  $V_G > V_T$  (в соответствии с формулой (34)). Отметим, что, поскольку величина встроенного потенциала  $p^+ - n$ -затвора не превышает 1 В, диапазон прямых смещений на затворе транзистора ограничен величиной, равной  $\sim 0,5$  В, чтобы избежать больших токов в цепи затвора из-за инжекции. Ниже мы рассмотрим работу нормально открытых приборов. Однако все выводы будут справедливы и для нормально закрытых приборов (с точностью до соответствующего сдвига напряжений на затворе).

### 6.3. ОСОБЕННОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

#### 6.3.1. Полевая зависимость подвижности

Для длинноканальных полевых транзисторов ( $L \gg a$ ) предположения, использованные в разд. 6.2 при выводе вольт-амперных характеристик, в основном справедливы, и характеристики

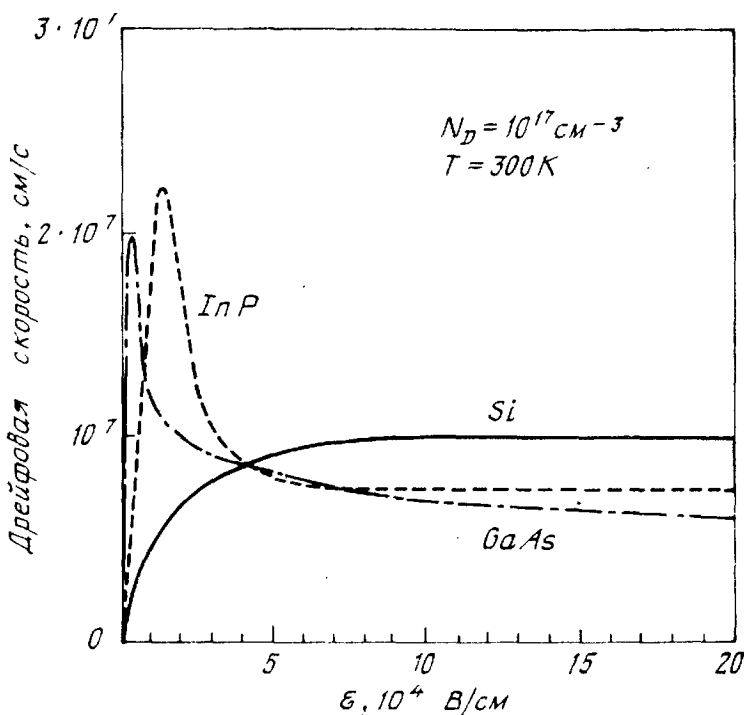


Рис. 7. Зависимость дрейфовой скорости электронов от электрического поля в Si, GaAs и InP [12, 13].

таких приборов довольно хорошо описываются соотношениями (12) или (28). Однако экспериментальные характеристики полевых транзисторов с короткими каналами (у которых отношение длины канала к его глубине не слишком велико) существенно отличаются от результатов приближенной теории. Одной из главных причин такого отличия является зависимость подвижности носителей тока от величины электрического поля, которая приводит к насыщению дрейфовой скорости при больших значениях поля. Зависимость дрейфовой скорости от электрического поля в Si, GaAs и InP приведена на рис. 7 [12, 13]. При малых полях дрейфовая скорость увеличивается пропорционально электрическому полю, а коэффициент этой пропорциональности и есть подвижность ( $\mu \equiv dv/d\mathcal{E}$ ). В кремнии дрейфовая скорость монотонно увеличивается с электрическим полем и достигает скорости насыщения  $v \approx 10^7$  см/с при полях, превышающих  $5 \cdot 10^4$  В/см. В GaAs и InP зависимость  $v(\mathcal{E})$  немонотонна: дрейфовая скорость сначала достигает максимума, а затем уменьшается, стремясь к значениям, равным  $\sim (6-8) \cdot 10^6$  см/с.

Зависимость дрейфовой скорости от электрического поля в кремнии можно аппроксимировать простым аналитическим выражением (рис. 8)

$$v = \frac{\mu \mathcal{E}_x}{1 + \mu \mathcal{E}_x / v_{xs}} \quad (35)$$

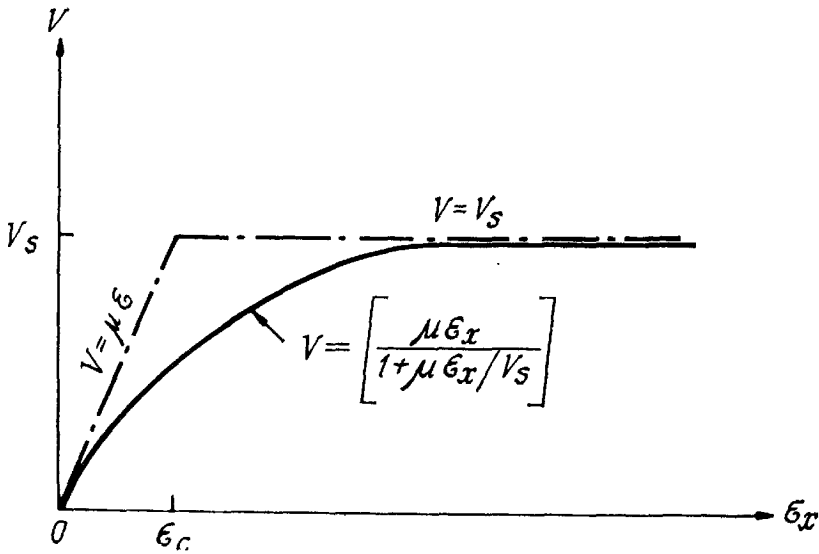


Рис. 8. Две аппроксимации полевой зависимости дрейфовой скорости.

При этом полный ток канала определяется выражением (вместо выражения (6))

$$I_D = qN_D \frac{\mu \mathcal{E}_x}{1 + \mu \mathcal{E}_x / v_s} (a - h) Z. \quad (36)$$

Используя введенные выше безразмерные глубины обедненного слоя (выражение (10)), преобразуем это выражение к виду [14]

$$I_D = 6I_P (1 - u) uu' / (1 + 2uu'z), \quad (37)$$

где

$$u' = \partial u / \partial (x/L) = (L/V_P) \mathcal{E}_x (2u)^{-1},$$

а параметр

$$z \equiv \mu V_P / v_s L \quad (38)$$

представляет собой отношение характерной скорости  $\mu V_P / L$  к скорости насыщения. Отметим, что в приближении постоянной подвижности ( $\mu = \text{const}$ )  $z = 0$ . Интегрируя выражение (37) вдоль канала от истока ( $x = 0$ ) до произвольной точки  $x$ , получим

$$x/L = \frac{I_P}{I_D} \left[ 3 \left( 1 - \frac{z}{3} \frac{I_D}{I_P} \right) (u^2 - u_1^2) - 2(u^3 - u_1^3) \right], \quad (39)$$

где, согласно граничному условию при  $x = 0$  ( $V_D = 0$ ),

$$u^2|_{x=0} \equiv u_1^2 = \frac{V_G + V_{bi}}{V_P}.$$

Подставив в выражение (39) граничное условие на стоке  $x = L$ ,  $u = u_2$ , для полного тока транзистора получим следующее выражение [14]:

$$I_D = \frac{I_P [3(u_2^2 - u_1^2) - 2(u_2^3 - u_1^3)]}{1 + \mu V_D / v_s l}. \quad (40)$$

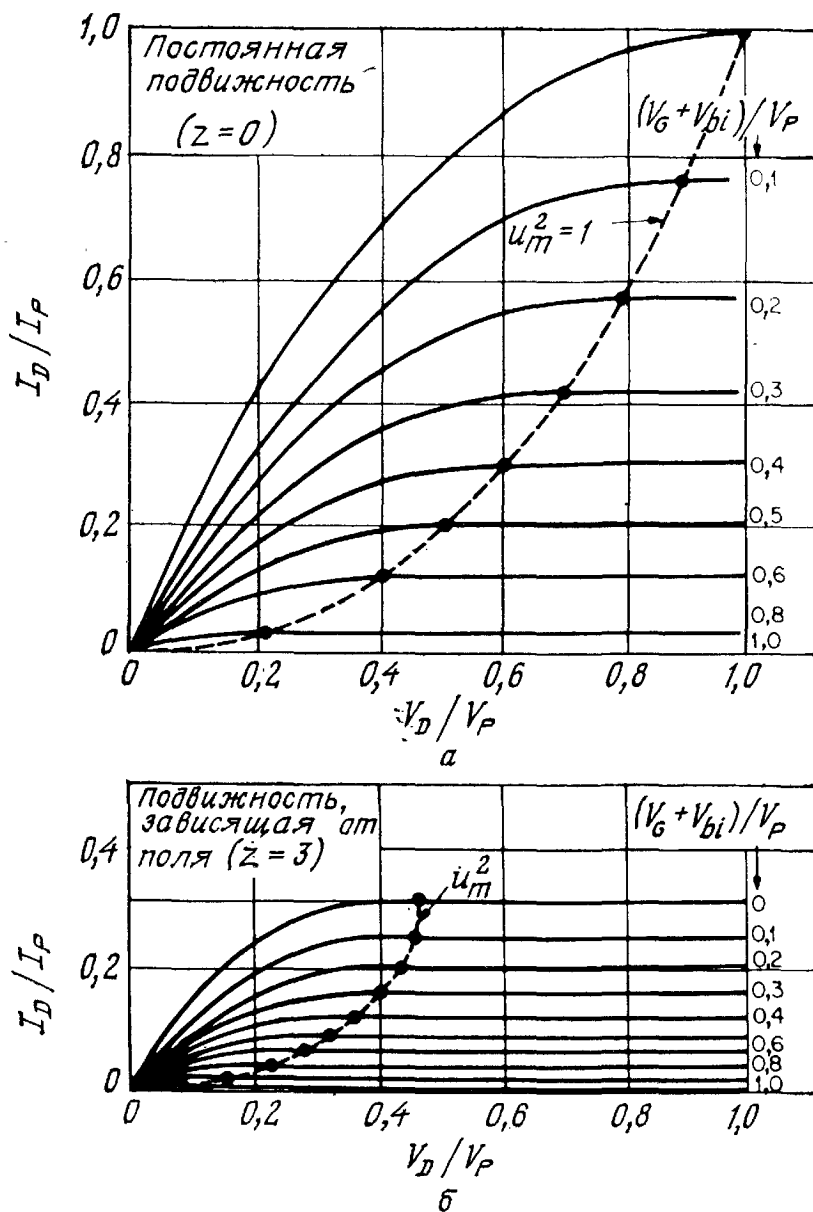


Рис. 9. Вольт-амперные характеристики, рассчитанные в приближении постоянной подвижности ( $z = 0$ ) (а) и с учетом полевой зависимости подвижности ( $z = 3$ ) (б) [14].

Из сравнения выражений (40) и (11) следует, что при одинаковых  $I_P$ ,  $u_1$  и  $u_2$  полевая зависимость подвижности уменьшает ток стока в  $(1 + \mu V_D/v_s L)$  раз. Зависимости тока  $I_D$  от напряжения стока (в относительных единицах), рассчитанные по уравнению (40) в приближении постоянной подвижности ( $z = 0$ ) и при  $z = 3$ , приведены на рис. 9. Видно, что полевая зависимость подвижности приводит к значительному уменьшению тока транзистора. Дифференцируя, находим, что выражение (40) имеет максимум при значении  $u_2 = u_m$ , которое определяется следующим уравнением:

$$u_m^3 + 3u_m \left( \frac{1}{z} - u_1^2 \right) + 2u_1^3 - \frac{3}{z} = 0. \quad (41)$$

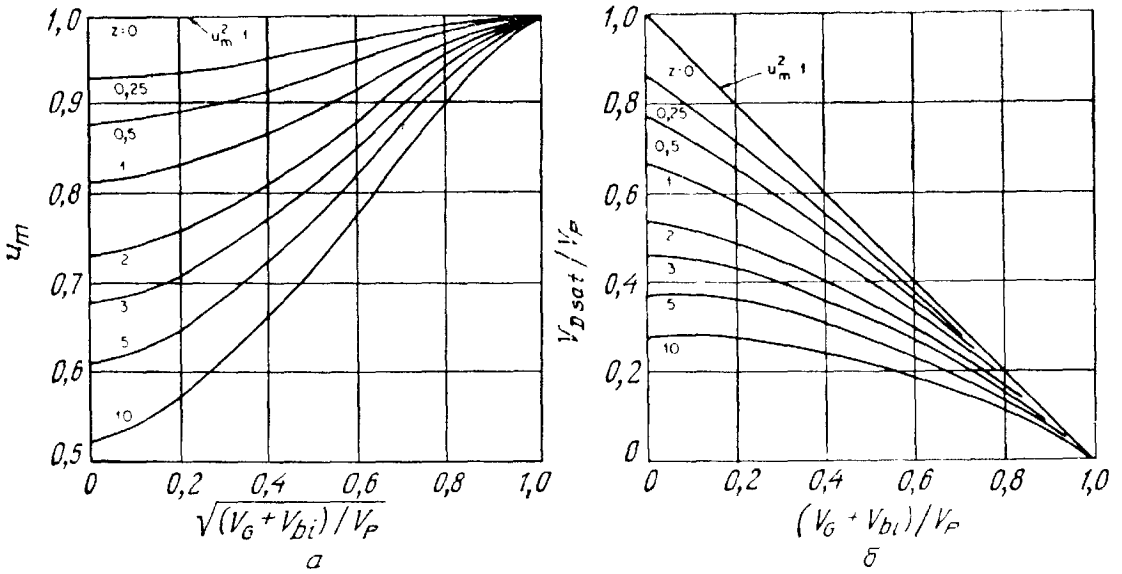


Рис. 10. Зависимость ширины обедненного слоя у стока в начале насыщения  $u_m$  от напряжения на затворе  $V_G$  и зависимость напряжения начала насыщения  $V_{D \text{ sat}}$  от  $V_G$ . (б) [14].

Выразив отсюда  $u_1^3$  через  $u_m$  и подставив его в выражение (40), получим для тока насыщения

$$I_{D \text{ sat}} = \frac{3I_P (1 - u_m)}{z}. \quad (42)$$

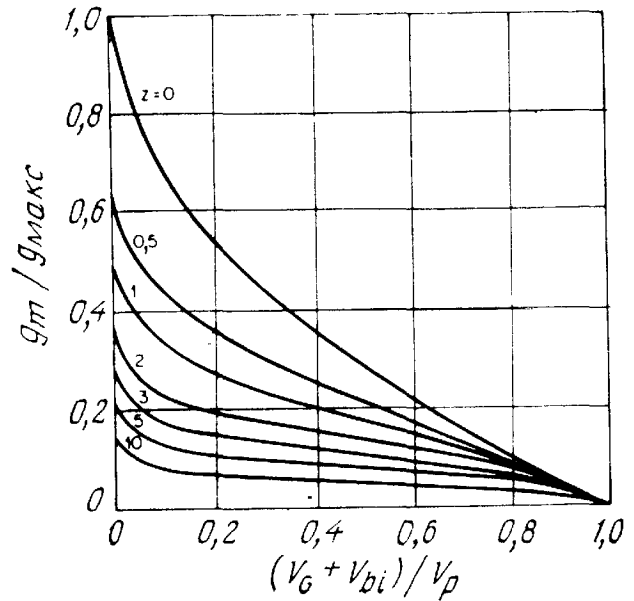
Численные решения уравнения (41) при различных  $z$  приведены на рис. 10, а. Здесь же показано и решение  $u_m = 1$  для случая постоянной подвижности ( $z = 0$ ), соответствующее граничному условию  $(V_D + V_G + V_{bi}) = V_P$ . На рис. 10, б приведены графики зависимости  $V_{D \text{ sat}}/V_P$  от  $(V_G + V_{bi})/V_P$ , т. е. зависимости напряжения начала участка насыщения от напряжения на затворе для различных значений параметра  $z$ . Отметим, что с ростом  $z$  уменьшаются ток насыщения и напряжение  $V_{D \text{ sat}}$ , соответствующее началу области насыщения тока.

Дифференцируя выражение (42), получим выражение для крутизны транзистора

$$g_m = \frac{\partial I_{D \text{ sat}}}{\partial V_G} = \frac{g_{\text{макс}} (u_m - u_1)}{1 + z (u_m^2 - u_1^2)}. \quad (43)$$

Крутизна также оказывается меньше соответствующей крутизны в приближении постоянной подвижности (выражение (17)). Последняя получается из выражения (43) при  $z = 0$  и  $u_m = 1$ . Зависимости  $g_m/g_{\text{макс}}$  от напряжения на затворе при различных  $z$  приведены на рис. 11. Отметим, что при больших значениях  $z$  крутизна транзистора становится почти не зависящей от напряжения на затворе.

Рис. 11. Зависимость безразмерной крутизны от напряжения на затворе [14].



### 6.3.2. Модель двух областей

Изложенная в предыдущем разделе модель учета полевой зависимости подвижности неплохо согласуется с экспериментальными характеристиками кремниевых короткоканальных полевых и МП-транзисторов. В GaAs полевая зависимость подвижности более сложная, чем в кремнии, и насыщение дрейфовой скорости в GaAs происходит при значительно меньших электрических полях. Поэтому для GaAs было предложено [7] использовать кусочно-линейную аппроксимацию зависимости  $v(\mathcal{E}_x)$  (рис. 8). При малых электрических полях подвижность считается постоянной, и  $v = \mu \mathcal{E}_x$ , а при  $\mathcal{E}_x > \mathcal{E}_c$  скорость носителей считается не зависящей от электрического поля ( $v = v_s$ ). При использовании этого приближения канал полевого транзистора, работающего в режиме насыщения (отсечки канала), как бы разбивается на две области (рис. 12). В области I (вблизи истока) подвижность считается постоянной и используется приближение плавного канала, описанное в разд. 6.2. В области II (вблизи стока) скорость носителей считается равной скорости насыщения ( $v = v_s$ ), а глубина проводящего канала подбирается такой, чтобы обеспечить непрерывность полного тока канала транзистора на границе этих областей. Отметим, что плоскость  $y = y_c$ , разграничивающая эти две области, теперь уже не фиксирована на стоке ( $y_c = L$ ), как в предыдущем случае (разд. 6.3.1). Напротив, положение этой области ( $L_1$ ) будет изменяться в зависимости от величины напряжений на стоке и затворе транзистора. Оно определяется условием  $\mathcal{E}_x(L_1) = \mathcal{E}_c$ . Следовательно, сформулированная выше модель двух областей должна описывать также и линейный участок вольт-амперных характеристик полевого транзистора (при этом  $L_1 = L$ , т. е. область I распространяется на весь канал).

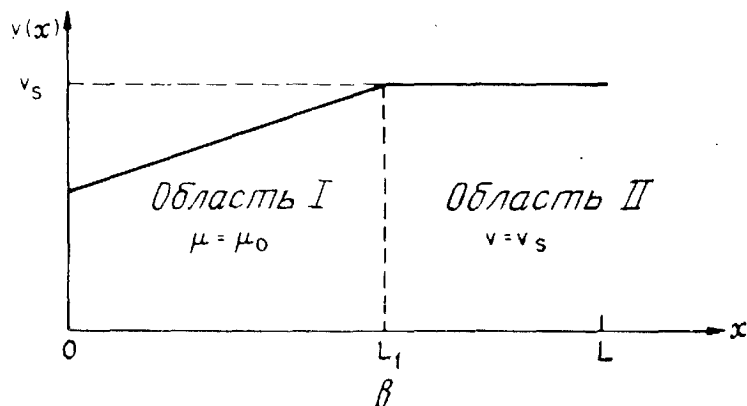
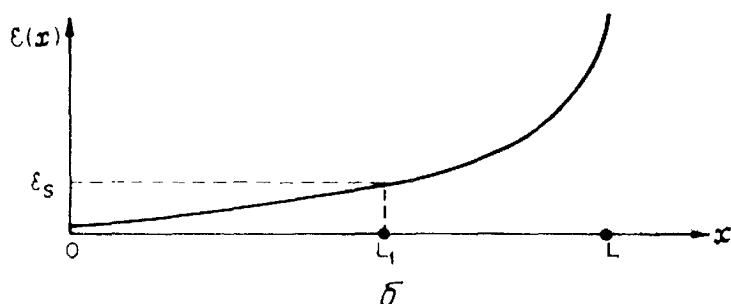
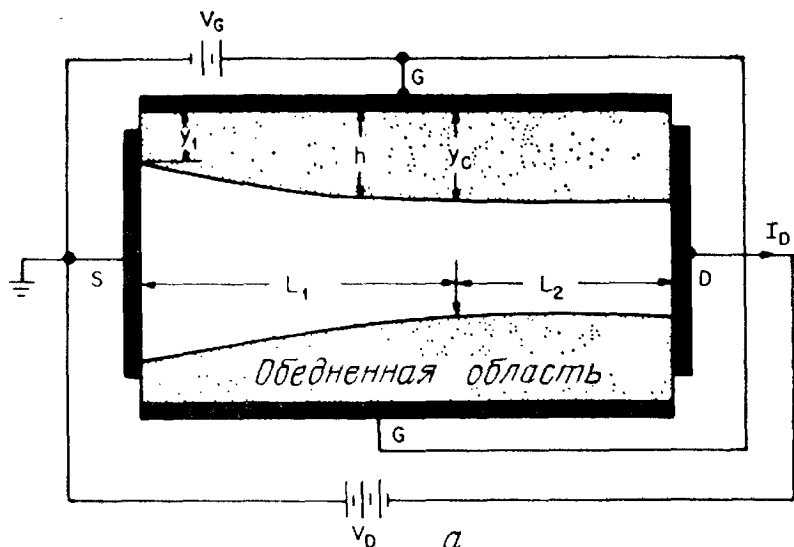


Рис. 12. Модель двух областей (область I — область с постоянной подвижностью, область II — область, где скорость носителей равна скорости насыщения) [7]

Обозначим ширину обедненного слоя в точке  $x = L_1$ , разграничивающей области I и II, символом  $y_c$  (рис. 12, а) и введем безразмерную величину  $u_c = y_c/a$ . Рассмотрим сначала область I. Интегрируя в ней уравнение (6) от  $x = 0$  до  $x = L_1$  (а не до  $x = L$ , как раньше), получим выражение

$$I_D = I_1 [3(u_c^2 - u_1^2) - 2(u_c^3 - u_1^3)], \quad (44)$$



где

$$I_1 \equiv Z\mu q^2 N_D^2 a^3 / 6\epsilon_s L_1,$$

которое отличается от выражения (11) тем, что в нем вместо  $u_2$  стоит  $u_c$ , а вместо  $I_p$  — величина  $I_1$ . Длина  $L_1$  определяется из условия непрерывности тока на границе областей I и II. Поскольку в области II носители движутся со скоростью насыщения, то

$$I_D = qN_D v_s (a - y_c) Z = I_S (1 - u_c), \quad (45)$$

где  $I_S = qN_D v_s a Z$  — ток насыщения полностью открытого канала. Приравнявая выражения (44) и (45), получим соотношение, определяющее  $L_1$ :

$$L_1 = zL \frac{(u_c^2 - u_1^2) - \frac{2}{3}(u_c^3 - u_1^3)}{1 - u_c}, \quad (46)$$

где  $z = \mu V_p / v_s L$ . Чем больше  $z$ , тем сильнее сказывается эффект насыщения дрейфовой скорости на характеристиках полевых транзисторов. В полевых СВЧ-транзисторах  $z = 2-20$ . Еще большие значения параметра  $z$  характеризуют приборы, предназначенные для работы в частотном диапазоне  $\sim 10$  ГГц.

Если безразмерные толщины обедненного слоя  $u_c$  и  $u_1$  известны, то с помощью выражения (46) можно определить  $L_1$ , а затем ток стока  $I_D$ . И наоборот, при заданных  $u_1$  и значении тока стока  $I_D$  по формуле (45) можно рассчитать  $u_c$ , а из формулы (46) определить  $L_1$ .

Чтобы получить величину падения напряжения в канале транзистора от истока до стока, нужно проинтегрировать продольное электрическое поле  $\mathcal{E}_x$  от  $x = 0$  до  $x = L$ . Часть этого напряжения в области I равна

$$V_I = V_P - V_S = V_P (u_c^2 - u_1^2). \quad (47)$$

Электрическое поле в области II определяется свободными зарядами, локализованными на электроде стока. Принимая во внимание наименьшую гармонику соответствующего решения уравнения Лапласа, для падения напряжения в области II можно написать

$$V_{II} \simeq \frac{2a}{\pi} \mathcal{E}_c \cos \frac{\pi y}{2a} \operatorname{sh} \left[ \frac{\pi(L - L_1)}{2a} \right]. \quad (48)$$

Полное падение напряжения в канале равно сумме выражений (47) и (48);

$$V_D = V_P \left\{ (u_c^2 - u_1^2) + \frac{2}{\pi} \frac{a}{zL} \operatorname{sh} \left[ \frac{\pi(L - L_1)}{2a} \right] \right\}. \quad (49)$$

Уравнения (46) и (49) являются той парой уравнений, которая позволяет исключить параметр  $L_1$  и выразить безразмерную тол-

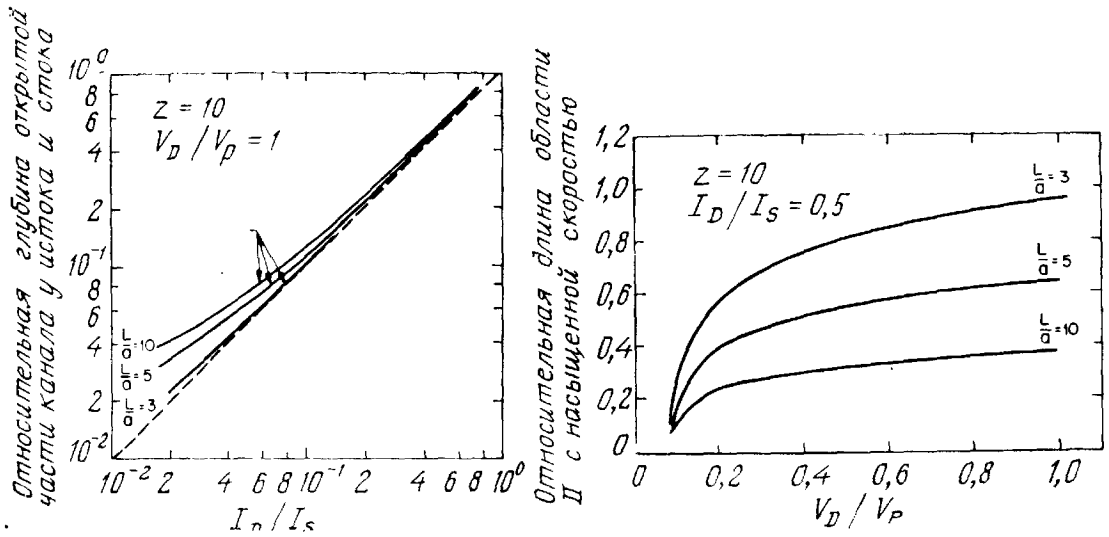


Рис. 13. Относительная глубина (а) открытой части канала в зависимости от тока стока при  $z = 10$  и  $V_D/V_P = 1$  и относительная длина (б) области с насыщенной скоростью в зависимости от напряжения на стоке при различных  $L/a$  [7].

щину  $u_c$  через напряжения на затворе  $V_G$  и стоке  $V_D$  транзистора, чтобы затем с помощью выражения (45) получить соответствующую зависимость тока стока.

На рис. 13, а показана [7] относительная глубина проводящего канала у истока ( $1 - u_1$ ) и стока ( $1 - u_c$ ) в зависимости от безразмерного тока  $I_D/I_S$  при  $z = 10$  и некоторых различных значениях отношения длины канала к глубине  $L/a$ . Следует указать, что в обычных режимах работы транзисторов отношение  $I_D/I_S$  не превышает 0,5. Отметим, что, согласно этим графикам, изменение ширины проводящего канала от истока до стока не превышает 10—20 %, за исключением области очень малых токов. Иными словами, граница между обедненной областью и проводящим каналом почти параллельна плоскости электрода затвора. Графики, приведенные на рис. 13, б, свидетельствуют о сильном проникновении области II, где дрейфовая скорость равна скорости насыщения, в канал под затвор транзистора. Так, например, при  $L/a = 3$  и  $V_D = V_P$  область II занимает примерно 95 % всей длины канала.

### 6.3.3. Модель с полностью насыщенной скоростью

Эта модель предназначена для описания характеристик приборов с очень короткими каналами, в которых, как можно предполагать, область насыщения дрейфовой скорости охватывает всю длину канала. При этом ток насыщения транзистора будет изменяться прямо пропорционально изменению ширины проводящего канала  $a - h$ , где  $h$  — ширина обедненного слоя. В простейшем

случае однородно легированного канала эта модель дает следующее выражение для тока транзистора:

$$I = qv_s Z (a - h) N_D. \quad (50)$$

Выражение (50) довольно хорошо описывает экспериментальные характеристики короткоканальных ( $L \lesssim 2$  мкм) полевых транзисторов с  $p-n$ -переходом на GaAs. Соответствующее значение скорости насыщения при этом оказывается равным  $1,2 \cdot 10^7$  см/с (при  $T = 300$  К).

Для произвольного профиля легирования канала эта модель дает

$$I = v_s Z \int_h^a \rho(y) dy. \quad (51)$$

Характер распределения электрического поля и потенциала в неоднородно легированных обедненных слоях определяется выражениями (19) и (22). Дифференцируя выражения (51) и (22), получим

$$dI/dh = v_s Z \rho(h) \quad (52a)$$

и

$$dV/dh = h\rho(h)/\epsilon_s. \quad (52b)$$

Следовательно, крутизна

$$g_m = \frac{dI}{dV} = v_s Z \epsilon_s / h (V_G). \quad (53)$$

Из этого выражения следует, что для обеспечения линейности передаточных характеристик ( $g_m = \text{const}$ ) необходимо выбирать профиль легирования так, чтобы глубина обеднения  $h$  оказалась слабо меняющейся функцией напряжения на затворе  $V_G$ . На рис. 14 приведены передаточные характеристики, рассчитанные для некоторых типичных профилей легирования [15]. Здесь напряжение  $V = V_G + V_{bi}$ , т. е. содержит также встроенный потенциал  $p^+ - n$ -затвора. Что же касается напряжения  $V_D$  (между стоком и истоком), то в рассматриваемой модели оно вообще не фигурирует. Отметим, что для всех приведенных на рис. 14 профилей легирования передаточные характеристики обладают существенной нелинейностью (линейность возникает лишь при предельных значениях параметров, характеризующих эти распределения). Последнее обстоятельство существенно отличает рассматриваемую модель с полностью насыщенной скоростью от рассмотренной выше модели с постоянной подвижностью, где изменения профиля легирования оказывают пренебрежимо малое влияние на передаточные характеристики. Согласно выражению (53), крутизна транзистора  $g_m$  уменьшается с ростом напряжения на затворе  $V_G$ , однако другой важный параметр  $g_m/C_{GS}$ , характеризующий быстродействие поле-

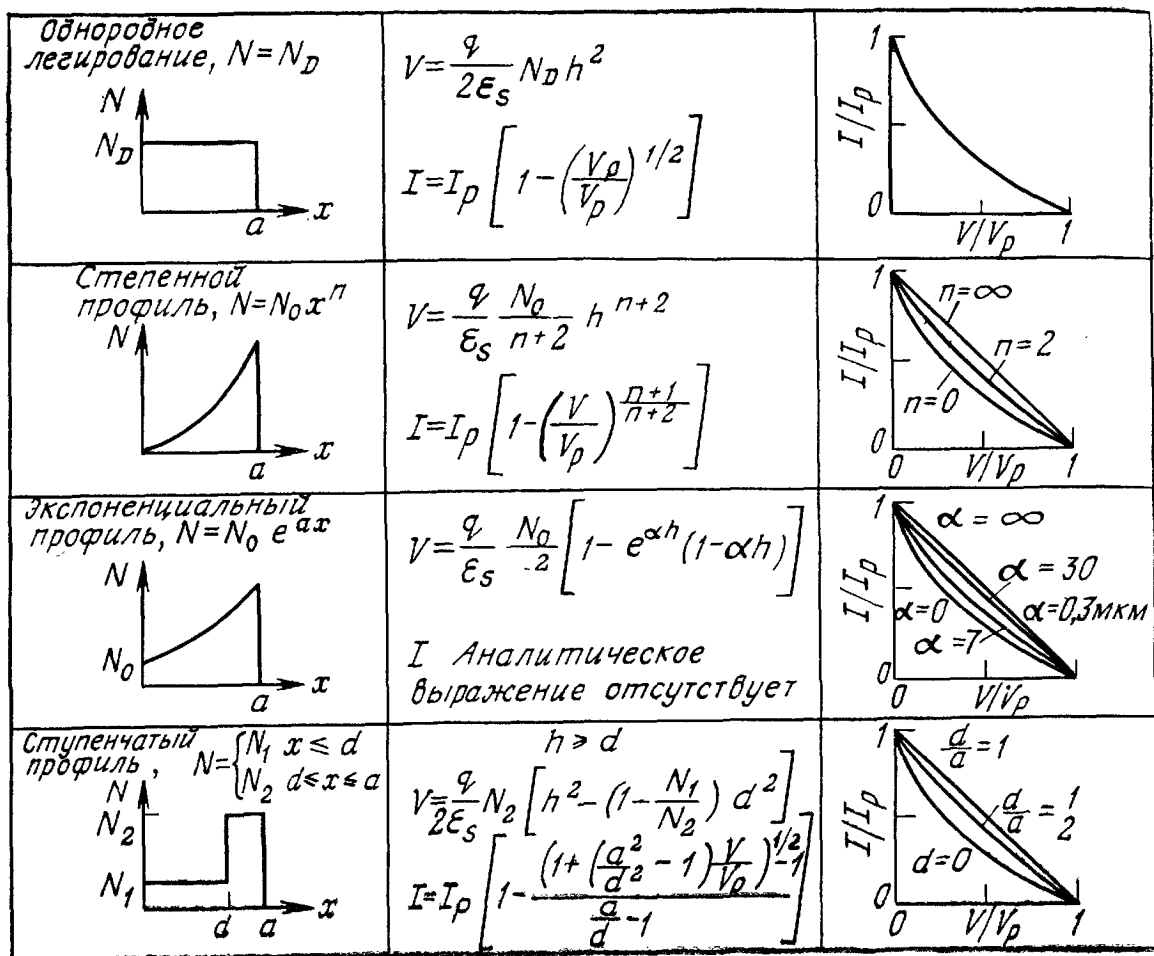


Рис. 14. Передаточные характеристики для некоторых типичных профилей легирования [15].

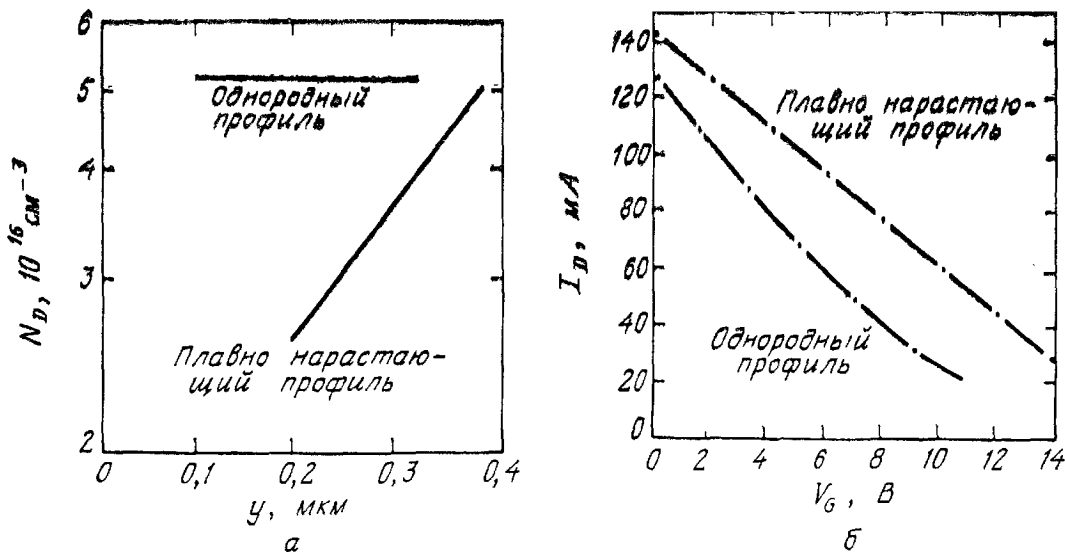


Рис. 15. Экспериментально измеренные профили легирования (а) и передаточные характеристики полевых транзисторов с плавно нарастающим и однородным профилем легирования канала (б) [16].

вого транзистора, остается при этом неизменным, поскольку емкость затвор—исток  $C_{GS} = \epsilon_s/h$  обратно пропорциональна глубине обедненного слоя, т. е.

$$g_m/C_{GS} = v_s Z = \text{const.} \quad (54)$$

Из экспериментальных результатов следует, что полевые транзисторы с плавно [16] и ступенчато легированным [17] каналом имеют передаточные характеристики с более высокой степенью линейности. Типичный пример показан на рис. 15. В транзисторе с плавно нарастающим к центру канала профилем легирования крутизна  $g_m = 9,5 \text{ МОм}^{-1}$  остается постоянной в диапазоне напряжений на затворе  $0 < V_G < 12 \text{ В}$ .

### 6.3.4. Двумерный анализ

В предыдущих разделах мы вывели аналитические соотношения для вольт-амперных характеристик полевых транзисторов с  $p$ — $n$ -переходом и МП-транзисторов, используя различные предположения. Однако в приборах с коротким каналом, в особенности при больших напряжениях на стоке, начинают доминировать двумерные эффекты, которые трудно учесть аналитически [18]. Соответствующий анализ мы проведем отдельно для кремниевых полевых транзисторов с  $p$ — $n$ -переходом и аналогичных приборов на GaAs, поскольку зависимости дрейфовой скорости от поля в этих материалах существенно различаются (рис. 7).

Рассмотрим сначала вольт-амперные характеристики тонкого слоя кремния  $n$ -типа, нанесенного на изолирующую подложку [8] (рис. 16, а). Как уже говорилось выше, при малых напряжениях на стоке этот кремниевый слой подобен резистору. При больших напряжениях темп увеличения дрейфовой скорости электронов с ростом электрического поля ослабевает, и вольт-амперная характеристика пленки отклоняется вниз от начальной прямой. При еще больших напряжениях  $V_D$  дрейфовая скорость достигает скорости насыщения, что приводит к соответствующему насыщению тока. На рис. 16, б показана модифицированная структура с затвором между стоком и истоком в виде  $p$ — $n$ -перехода или выпрямляющего контакта металл—полупроводник. Здесь обедненная область под затвором действует как слой изолятора, что сокращает область канала, «открытую» для протекания электронного тока. Ширина обедненного слоя определяется величиной приложенных напряжений. При малом напряжении на стоке и затворе, закороченном на исток (рис. 16, б), обедненный слой под затвором уменьшает поперечное сечение проводящего канала  $b < a$ . Следовательно, сопротивление между стоком и затвором увеличивается.

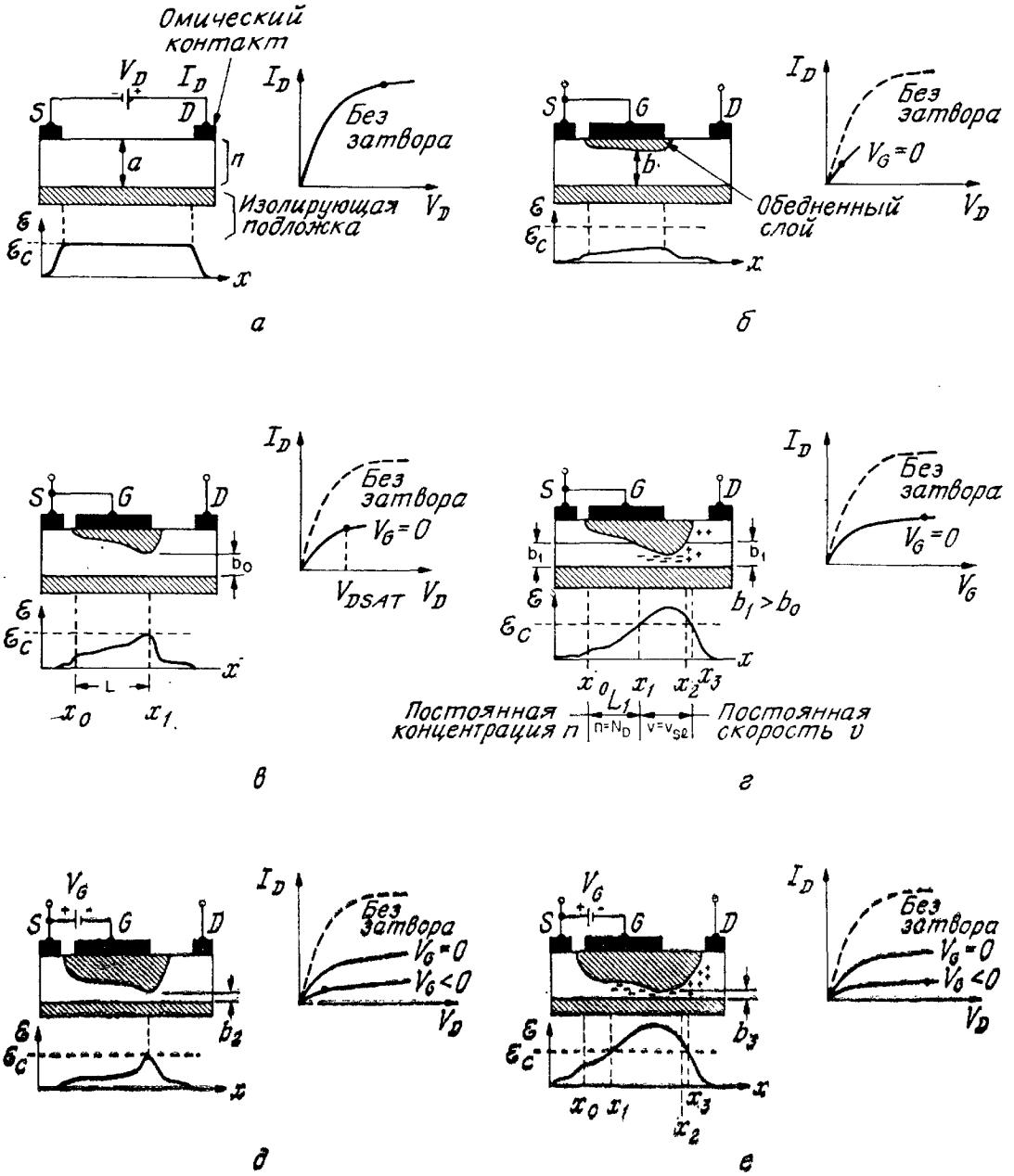


Рис. 16. Распределение электрического поля и вольт-амперные характеристики кремниевых МП-транзисторов при различных соотношениях напряжений на стоке и затворе [8].

Используя закон сохранения полного тока, для любого поперечного сечения канала можно написать

$$I_D = Zq n(x) v(x) b(x). \quad (55)$$

Концентрация электронов  $n(x)$  равна концентрации легирующей примеси  $N_D$ , пока электрическое поле не превышает критического значения  $\mathcal{E}_c$ . Потенциал вдоль канала увеличивается от нуля на истоке до  $V_D$  на стоке. Следовательно, обратное смещение перехода затвор—канал и локальная ширина обедненного слоя также уве-

личиваются по мере приближения к стоку. Результирующее уменьшение ширины проводящего канала должно быть скомпенсировано соответствующим увеличением продольного электрического поля и дрейфовой скорости электронов, чтобы величина полного тока оставалась неизменной по длине канала. С увеличением напряжения стока (при некотором  $V_D = V_{D\text{sat}}$ ) электрическое поле в канале у стока достигает критического значения  $\mathcal{E}_c$ , а скорость электронов — скорости насыщения (рис. 16, в). При этом наименьшая ширина канала у стока достигает минимального значения  $b_0$ , а ток транзистора начинает насыщаться.

При дальнейшем увеличении напряжения стока ( $V_D > V_{D\text{sat}}$ ) обедненная область расширяется к стоку (рис. 16, г). Однако точка  $x_1$ , где электроны впервые достигают скорости насыщения, смещается в противоположном направлении (к истоку), падение напряжения между истоком и точкой  $x_1$  уменьшается, и, следовательно, ширина канала в точке  $b_1$  увеличивается ( $b_1 > b_0$ ). Поэтому ток инжекции электронов из электронейтральной части канала ( $x < x_1$ ) в область насыщения дрейфовой скорости ( $x_1 < x < x_2$ ) увеличивается, благодаря чему вольт-амперная характеристика транзистора на участке насыщения (конечное выходное сопротивление) имеет положительный наклон [19].

По мере продвижения от точки  $x_1$  к стоку потенциал в канале растет, ширина обедненной области увеличивается, а проводящий канал сужается. Но, поскольку скорость электронов в этой области уже не зависит от электрического поля и равна скорости насыщения, для компенсации этого сужения канала и обеспечения сохранения полного тока концентрация электронов здесь увеличивается и становится больше концентрации доноров. Поэтому в соответствии с уравнением (55) в части канала, где  $b < b_1$ , т. е. при  $x_1 < x < x_2$ , аккумулируются электроны, и эта часть канала оказывается отрицательно заряженной. При  $x = x_2$ , где глубина проводящего канала снова становится равной  $b_1$ , концентрация электронов равна концентрации доноров. Этот отрицательный заряд области канала  $x_1 < x < x_2$  компенсируется положительно заряженным слоем  $x_2 < x < x_3$  с некоторым дефицитом электронов. Следовательно, часть напряжения стока, избыточная над  $V_{D\text{sat}}$ , падает на дипольном слое, который расширяется в стоковой части канала при дальнейшем росте  $V_D$ .

Отрицательное напряжение на затворе (рис. 16, д) увеличивает ширину обедненной области и, следовательно, сужает канал, что увеличивает сопротивление на линейном (при малых  $V_D$ ) участке характеристики транзистора. При этом уменьшается напряжение  $V_{D\text{sat}}$ , при котором в наиболее узкой части канала (глубиной  $b_2 < b_1$ ) достигается критическое поле  $\mathcal{E}_c$ . Поэтому при  $V_G > 0$  участок насыщения характеристики транзистора начинается при меньших напряжениях и токах, чем при  $V_G = 0$ . При

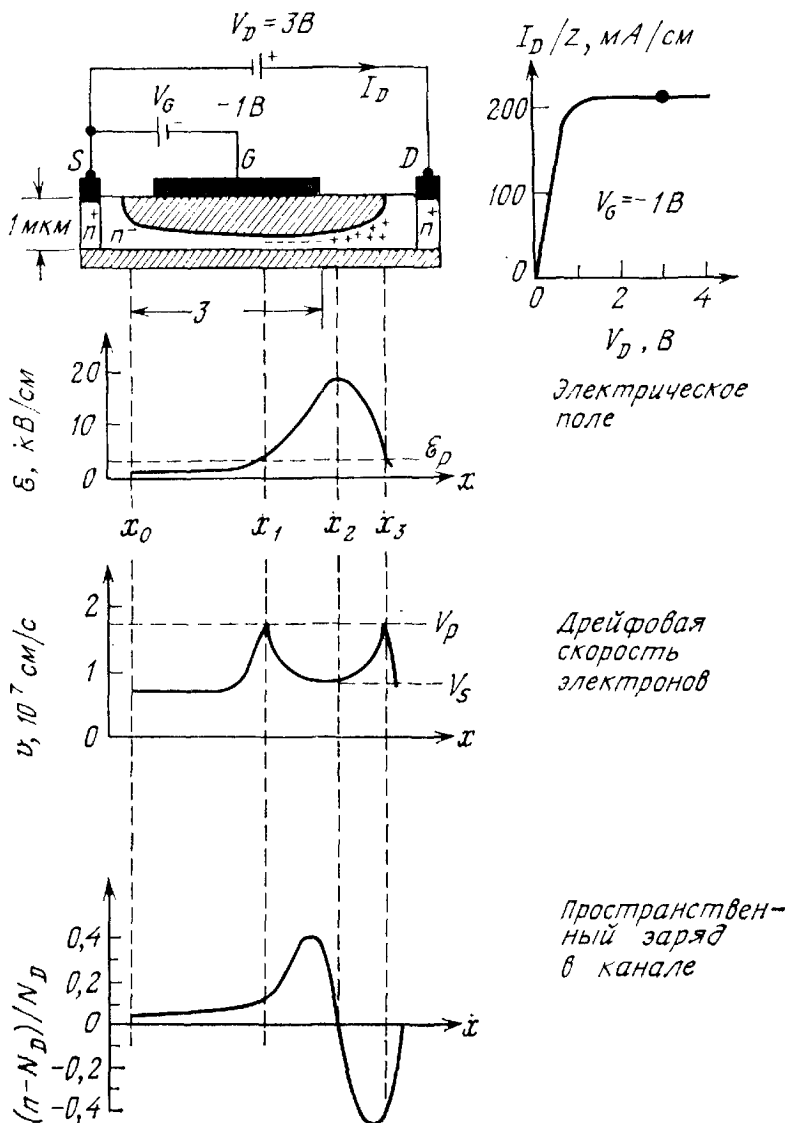


Рис. 17. Поперечное сечение канала и распределения поля, дрейфовой скорости и концентрации электронов по длине канала в МП-транзисторе из GaAs в режиме насыщения [8].

дальнейшем увеличении напряжения стока  $V_D > V_{D \text{ sat}}$  у стокового края затвора также образуется дипольный слой (рис. 16, e), обеспечивающий непрерывность полного тока в канале.

Особенности поведения полевых транзисторов из GaAs, где зависимость дрейфовой скорости от электрического поля более сложная, чем в кремнии, иллюстрируют графики, приведенные на рис. 17 [8, 20]. Здесь также наиболее узкая часть канала расположена у стокового края затвора. Дрейфовая скорость электронов достигает максимального значения в точках  $x_1$  и  $x_3$  и имеет некоторый провал в промежутке между ними. Поэтому в полевых транзисторах из GaAs эффект аккумуляции электронов в узкой части канала более ярко выражен, чем в кремнии. Для компенсации отрицательного заряда в области  $x_1 < x < x_2$  за этой областью,



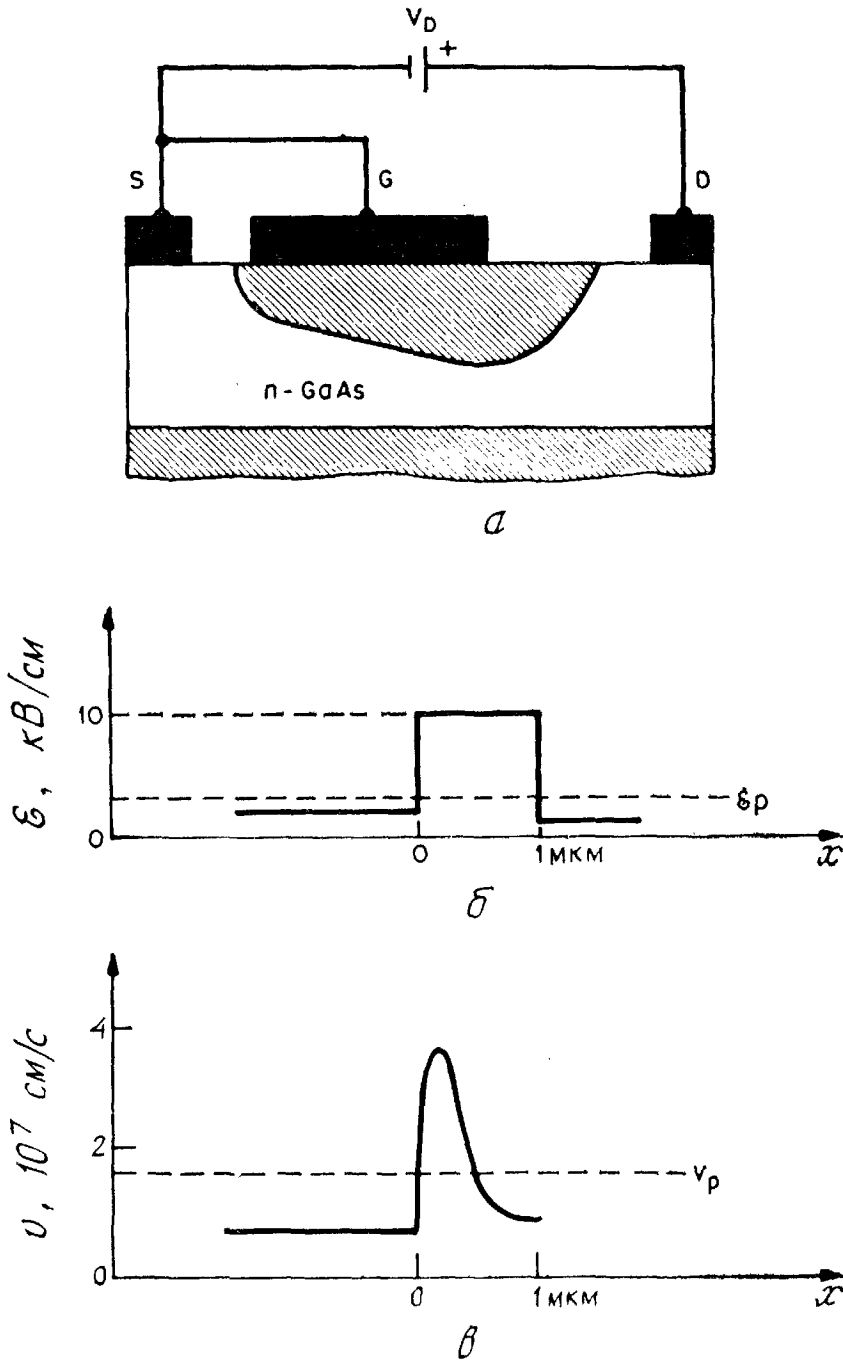


Рис. 18. Повышение стационарной дрейфовой скорости в области высоких полей ( $\mathcal{E} > \mathcal{E}_p$ ) под затвором [8].

ближе к стоку ( $x_2 < x < x_3$ ), образуется положительно заряженный слой, обедненный электронами. Его заряд примерно равен отрицательному заряду в области аккумуляции, и на этом стационарном дипольном слое обычно падает большая часть стокового напряжения.

В приборах с очень короткими каналами возможна такая ситуация, когда электроны настолько быстро пролетают область

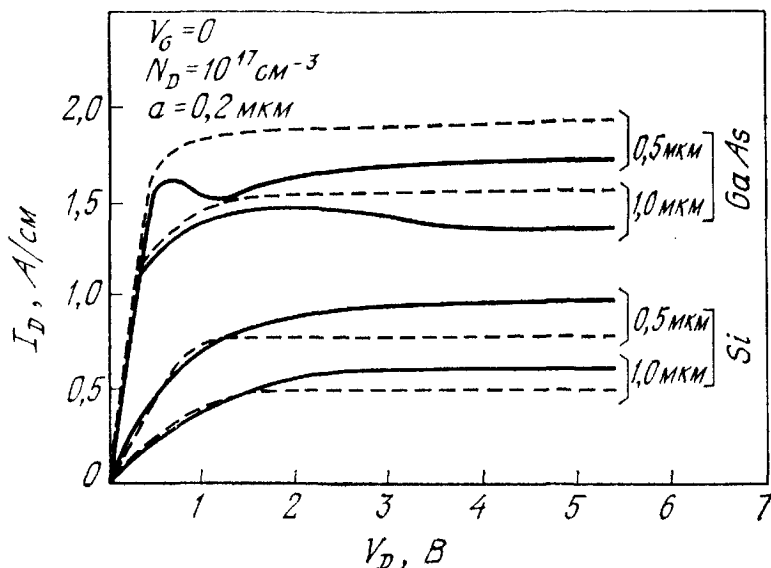


Рис. 19. Вольт-амперные характеристики кремниевых МП-транзисторов и из GaAs с длиной канала 1 и 0,5 мкм [22].

высокого поля в канале у стока, что при этом не успевают термализоваться [21]. Такую неравновесную ситуацию иллюстрирует рис. 18. Можно считать, что в области малых полей ( $\mathcal{E} < \mathcal{E}_p$ , где  $\mathcal{E}_p$  — электрическое поле, соответствующее пиковому значению дрейфовой скорости) электроны не разогреваются и остаются равновесными. В области же высоких полей ( $\mathcal{E} > \mathcal{E}_p$ ) электроны ускоряются до более высокого значения скорости, чем стационарная скорость насыщения  $v_s$ . На рис. 18, в показано, что ожидаемое максимальное значение электронной скорости более чем в два раза превышает пиковую скорость; затем на длине  $\sim 1$  мкм она релаксирует и достигает стационарной скорости насыщения. Такое превышение скорости уменьшает время пролета электронов через область высокого поля, что улучшает характеристики прибора, а также приводит к сдвигу области аккумуляции в зазор между затвором и стоком.

На рис. 19 приведены вольт-амперные характеристики кремниевых полевых МП-транзисторов и из GaAs, полученные двумерным численным расчетом (сплошные линии) [22]. Здесь же приведены характеристики, рассчитанные с помощью приближенных теоретических моделей (штриховые линии). Для кремниевых приборов использовалась модель, учитывающая полевую зависимость подвижности, а для приборов из GaAs — модель двух областей. Следует отметить очень хорошее соответствие характеристик в линейной области. В области насыщения это соответствие хуже (однако и здесь разность не превышает 15 %). Отметим, кроме того, что предсказываемые двумерным расчетом провалы на характеристиках GaAs-приборов никогда не наблюдались экспериментально.

## 6.4. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

### 6.4.1. Малосигнальная эквивалентная схема

Канальные полевые транзисторы (в особенности на GaAs) широко применяются в высокочастотных схемах в качестве малошумящих усилителей, высокоэффективных генераторов и быстродействующих логических элементов. Мы сначала рассмотрим малосигнальную эквивалентную схему полевого транзистора с  $p-n$ -переходом или МП-транзистора (рис. 20, а) (режим насыщения, схема

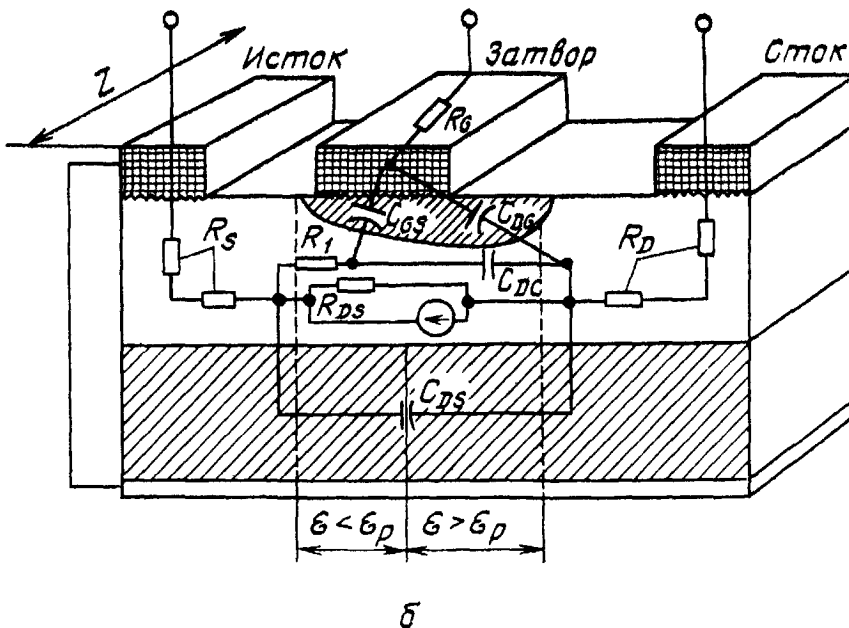
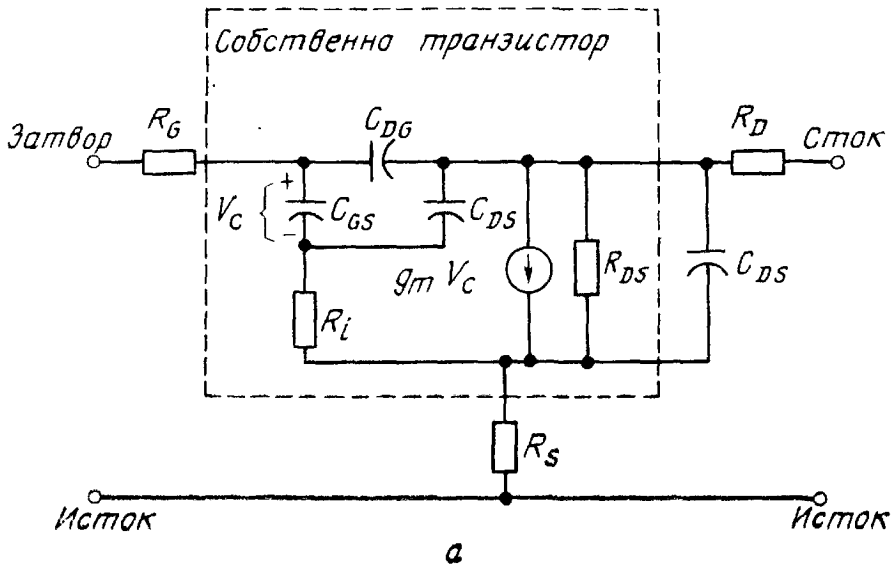


Рис. 20. Эквивалентная электрическая схема МП-транзистора (а) и физические элементы структуры, соответствующие элементам эквивалентной электрической схемы (б) [8].

включения с общим истоком) [8]. На рис. 20, б показано, каким физическим элементам полевого транзистора соответствуют элементы этой эквивалентной электрической схемы. Среди них следует выделить собственно транзисторные элементы (такие, как  $(C_{DG} + C_{GS})$  — полная емкость перехода затвор—канал, входное сопротивление  $R_i$ , выходное сопротивление канала  $R_{DS}$ ) и внешние (паразитные) элементы (такие, как омические сопротивления стока и истока  $R_S$  и  $R_D$  и емкость подложки).

Ток обратносмещенного перехода затвор—канал определяется выражением

$$I_G = I_S [\exp(qV_G/nkT) - 1], \quad (56)$$

где  $n$  — фактор неидеальности ( $1 < n < 2$ ), а  $I_S$  — ток насыщения. Отсюда для входного сопротивления получим

$$R_i \equiv (\partial I_G / \partial V_G)^{-1} = nkT/q(I_G + I_S). \quad (57)$$

Согласно этой формуле, при  $I_G \rightarrow 0$  и  $I_S = 10^{-10}$  А входное сопротивление при комнатной температуре составляет  $\sim 250$  МОм.

Последовательные сопротивления стока и истока не модулируются напряжением затвора и поэтому обуславливают дополнительное омическое падение напряжения между затвором и контактами стока и истока. Это приводит к соответствующему уменьшению выходной проводимости и крутизны прибора. С учетом последовательных сопротивлений  $R_S$  и  $R_D$  напряжения  $V_D$  и  $V_G$  в формуле (11а) следует заменить на  $[V_D - I_D(R_S + R_D)]$  и  $(V_G - I_D R_S)$ . В линейном режиме транзистора сопротивления  $R_S$ ,  $R_D$  и  $1/g_{D0}$  включены последовательно, поэтому выходная проводимость прибора равна  $g_{D0}/[1 + (R_S + R_D)g_{D0}]$ . Такой же результат получается и для крутизны транзистора в линейной области. В режиме насыщения на крутизну влияет только последовательное сопротивление истока  $g_m/(1 + R_S g_m)$ , а последовательное сопротивление стока приводит лишь к некоторому увеличению напряжения начала насыщения  $V_{D \text{ sat}}$ .

Высокочастотные характеристики канальных транзисторов зависят от двух основных факторов: времени пролета и характерного времени зарядки затвора  $RC$ . Временем пролета называют конечный временной интервал  $\tau$ , который требуется носителям для преодоления расстояния от истока до стока. В приближении постоянной подвижности

$$\tau = \frac{L}{\mu \mathcal{E}_x} \approx \frac{L^2}{\mu V_D}, \quad (58)$$

а при высоких полях в приближении скорости насыщения

$$\tau = L/v_s. \quad (59)$$

Так, например, в полевом транзисторе из GaAs с длиной затвора 1 мкм время пролета составляет  $\sim 10$  пс ( $10^{-11}$  с). Обычно время

пролета невелико по сравнению с временной постоянной  $RC$ , определяемой входной емкостью затвора и крутизной транзистора.

В соответствии с эквивалентной схемой (рис. 20, а) граничная частота  $f_T$  определяется как частота, при которой ток через  $C_{GS}$  равен току генератора  $g_m V_C$ :

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_{GS}} \left( = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{v_s}{2\pi L} \right). \quad (60)$$

Максимальная частота колебаний определяется выражением

$$f_{\text{макс}} \simeq \frac{f_T}{2\sqrt{r_1 + f_T\tau_3}}, \quad (61)$$

где

$$r_1 = (R_G + R_t + R_S)/R_{DS}$$

— отношение входного и выходного сопротивлений, а постоянная времени

$$\tau_3 \equiv 2\pi R_G C_{DG}.$$

Коэффициент однонаправленного усиления

$$U \simeq (f_{\text{макс}}/f)^2. \quad (62)$$

С ростом частоты он уменьшается со скоростью 6 дБ/октава. При  $f = f_{\text{макс}}$  коэффициент усиления мощности становится равным 1. Для повышения  $f_{\text{макс}}$  следует увеличивать  $f_T$  и оптимизировать отношение собственно транзисторных сопротивлений  $R_t/R_{DS}$ , а также уменьшать внешние сопротивления  $R_G$ ,  $R_S$  и емкость обратной связи  $C_{DG}$ .

#### 6.4.2. Ограничения по мощности и частоте

Граничная частота полевых канальных транзисторов определяется геометрией прибора и параметрами материала. В Si и GaAs электроны имеют более высокую подвижность, чем дырки. Поэтому в СВЧ-схемах используются только  $n$ -канальные полевые транзисторы. Кроме того, поскольку в GaAs электронная подвижность при малых полях примерно в пять раз выше, чем в кремнии, граничная частота  $f_T$  в GaAs-транзисторах должна быть больше, чем в аналогичных кремниевых приборах.

Важнейшим геометрическим параметром полевого транзистора является длина затвора  $L$ . При уменьшении  $L$  уменьшается емкость затвора  $C_{GS}$  и увеличивается крутизна, а следовательно, увеличивается и граничная частота  $f_T$ . На рис. 21 приведены теоретические зависимости  $f_T$  от длины канала  $L$  для транзисторов из Si, GaAs и InP [23, 24]. Отметим, что в InP-приборах ожидается более высокая граничная частота  $f_T$ , чем в GaAs-транзисторах, что

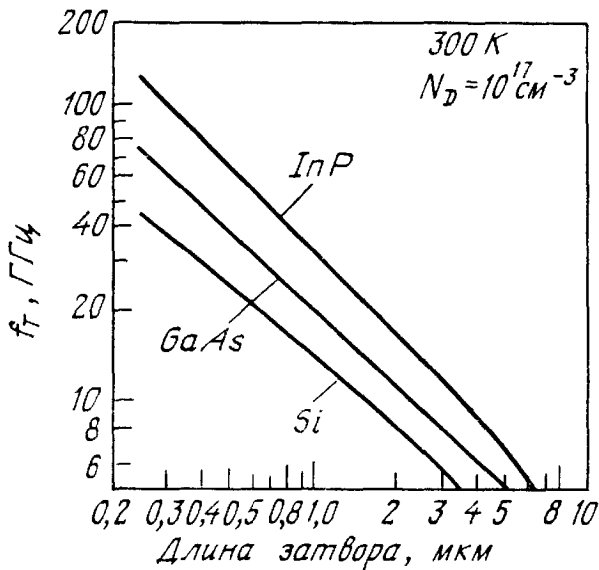


Рис. 21. Теоретические зависимости частоты отсечки от длины затвора для транзисторов из Si, GaAs и InP [23, 24].

обусловлено более высоким значением пиковой дрейфовой скорости в этом материале [25]. Для МП-транзисторов из Si и из GaAs с длиной затвора менее 0,5 мкм граничная частота  $f_T$  соответствует миллиметровому диапазону спектра электромагнитного излучения ( $\geq 30$  ГГц).

Для того чтобы затвор транзистора мог эффективно контролировать транспорт электронов в канале, его длина должна превышать глубину канала ( $L/a > 1$ ) [24]. Поэтому, сокращая  $L$ , нужно одновременно уменьшать и глубину канала  $a$ , обеспечивая выполнение условия  $L/a > 1$ . Для этого в полевых транзисторах из Si и GaAs обычно используют более высокий уровень легирования канала, не превышающий, однако,  $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (во избежание пробоя). При таком уровне легирования минимальная длина канала  $L$  ограничена величиной около 0,1 мкм, что соответствует граничной частоте  $f_T \approx 100$  ГГц.

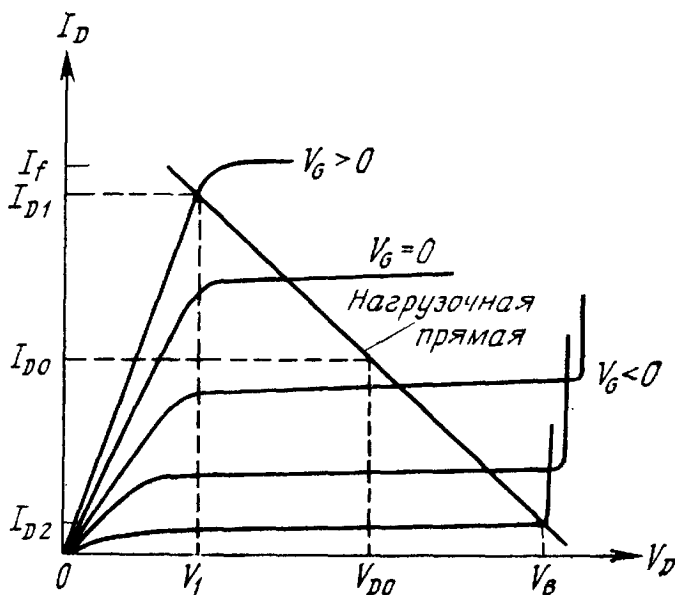
На рис. 22 приведены вольт-амперные характеристики мощного МП-транзистора. Его максимальная выходная мощность на синусоидальном сигнале зависит от максимальных значений тока и напряжения (рис. 22) следующим образом:

$$P_{\text{out}} = \frac{(I_{D1} - I_{D2})(V_B - V_1)}{8}. \quad (63)$$

Здесь ток  $I_{D1}$  близок к значению  $I_f$  (максимальному току канала при предельно допустимом прямом смещении затвора), а  $V_B$  — напряжение лавинного пробоя. Для повышения выходной мощности следует максимизировать  $I_f$  и  $V_B$ . Величину максимального тока можно оценить [26] с помощью уравнений (44) и (45), подставив в них  $u_1 = 0$ :

$$u_2^3 - 1,5u_2^2 - 1,5(u_2 - 1)/z = 0, \quad (64)$$

Рис. 22. Вольт-амперные характеристики мощного (нормально открытого) *n*-канального МП-транзистора [48].



Решение этого уравнения определяет минимальную глубину обедненного слоя в канале у стока  $u_{\text{мин}}$ . Максимальный ток канала определяется из выражения (45):

$$I_m = I_S(1 - u_{\text{мин}}). \quad (65)$$

На рис. 23 приведены теоретические зависимости [26] глубины канала от концентрации  $N_D$  для некоторых значений длины канала  $L$  и отношения  $I_m/Z$  (максимальный ток на единицу ширины канала).

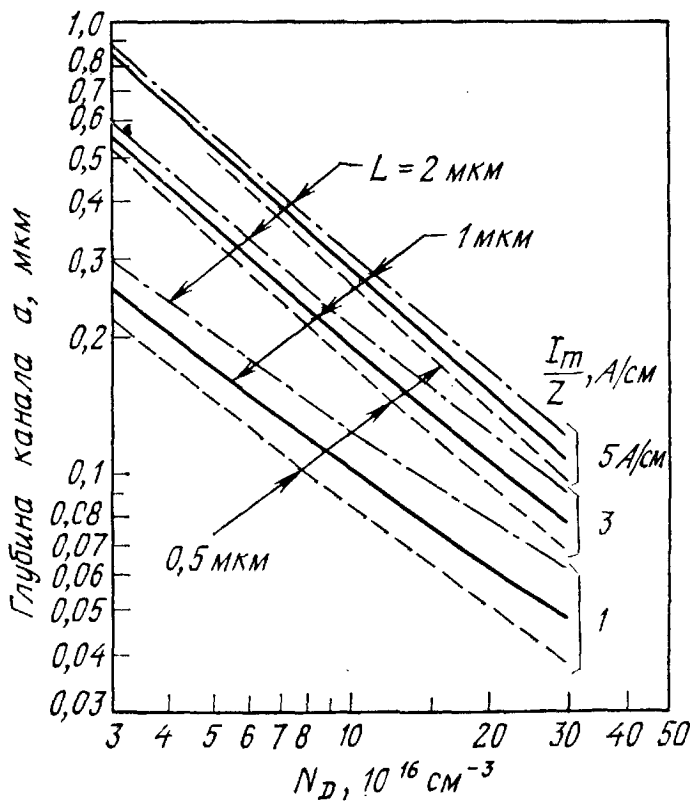


Рис. 23. Расчетные зависимости глубины канала от уровня легирования для GaAs МП-транзисторов с различной длиной затвора и плотностью максимального тока на единицу ширины канала [26].

рины канала). Из них следует, что при заданных  $L$  и  $I_m/Z$  глубина канала  $a$  изменяется примерно по закону  $N_D^{-1}$ . Так, при  $L = 1$  мкм,  $N_D = 10^{17}$  см $^{-3}$  и  $a = 0,2$  мкм максимальный ток на единицу ширины канала составляет 3 А/см.

Для увеличения напряжения пробоя  $V_B$  нужно снижать уровень легирования канала  $N_D$ , что, однако, при заданных значениях  $L$  и  $a$  приводит к уменьшению максимального тока  $I_m$ . Поэтому при оптимизации выходной мощности приходится искать компромиссные решения. При этом следует учитывать, что для мелких каналов, в которых полный заряд на единицу площади  $Q_c = N_D a$  не превышает  $2 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ , из-за двумерного распределения электрического поля напряжение пробоя значительно превышает соответствующее пробивное напряжение плоского (одномерного)  $p^+ - n$ -перехода. С учетом двумерных эффектов для напряжения пробоя в работе [47] было получено следующее выражение:

$$V_B = 5 \cdot 10^{13} / Q_c \text{ (см}^{-2}\text{) (В)}. \quad (66)$$

При работе с высокими уровнями мощности приборы разогреваются. С ростом температуры уменьшаются подвижность электронов ( $\sim [T(\text{K})]^{-2}$ ) и скорость насыщения ( $v_s \sim [T(\text{K})]^{-1}$ ) [27]. Поэтому каналные полевые транзисторы имеют отрицательный температурный коэффициент, что обуславливает их сравнительно высокую термостабильность при работе с высокими уровнями мощности. Соотношение между предельной мощностью и граничной частотой МП-транзисторов из GaAs [28] иллюстрируют данные,

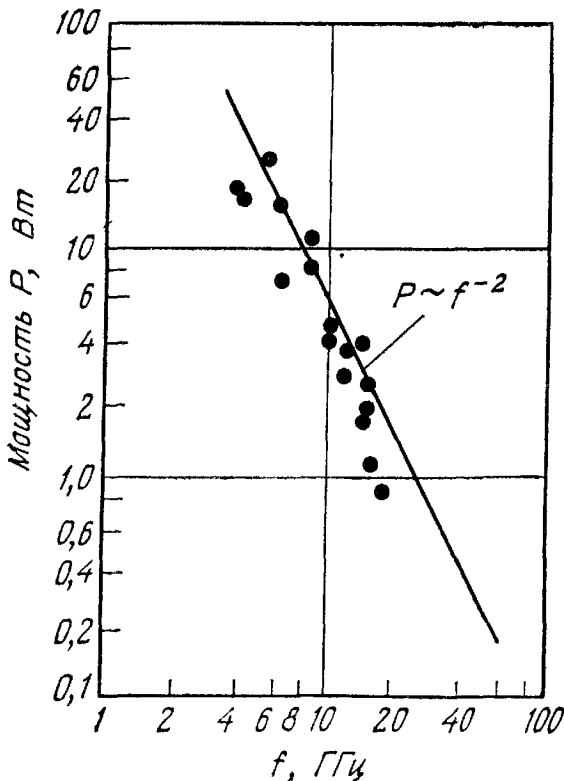


Рис. 24. Соотношение между предельной мощностью и граничной частотой для современных МП-транзисторов из GaAs [28].



приведенные на рис. 24. Предельная мощность изменяется пропорционально  $f^{-2}$ , что характерно для электронных ограничений, которые более подробно рассмотрены в гл. 10.

Очевидно, что миниатюризация, освоение субмикронных размеров, уменьшение паразитных сопротивлений и емкостей и т. д. приведут к дальнейшему улучшению частотных и мощностных характеристик канальных полевых транзисторов.

### 6.4.3. Шумовые характеристики

Полевые транзисторы с  $p-n$ -переходом и МП-транзисторы в принципе являются сравнительно малозумящими приборами, поскольку их функционирование обуславливают только основные носители тока. Поэтому обычно главными источниками шума в реальных приборах оказываются внешние паразитные сопротивления, которые, к сожалению, не удается исключить полностью.

На рис. 25 показана эквивалентная шумовая схема прибора [7]. Источники шума  $i_{ng}$ ,  $i_{nd}$ ,  $e_{ng}$  и  $e_{ns}$  соответствуют индуцированному шуму затвора, шуму в цепи стока, тепловому шуму сопротивления затворной металлизации и тепловому шуму последовательного паразитного сопротивления истока. На этой схеме  $e_s$  — источник сигнала, а  $Z_s$  — импеданс входной цепи. В прямоугольнике, очерченном штриховой линией, сосредоточены собственно транзисторные элементы. Оптимальный шум-фактор, полученный с помощью этой эквивалентной схемы, для МП-транзистора из GaAs [29] определяется выражением

$$F_0 \simeq 1 + fL \sqrt{g_m (R_s + R_G)} / 4. \quad (67)$$

Очевидно, что для улучшения шумовых характеристик следует уменьшать длину канала и снижать паразитные сопротивления

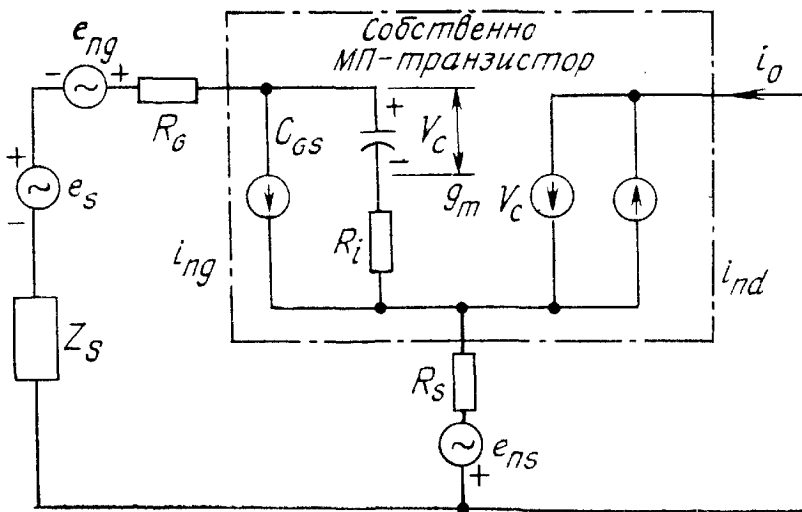


Рис. 25. Эквивалентная шумовая схема полевого транзистора с  $p-n$ -переходом [7].

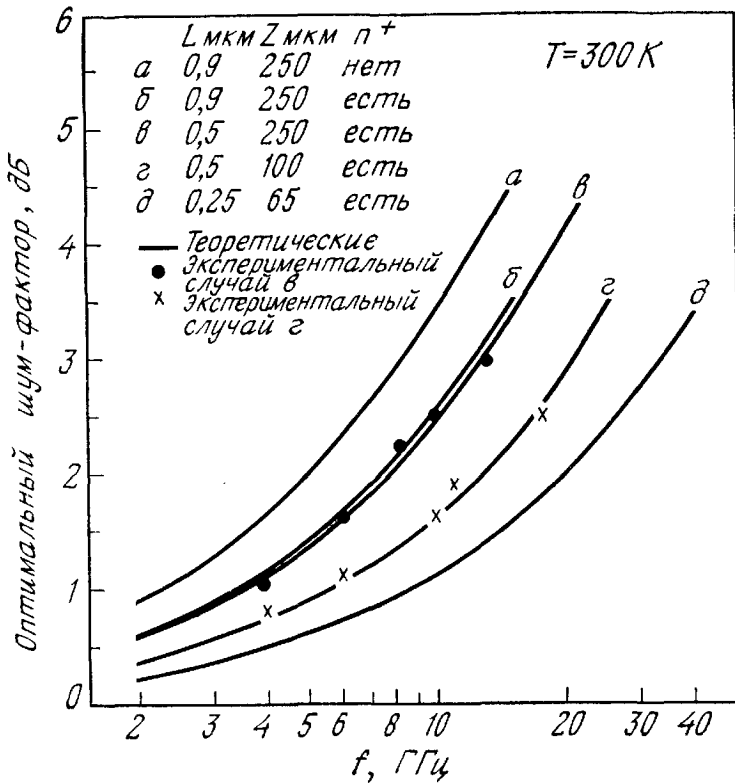


Рис. 26. Теоретические зависимости оптимального шум-фактора от частоты для МП-транзисторов с различной длиной и шириной канала и результаты соответствующих измерений при  $T = 300\text{ K}$  [29, 30].

затвора и истока. На рис. 26 приведены экспериментальные [29, 30] и теоретические значения шум-фактора. При фиксированной частоте шум уменьшается с уменьшением длины затвора. Отметим, что шум уменьшается и при сокращении ширины канала, поскольку при этом уменьшается сопротивление металлического электрода затвора.

Приборы с плавно легированным каналом [15] (рис. 15) оказались менее шумящими по сравнению с приборами тех же размеров и однородно легированным каналом (соответствующее уменьшение шума от 1 до 3 Дб). Это различие в шумах связано с крутизной  $g_m$ , которая входит в выражение (67) для шум-фактора. Поэтому некоторое уменьшение  $g_m$  (но не  $g_m/C_{GS}$ ) в случае плавно легированного канала дает улучшение шумовых характеристик.

#### 6.4.4. Конструкции приборов

Несколько типичных конструкций мощных МП-транзисторов для СВЧ-диапазона [48] схематически показаны на рис. 27. Все приборы изготовлены на полужолирующих подложках и имеют промежуточный (буферный) эпитаксиально выращенный слой, предназначенный для уменьшения влияния сильно дефектной

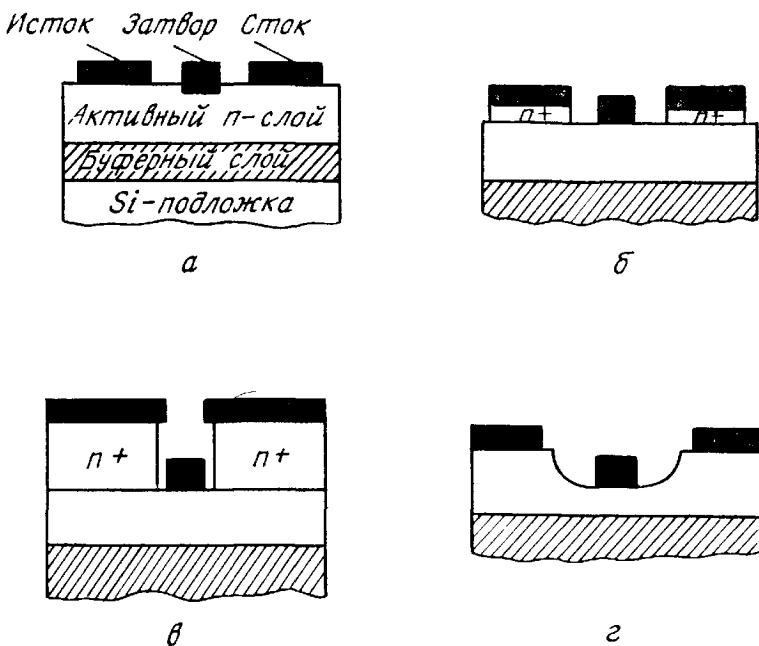


Рис. 27. Различные способы формирования контактов стока и истока в МП-транзисторах из GaAs [48].

полуизолирующей подложки на проводимость канала. На рис. 27, а показан простейший планарный прибор с вплавленными контактами. Поскольку омические контакты стока и истока оказывают существенное влияние на характеристики и надежность приборов [31], на практике используются различные способы формирования стока и истока, направленные на снижение последовательных сопротивлений этих контактов и повышение пробивных напряжений стока [49]. В конструкции, приведенной на рис. 27, б, для этого использован эпитаксиальный  $n^+$ -слой, который затем частично вытравливается при формировании затвора. Аналогичная, но со значительно более толстым  $n^+$ -слоем структура показана на рис. 27, в. В процессе ее изготовления металлизация стока и истока используется в качестве маски при формировании затвора (самосовмещение). На рис. 27, г показана структура с заглубленным затвором. Она характеризуется повышенными пробивными напряжениями за счет уменьшения электрических полей в окрестности стока. На рис. 28 показана мощная МП-структура из GaAs, общий затвор которой одновременно выполняет функцию теплоотвода [32]. Верхний слой металлизации представляет собой секционированные электроды стока и истока, «вставленные» друг в друга. Вне активной области прибора GaAs превращен с помощью протонной бомбардировки в полуизолирующий материал.

Для увеличения рабочих частот и снижения шумов предложено большое число способов формирования затворов МП-транзисторов. На рис. 29, а показана структура, в которой под затвором ионной бомбардировкой ( $Ag^+$ ) сформирована промежуточная полуизоли-

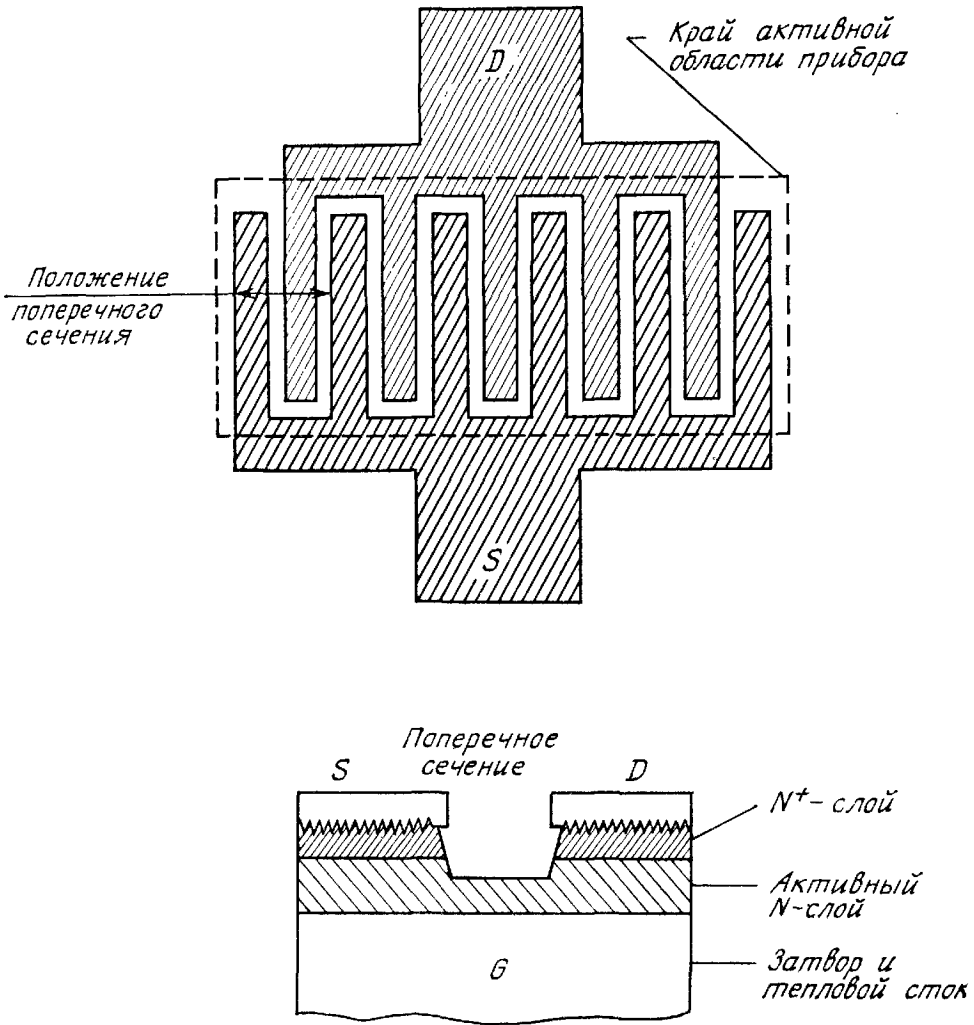


Рис. 28. Мощный МП-транзистор с подложкой, одновременно выполняющей роль затвора и теплового стока, и секционированным стоком и истоком [32].

рующая область [33]. При этом уменьшаются емкость затвора и его токи утечки, а также увеличивается напряжение пробоя. На рис. 29, б приведена аналогичная структура с буферным слоем между затвором и каналом [34].

На рис. 29, в показан полевой транзистор с гетеропереходом [35]. Здесь роль подзатворной буферной области играет слой более широкозонного, чем GaAs, полупроводника AlGaAs, что значительно уменьшает ток утечки затвора по сравнению с обычным барьером Шоттки. Для создания приборов с субмикронной длиной затвора в настоящее время широко используются различные способы самосовмещения. На рис. 29, г показан МП-транзистор с двумя затворами [36]. Этот прибор, как и гетероструктура на рис. 29, в, перспективен для использования в малощумящих схемах.

В работе [50] исследован полевой МП-транзистор с двойной гетероструктурой, поперечное сечение которого показано на

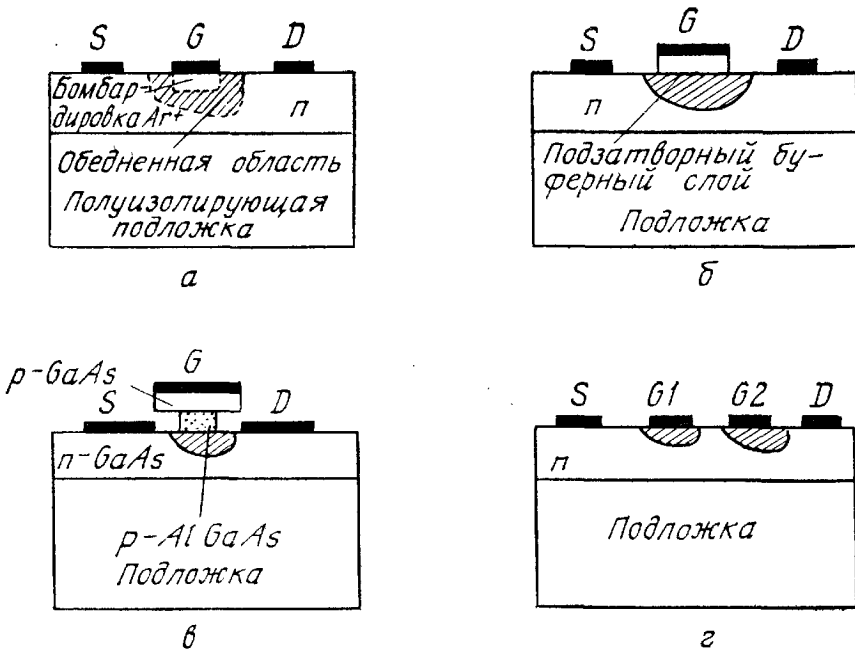


Рис. 29. Различные конфигурации затворов, используемые в высококачественных полевых транзисторах.

рис. 30, а. Активный слой прибора представляет собой тройное соединение  $Ga_{0,47}In_{0,53}As$ . Все полупроводниковые и металлические слои структуры последовательно нанесены на полуизолирующую  $InP$ -подложку с ориентацией  $\langle 100 \rangle$  методом молекулярно-лучевой эпитаксии [50]. Эти слои хорошо согласованы с точки зрения постоянной решетки между собой и с  $InP$ -подложкой, что обуславливает низкую плотность поверхностных ловушек на соответствующих границах раздела. На рис. 30, б показана зонная схема рассматриваемой двойной гетероструктуры в условиях равновесия.

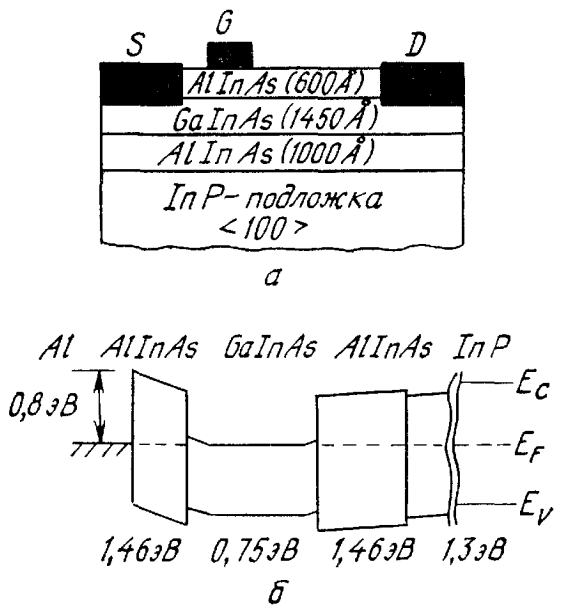


Рис. 30. Условное поперечное сечение МП-транзистора с двойной гетероструктурой (а) и зонная диаграмма прибора (б) [50].

Верхний полупроводниковый слой  $Al_{0,48}In_{0,52}As$  образует барьер Шоттки с внешним алюминиевым затвором ( $\phi_{Bn} = 0,8$  В). Подвижные электроны здесь сосредоточены в активном узкозонном слое  $Ga_{0,47}In_{0,53}As$ . Поскольку подвижность при слабых полях и пиковая дрейфовая скорость в этом материале выше, чем в  $GaAs$ , в рассматриваемой двойной гетероструктуре можно получить большую крутизну. Такие МП-транзисторы весьма перспективны для применения в быстродействующих схемах.

## 6.5. ДРУГИЕ ПОЛЕВЫЕ ПРИБОРЫ

### 6.5.1. Ограничители (стабилизаторы) тока

Ниже рассмотрены два типа токорегулирующих диодов, представляющих собой двухполюсные полевые приборы: полевой диод и диод с насыщением скорости.

Полевой диод представляет собой обычный полевой транзистор с затвором, замкнутым на исток [37, 38]. Его вольт-амперная характеристика (рис. 31) подобна характеристике полевого транзистора при  $V_G = 0$  (рис. 3). Полевой диод как стабилизатор тока характеризуется четырьмя основными рабочими параметрами: стабилизируемым током  $I_l$ , напряжением насыщения  $V_{sat}$ , наклоном характеристики на участке стабилизации  $g_l$  и напряжением пробоя  $V_B$ . Каждый из этих параметров был рассмотрен применительно к работе полевого транзистора. Отметим здесь только, что для уменьшения  $V_{sat}$  следует использовать приборы с малой глубиной канала  $a$  и малым уровнем легирования канала  $N_D$  (выражение (4)). При этом уменьшается и стабилизируемый ток  $I_l$ . Кроме того, для снижения  $I_l$  можно уменьшать отношение  $Z/L$  (ширины к длине канала). Для уменьшения  $g_l$  следует увеличивать длину канала  $L$ , а для увеличения напряжения пробоя снижать уровень легирования канала.

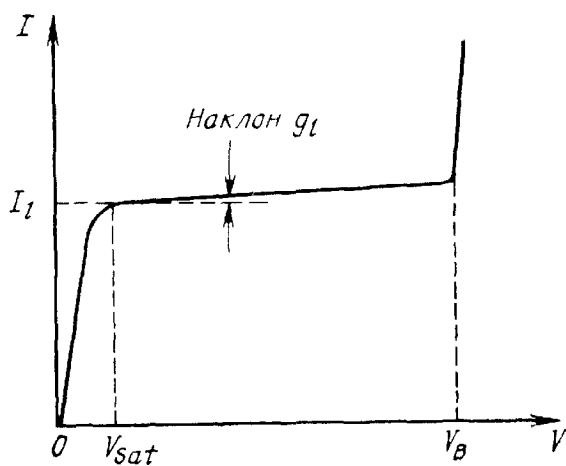
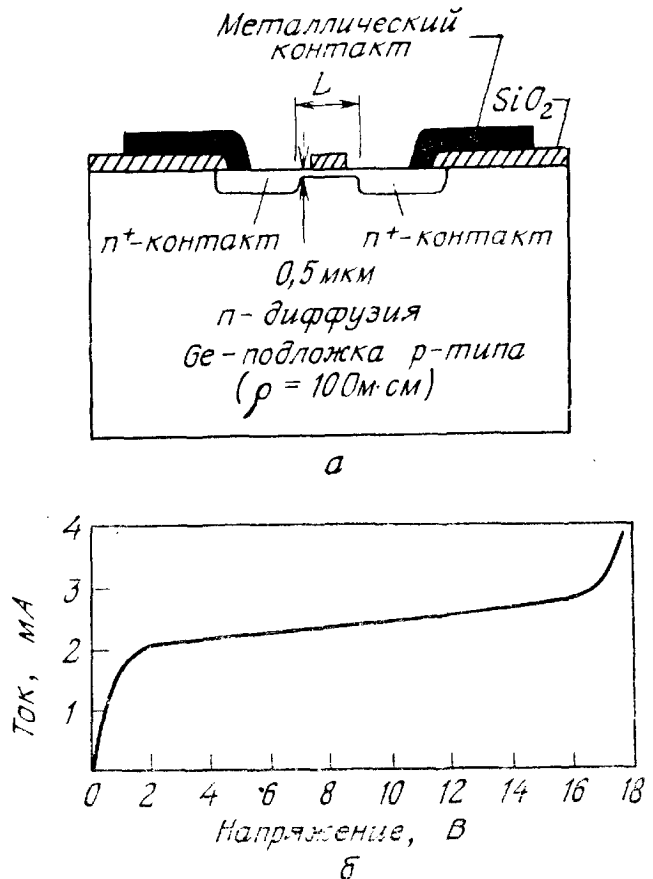


Рис. 31. Вольт-амперная характеристика стабилизатора тока (полевого диода).

Рис. 32. Конструкция диода с насыщением скорости (а) и экспериментальная вольт-амперная характеристика (б) [39].



В диодах с насыщением дрейфовой скорости участок стабилизации тока на вольт-амперной характеристике возникает в результате эффекта насыщения дрейфовой скорости носителей тока в сильных электрических полях [39]. Структура такого прибора показана на рис. 32, а. Областью с высоким электрическим полем здесь служит мелкий ( $\sim 0,5$  мкм) диффузионный  $n$ -слой длиной 3 мкм. В качестве материала структуры выбран германий, так как в нем насыщение дрейфовой скорости начинается при сравнительно малых ( $\sim 4$  КВ/см) электрических полях. В кремнии, например, дрейфовая скорость начинает насыщаться только при 30 КВ/см.

Обратимся снова к показанным на рис. 31 четырем главным параметрам, характеризующим стабилизатор тока, и рассмотрим их применительно к диодам с насыщением скорости. Стабилизируемый ток в этом случае равен

$$I_l = qN_D v_s A + I_S, \quad (68)$$

где  $v_s$  — скорость насыщения,  $A$  — площадь канала,  $I_S$  — ток насыщения обратносмещенного  $p$ - $n$ -перехода. С ростом температуры ток насыщения увеличивается, а скорость насыщения падает. Следовательно, когда эти два конкурирующих механизма полностью компенсируют друг друга, величина стабилизированного тока практически не зависит от температуры.

Напряжение насыщения  $V_{\text{sat}}$  определяется соотношением

$$V_{\text{sat}} = \mathcal{E}_s L + I_l R_c, \quad (69)$$

где  $\mathcal{E}_s$  — электрическое поле, соответствующее началу насыщения дрейфовой скорости;  $R_c$  — последовательное паразитное сопротивление контактов. В идеальном стабилизаторе тока  $V_{\text{sat}} = 0$ , поэтому на практике стремятся по возможности уменьшать  $V_{\text{sat}}$ .

Наклон вольт-амперной характеристики диода на участке стабилизации тока  $g_l$  обусловлен двумя эффектами. Во-первых, дрейфовая скорость носителей тока на участке насыщения зависит (хотя и слабо) от величины электрического поля. Второй причиной, обуславливающей положительное  $g_l$ , является инжекция носителей из контакта в канал. Она приводит к появлению тока, ограниченного пространственным зарядом в канале. Как показано в гл. 10, этот механизм характеризуется сопротивлением  $L^2/2\epsilon_s \cdot v_s \cdot A$ .

Пробой диода обусловлен ударной ионизацией в канале. Напряжение пробоя определяется выражением

$$V_B \approx \mathcal{E}_m L/2, \quad (70)$$

поскольку напряженность электрического поля линейно увеличивается по длине канала и достигает характерного поля ударной ионизации  $\mathcal{E}_m$  на положительном контакте. Для германия  $\mathcal{E}_m \approx \approx 1,5 \cdot 10^5$  В/см, поэтому для прибора с длиной канала 3 мкм  $V_B \approx 20$  В.

Экспериментальная вольт-амперная характеристика стабилизирующего диода с насыщением скорости приведена на рис. 30, б. Следует отметить, что диоды этого типа обладают большим быстродействием, чем аналогичные полевые диоды. Дело в том, что при одинаковом токе стабилизации  $I_l$  ширина обедненного слоя в диоде с насыщением скорости может быть существенно больше, чем в соответствующем полевом диоде. При этом шунтирующая емкость диода с насыщением скорости будет много меньше входной емкости аналогичного полевого диода.

### 6.5.2. Полевые транзисторы с V-канавками

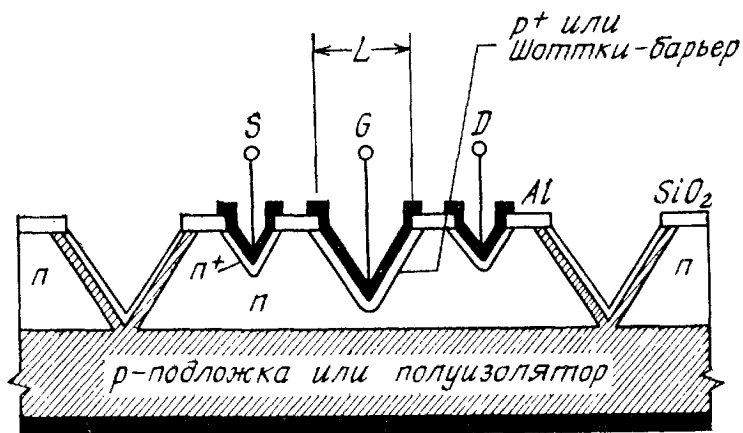
Полевой транзистор с V-канавками не является планарной структурой, причем именно эта «непланарность» используется для оптимизации характеристик приборов [40, 41]. При этом достигаются большие значения крутизны и меньшие сопротивления в открытом состоянии, чем в аналогичных планарных транзисторных структурах. Поперечное сечение одного из таких приборов показано на рис. 33, а. Здесь использовано три типа V-канавок: сравнительно мелкие (для стока и истока), средняя (для затвора) и глубокие (для изоляции отдельных приборов друг от друга). Эта структура сформирована на эпитаксиальном слое



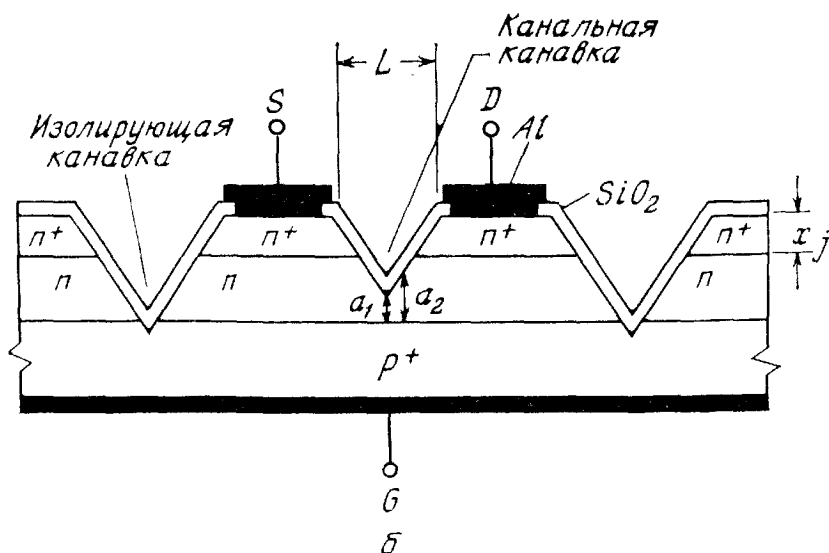
*n*-кремния с ориентацией  $\langle 100 \rangle$ , выращенном на *p*-подложке. V-канавки создаются в процессе анизотропного травления. Стенка V-канавки составляет с горизонталью  $54,7^\circ$ . Другая модификация полевого транзистора с V-канавками показана на рис. 33, б. Здесь V-канавка использована для сужения канала. Затвором служит высоколегированная *p*<sup>+</sup>-подложка, а контакты стока и истока содержат промежуточный эпитаксиальный *n*<sup>+</sup>-слой. При нулевом напряжении на стоке  $V_D$  (рис. 34, а) проводимость канала равна

$$g_D = \frac{qN_D\mu a_1 Z}{L_1} \left[ 1 + \left( \frac{V_G}{V_P} \right)^{1/2} \right], \quad (71)$$

где  $a_1$  — расстояние от острия затворной V-канавки до *p*-подложки,  $N_D$  и  $N_A$  — концентрации легирующей примеси в *n*-канале и *p*-подложке,  $L_1$  — эффективная длина канала. Поскольку



а



б

Рис. 33. Полевой транзистор с V-канавкой в затворе (а) и полевой транзистор с V-канавкой в канале (б) [41].

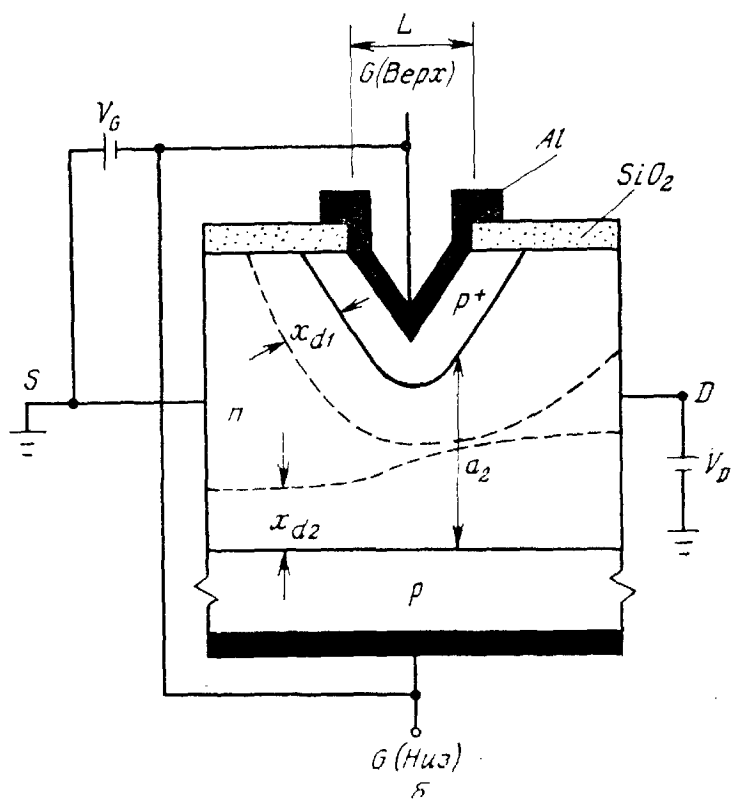
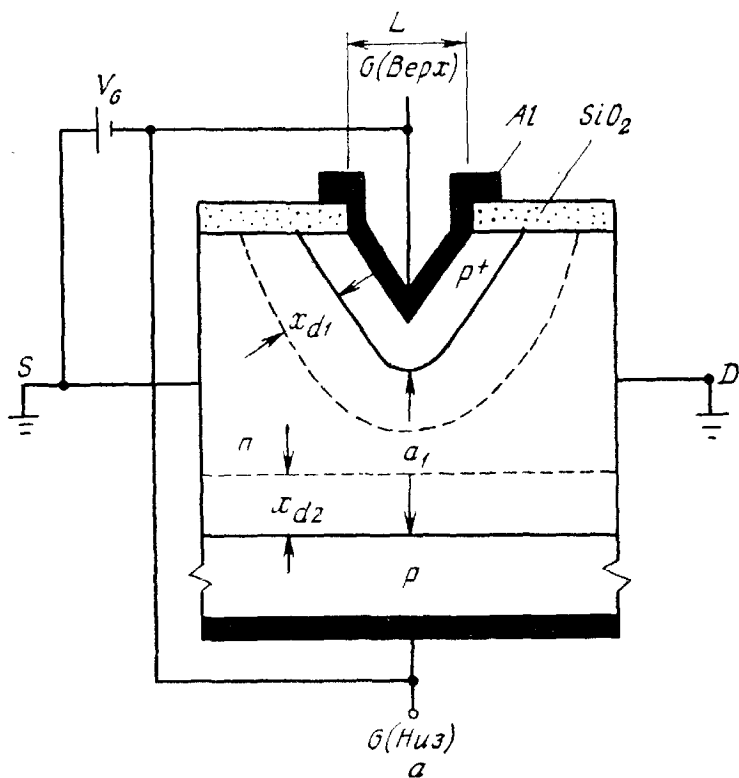


Рис. 34. Работа полевого транзистора с V-канавкой [41].  
 а — при  $V_D = 0$ ; б — в режиме насыщения [41].

длина  $L_1$  меньше ширины затворной V-канавки  $L$ ,  $g_D$  в такой структуре больше, чем в обычном планарном полевом транзисторе с той же геометрией. Отметим, что в приборах с V-канавками отсечка канала в режиме насыщения происходит вблизи центра канала (рис. 34, б), а не у стока, как в обычном полевом транзисторе. Эффективная длина канала в режиме насыщения  $L_2$  также меньше ширины канавки  $L$ . Это обуславливает повышенную крутизну прибора ( $\sim 1/L_2$ ).

### 6.5.3. Многоканальные полевые транзисторы

Для повышения уровня переключаемых мощностей предложены и изучены так называемые многоканальные полевые транзисторы [42—44]. Эти приборы фактически представляют собой несколько

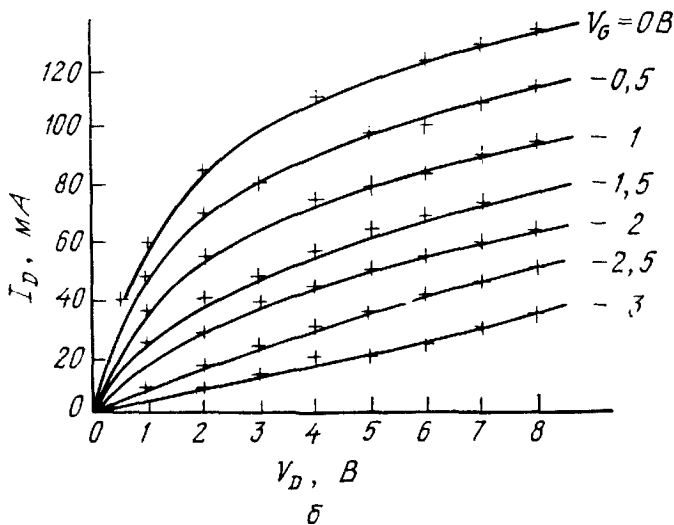
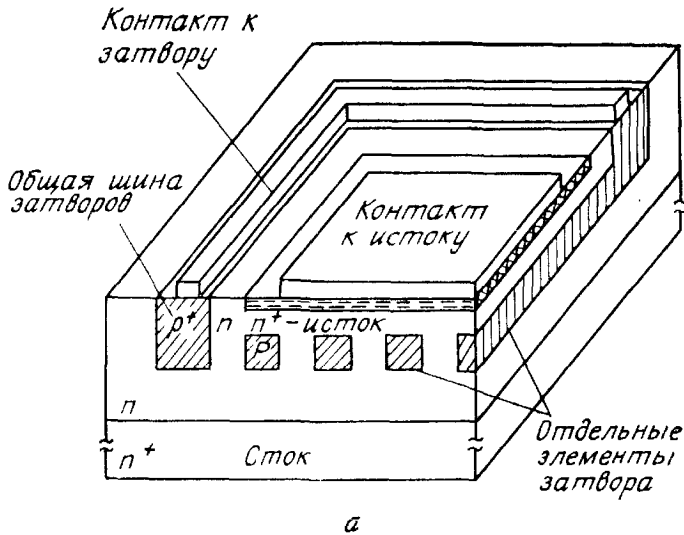


Рис. 35. Изометрическое изображение многоканального полевого транзистора (а) и экспериментальные вольт-амперные характеристики (б) прибора с  $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  [45].

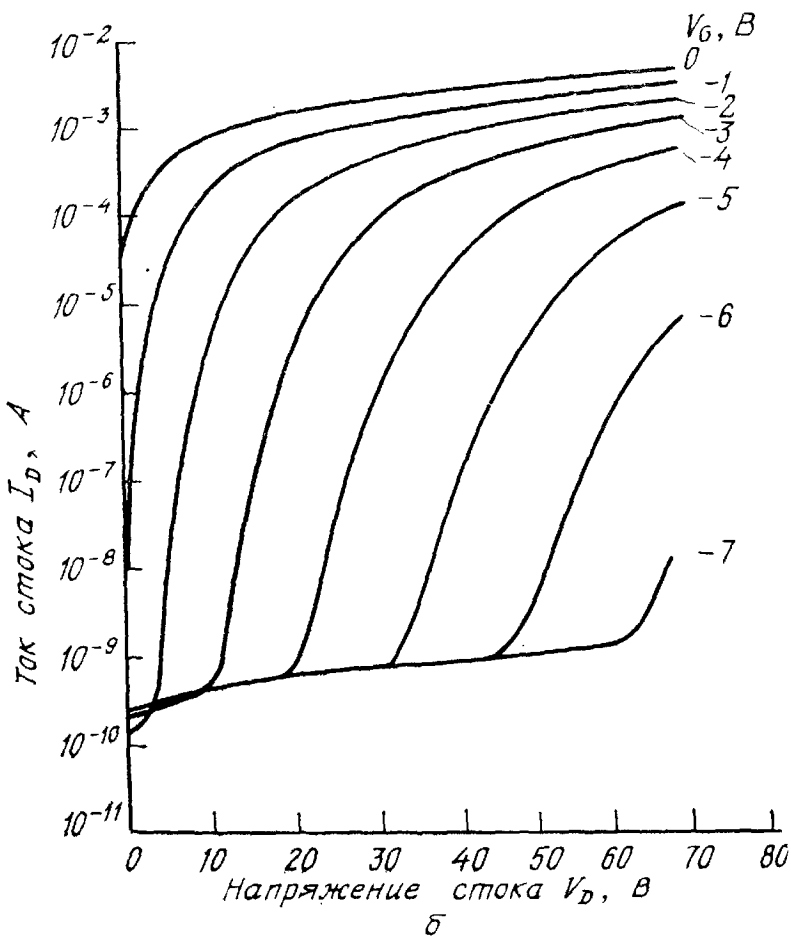
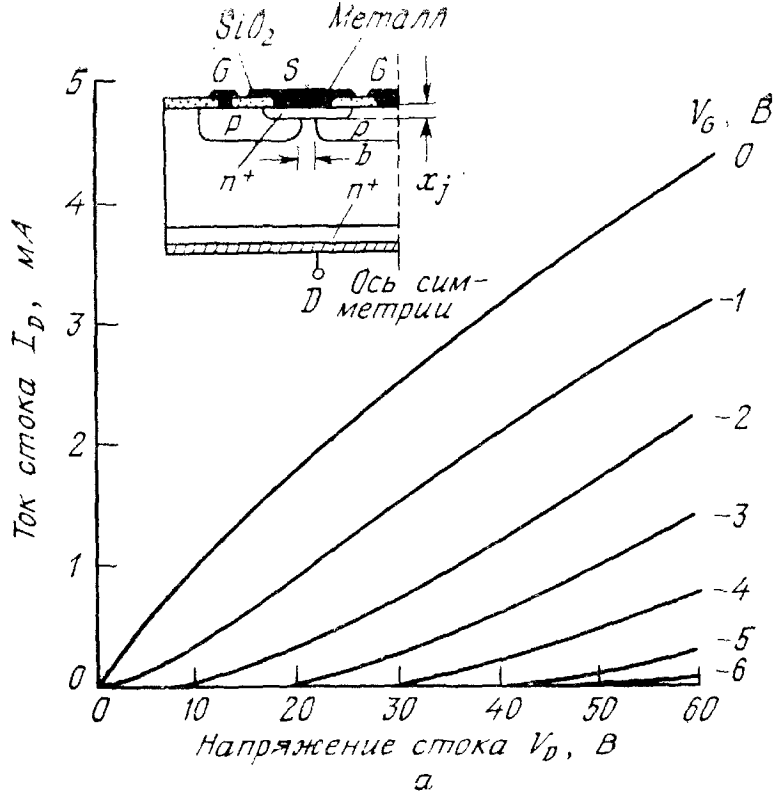
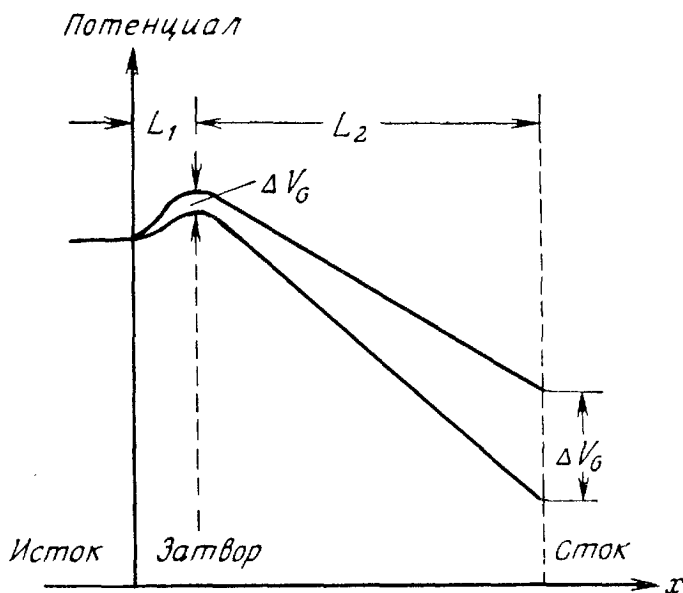


Рис. 36. Экспериментальные вольт-амперные характеристики многоканального полевого транзистора с  $N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  в линейном (а) и полулогарифмическом масштабе (б). На вставке показано поперечное сечение отдельной ячейки прибора [46].

Рис. 37. Распределение потенциала между стоком и истоком вертикального полевого транзистора. При  $V_G = 0$  канал перекрыт встроенным потенциалом.



отдельных полевых транзисторов, соединенных параллельно (рис. 35, а), поэтому, как и следовало ожидать, их вольт-амперные характеристики подобны характеристикам обычного одноканального полевого транзистора (рис. 35, б). Характерный уровень токов в этом случае значительно выше, чем для отдельного прибора [45].

Однако в тех случаях, когда уровень легирования активной области достаточно низкий и канал уже при нулевом напряжении на затворе перекрыт встроенным потенциалом  $V_{bi}$ , вольт-амперные характеристики отличаются от обычных [44]. В качестве примера семейство таких триодноподобных характеристик [46] приведено на рис. 36, а. На вставке показана структура прибора (вертикальный полевой транзистор) с уровнем легирования  $10^{14}$  см $^{-3}$  и расстоянием между затворами 4 мкм. На рис. 36, б те же характеристики изображены в полулогарифмическом масштабе. Из графиков, построенных на рис. 36, а в линейном масштабе, следует, что при больших уровнях тока вольт-амперные характеристики прибора триодного типа, т. е. ток стока увеличивается линейно с напряжением стока  $V_D$ . При малых уровнях ток стока увеличивается с ростом напряжения  $V_D$  экспоненциально (рис. 36, б). Причина такой экспоненциальной зависимости состоит в том, что в данном случае напряжение на стоке понижает энергетический барьер в канале, образовавшийся вследствие смыкания обедненных областей от обоих затворов (рис. 37). Очевидно, что такое понижение барьера  $\Delta V_G \simeq (L_1/L_2)/\Delta V_D$ , где  $\Delta V_D$  — соответствующее изменение напряжения стока  $V_D$ . Поэтому ток прибора, определяемый надбарьерной термоэлектронной инжекцией, пропорционален

$$I \sim \exp\left(\frac{q \Delta V_G}{kT}\right) \simeq \exp\left(\frac{q I_1 \Delta V_D}{k T L_2}\right), \quad (72)$$

что и объясняет наблюдаемый экспоненциальный характер вольт-амперных характеристик прибора в области малых токов (рис. 36, б). При больших токах плотность электронов в канале между затворами становится больше концентрации фиксированного заряда доноров, и в этом случае основную роль начинают играть ограничения тока пространственным зарядом подвижных носителей, что обуславливает примерно линейный характер вольт-амперных характеристик прибора в этой области.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Shockley W. A Unipolar Field-Effect Transistor, *Proc. IRE*, **40**, 1365 (1952).
2. Dacey G. C., Ross I. M. Unipolar Field-Effect Transistor, *Proc. IRE*, **41**, 970 (1953).
3. Dacey G. C., Ross I. M. The Field-Effect Transistor, *Bell Syst. Tech. J.*, **34**, 1149 (1955).
4. Mead C. A. Schottky Barrier Gate Field-Effect Transistor, *Proc. IEEE*, **54**, 307 (1966).
5. Hooper W. W., Lehrer W. I. An Epitaxial GaAs Field-Effect Transistor, *Proc. IEEE*, **55**, 1237 (1967).
6. Hauser J. R. Junction Field Effect Transistors, in Burger R. M., Donovan R. P., Eds., *Fundamental of Silicon Integrated Device Technology*, Vol. 2, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1968, Chap. 3.
7. Pucel R. A., Haus H. A., Stutz H. Signal and Noise Properties of GaAs Microwave Field-Effect Transistors, in Martin L., Ed., *Advances in Electronics and Electron Physics*, Vol. 38, Academic, N. Y., 1975, p. 195.
8. Liechti C. A. Microwave Field-Effect Transistors — 1976, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-24**, 279 (1976).
9. Brokemuehl R. R. Analysis of Field-Effect Transistors with Arbitrary Charge Distribution, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-10**, 31 (1963).
10. Middlebrook R. D., Richer I. Limits on the Power-Law Exponent for Field-Effect Transistor Transfer Characteristics, *Solid State Electron.*, **6**, 542 (1963).
11. Zuleeg R., Notthoff J. K., Lehovec K. Femtojoule High-Speed Planar GaAs E-JFET Logic, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-25**, 628 (1978).
12. Jacoboni C., Canali C., Ottaviani G., Quaranta A. A. A Review of Some Charge Transport Properties of Silicon, *Solid State Electron.*, **20**, 77 (1977).
13. Smith P., Inoue M., Frey J. Electron Velocity in Si and GaAs at Very High Electric Fields, *Appl. Phys. Lett.*, **37**, 797 (1980).
14. Lehovec K., Zuleeg R. Voltage — Current Characteristics of GaAs JFETs in the Hot Electron Range, *Solid State Electron.*, **13**, 1415 (1970).
15. Williams R. E., Shaw D. W. Graded Channel FET's Improved Linearity and Noise Figure, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-25**, 600 (1978).
16. Williams R. E., Shaw D. W. GaAs FET's with Graded Channel Doping Profiles, *Electron. Lett.*, **13**, 408 (1977).
17. Pucel R. A. Profile Design for Distortion Reduction in Microwave Field-Effect Transistors, *Electron. Lett.*, **14**, 204 (1978).
18. Kennedy D. P., O'Brien R. R. Computer Aided Two-Dimensional Analysis of the Junction Field-Effect Transistor, *IBM J. Res. Dev.*, **14**, 95 (1970).
19. Lehovec K., Miller R. Field Distribution in Junction Field Effect Transistors at Large Drain Voltages, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-22**, 273 (1975).

20. Himsworth B. A Two-Dimensional Analysis of GaAs Junction Field-Effect Transistors with Long and Short Channels, *Solid State Electron.*, **15**, 1353 (1972).
21. Ruch J. Electron Dynamics in Short Channel Field-Effect Transistors, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-19**, 652 (1972).
22. Wada T., Frey J. Physical Basis of Short-Channel MESFET Operation, *IEEE Electron Devices*, **ED-26**, 476 (1979).
23. Reiser M., Wolf P. Computer Study of Submicrometer FET's, *Electron. Lett.* **8**, 254 (1972).
24. Maloney T. J., Frey J. Frequency Limits of GaAs and InP Field-Effect Transistors at 300 K and 77 K with Typical Active Layer Doping, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-23**, 519 (1976).
25. Barrera J. S., Archer R. J. InP Schottky-Gate Field-Effect Transistors, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-22**, 1023 (1975).
26. Fukui H. Drain Current Limitations and Temperature Effects in GaAs MESFET, *IEEE Tech. Dig. Int. Electron Device Meet.* 1978, pp. 140—143.
27. Sevin L. J. Field Effect Transistors, McGraw-Hill, N. Y., 1965.
28. Ikoma T. Status of Microwave and High Speed Devices, *Proc. 7th Bienn. Cornell Electr. Eng. Conf. Active Microwave Semicond. Devices and Circuits*, Cornell University, Ithaca, N. Y., p. 7 (1979).
29. Fukui H. Optimal Noise Figure of Microwave GaAs MESFETs, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-26**, 1032 (1979).
30. Hewitt B. S., Cox H. M., Fukui H., DiLorenzo J. V., Schlosser W. O., Iglesias D. E. Low Noise GaAs MESFETs, *Electron. Lett.*, **12**, 309 (1976).
31. Mizuishi K., Kurono H., Sato H., Kodera H. Degradation Mechanics of GaAs MESFETs, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-26**, 1008 (1979).
32. Blocker T., Macksey H., Adams R. X-Band RF Power Performance of GaAs FET's, *IEEE Tech. Dig. Int. Electron Device Meet.*, 1974, pp. 288—291.
33. Macksey H. M., Shaw D. W., Wisseman W. R. GaAs Power FETs with Semi-Insulating Gates, *Electron. Lett.*, **12**, 192 (1976).
34. Nagashima A., Umebachi S., Kano G. Calculation of Microwave Performance of Buffer Layer Gate GaAs MESFETs, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-25**, 537 (1978).
35. Umebachi S., Ashahi K., Inoue M., Kano G. A New Heterojunction Gate GaAs FET, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-12**, 613 (1975).
36. Turner J. A., Waller A. J., Kelly E., Parker D. Dual-Gate GaAs Microwave Field-Effect Transistor, *Electron. Lett.*, **7**, 661 (1971).
37. Warner R. M., Jackson W. H., Doucette E. I., Sone H. A. A Semiconductor Current Limiter, *Proc. IRE*, **47**, 45 (1959).
38. Lawrence H. A Diffused Field-Effect Current Limiter, *IRE Trans. Electron Devices*, **ED-9**, 82 (1962).
39. Boll H. J., Iwersen J. E., Perry E. W. High-Speed Current Limits, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-13**, 904 (1966).
40. Salama C. A., Oakes J. G. Nonplanar Power Field-Effect Transistors, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-25**, 1222 (1978).
41. Mok T. K., Salama C. A. T. The Characteristics and Application of a V-Shaped Notched Channel Field-Effect Transistor (VFET), *Solid State Electron.*, **19**, 159 (1976).
42. Teszner S., Gicquel R. Gridistor — A New Field Effect Device, *Proc. IEEE*, **52**, 1502 (1964).
43. Zulleg R. Multichannel Field-Effect Transistor Theory and Experiment, *Solid State Electron.*, **10**, 559 (1967).
44. Nishizawa J. I., Terasaki T., Shibata J. Field Effect Transistor Versus Analog Transistor (Static Induction Transistor), *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-22**, 185 (1975).

45. Lecrosnier D. R., Pelous G. P. Ion Implanted FET for Power Applications, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-21**, 113 (1974).
46. Morenza J. L., Esteve D. Entirely Diffused Vertical Channel JFET: Theory and Experiment, *Solid State Electron*, **21**, 739 (1978).
47. Wemple S. H., Niehaus W. C., Cox H. M., DiLorenzo J. V., Schlosser W. O. Control of Gate — Drain Avalanche in GaAs MESFETs, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-27**, 1013 (1980).
48. DiLorenzo J. H., Wisseman W. R. GaAs Power MESFET: Design, Fabrication and Performance, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MIT-27**, 367 (1979).
49. Fukuta M., Syama K., Suzuki H., Nakayama K., Ishidawa H. Power GaAs MESFET with High Drain — Source Breakdown Voltage, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-24**, 312 (1976).
50. Narnard J., Ohno H., Wood C. E. C., Eastman L. F. Double Heterostructure  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  MESFETs with Submicron Gates, *IEEE Electron Devices, Lett.*, **EDL-1**, 174 (1980).



### 7.1. ВВЕДЕНИЕ

Структуры металл—диэлектрик—полупроводник (МДП-структуры) имеют большое значение при изучении свойств поверхности полупроводников. Поскольку различные поверхностные эффекты непосредственно влияют на надежность и стабильность работы практически всех типов полупроводниковых приборов, изучение физики поверхности с помощью МДП-структур играет большую роль во всей полупроводниковой технологии. В этой главе рассматриваются преимущественно структуры металл—окисел—полупроводник (кремний) (МОП-структуры), которые являются основным элементом конструкции большинства современных планарных приборов и интегральных схем и наиболее хорошо изучены в настоящее время.

МДП-структуры были предложены в качестве управляемой напряжением емкости впервые в 1959 г. Моллом [1], Пфанном и Гарретом [2]. Затем характеристики МДП-структур анализировали Франкл [3] и Линднер [4]. Для изучения термически окисленной поверхности кремния МОП-структуры были впервые использованы Терманом [5], Леховеком и Слободским [6]. Обстоятельное и глубокое изложение принципов физики Si—SiO<sub>2</sub>-структур можно найти в книге Никколиана и Брюса [7].

Принцип зарядовой связи был сформулирован Бойлом и Смитом [8] в 1970 г. Первый прибор с зарядовой связью (ПЗС) сконструировали Амелио, Томпсет и Смит [9]. В наиболее простом виде прибор с зарядовой связью можно рассматривать как матрицу близко расположенных МДП-конденсаторов. При соответствующей последовательности тактовых импульсов напряжения на электродах МДП-конденсаторов в ПЗС могут контролируемым образом перемещаться вдоль поверхности полупроводника так называемые зарядовые пакеты. Используя этот принцип, с помощью ПЗС можно осуществить целый ряд функций: прием изображений, хранение данных, обработку сигналов, логические операции. Обстоятельное изложение физических принципов и механизмов работы ПЗС содержится в монографиях Секена и Томпсета [10] и Кима [11]. Важнейшие оригинальные статьи по ПЗС можно найти в журнале ТИИЭР [12].

## 7.2. ИДЕАЛЬНАЯ МДП-СТРУКТУРА

Схематически МДП-структура приведена на рис. 1, где  $d$  — толщина слоя диэлектрика, а  $V$  — напряжение, приложенное к металлическому полевому электроду. Ниже мы будем считать напряжение положительным, если металлический электрод структуры смещен положительно относительно омического контакта к подложке, и отрицательным в противоположном случае.

Зонные диаграммы идеальных МДП-структур при  $V = 0$  приведены на рис. 2. Понятие «идеальная МДП-структура» определим следующим образом:

1. Работы выхода электронов из металла и полупроводника одинаковы, или разность работ выхода металла и полупроводника  $\Phi_{ms}$  равна нулю:

$$\Phi_{ms} \equiv \Phi_m - \left( \chi + \frac{E_g}{2q} - \psi_B \right) = 0 \text{ для } n\text{-типа,} \quad (1a)$$

$$\Phi_{ms} \equiv \Phi_m - \left( \chi + \frac{E_g}{2q} + \psi_B \right) = 0 \text{ для } p\text{-типа.} \quad (1б)$$

Здесь  $\Phi_m$  — работа выхода металла,  $\chi$  — сродство к электрону полупроводника,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\psi_B$  — разность между уровнем Ферми  $E_F$  и положением уровня Ферми в собственном полупроводнике  $E_i$ . Условия (1) означают, что в отсутствие внешнего напряжения  $V = 0$  энергетические зоны полупроводника не изогнуты (состояние плоских зон).

2. При любых смещениях в структуре могут существовать только заряд в ее полупроводниковой части и равный ему заряд противоположного знака на металлическом электроде, отделенном от полупроводника слоем диэлектрика.

3. При постоянном напряжении смещения отсутствует перенос носителей тока сквозь диэлектрик, т. е. сопротивление диэлектрика предполагается бесконечным.

Теория идеальной МДП-структуры, рассматриваемая в этом разделе, служит основой для понимания и исследования свойств реальных МДП-структур и поверхности полупроводников.

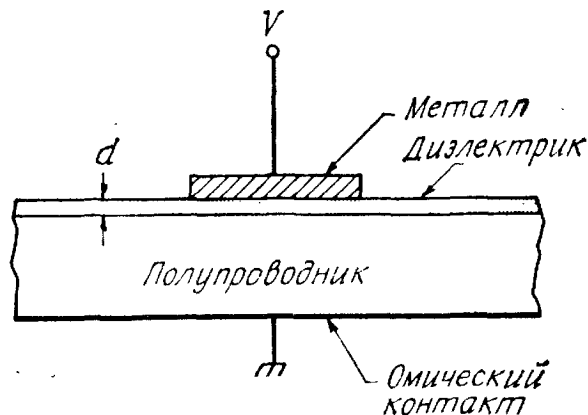
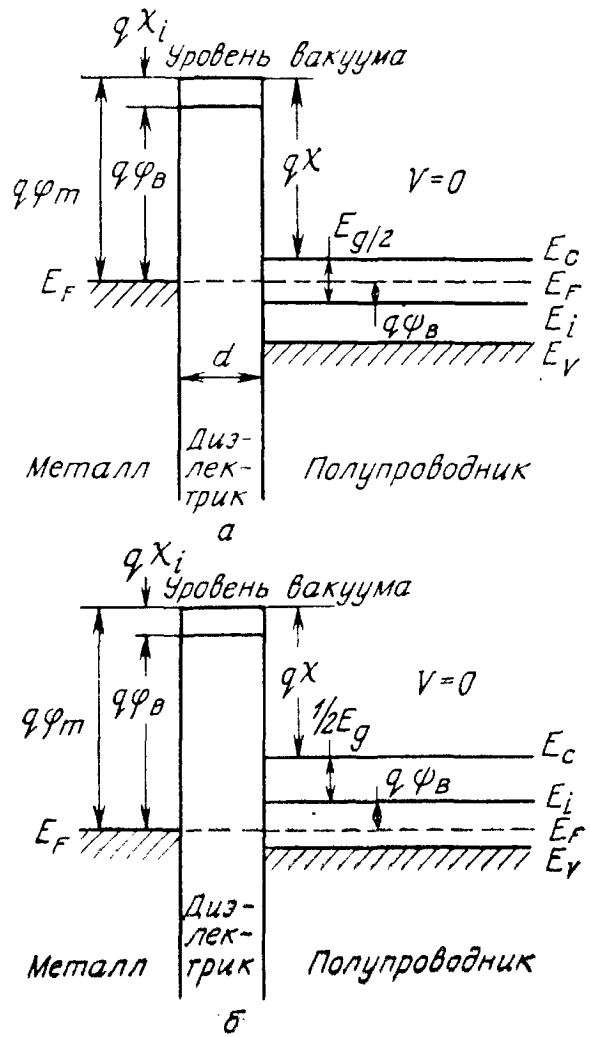


Рис. 1. Структура металл — диэлектрик — полупроводник (МДП-структура).

Рис. 2. Зонные диаграммы идеальных МДП-структур при  $V = 0$ .

а — полупроводник  $n$ -типа; б — полупроводник  $p$ -типа.



Когда к идеальной МДП-структуре приложено напряжение того или другого знака, на полупроводниковой поверхности могут возникнуть три основные ситуации (рис. 3). Рассмотрим их сначала для МДП-структуры с полупроводником  $p$ -типа. Если к металлическому электроду структуры приложено отрицательное напряжение ( $V < 0$ ), край валентной зоны у границы с диэлектриком изгибается вверх и приближается к уровню Ферми (рис. 3, а). Поскольку в идеальной МДП-структуре сквозной ток равен нулю, уровень Ферми в полупроводнике остается постоянным. Так как концентрация дырок экспоненциально зависит от разности энергий ( $E_F - E_V$ ), такой изгиб зон приводит к увеличению числа основных носителей (дырок) у поверхности полупроводника. Этот режим называется режимом обогащения (аккумуляции). Если к МДП-структуре приложено не слишком большое положительное напряжение ( $V > 0$ ), зоны изгибаются в обратном направлении и приповерхностная область полупроводника обедняется основными носителями (рис. 3, б). Этот режим называют режимом обеднения

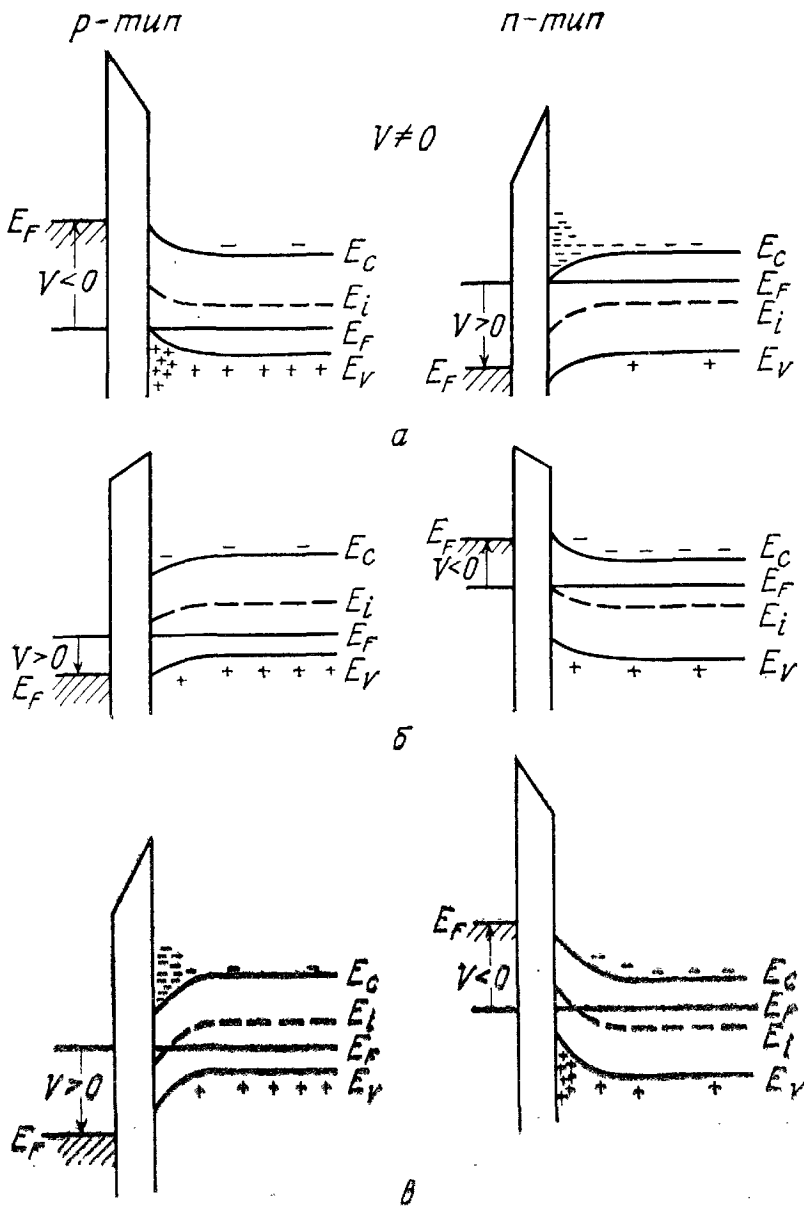


Рис. 3. Зонные диаграммы идеальной МДП-структуры при  $V \neq 0$ .  
 а — режим аккумуляции; б — режим обеднения; в — режим инверсии.

или истощения поверхности. При больших положительных напряжениях зоны изгибаются вниз настолько сильно, что вблизи поверхности происходит пересечение уровня Ферми  $E_F$  с собственным уровнем  $E_i$ . В этом случае (рис. 3, в) концентрация неосновных носителей (электронов) у поверхности превосходит концентрацию основных носителей (дырков). Эта ситуация называется режимом инверсии. Аналогичное рассмотрение можно провести и для МДП-структуры с полупроводником  $n$ -типа. Указанные режимы осуществляются при напряжении противоположной полярности.

### 7.2.1. Приповерхностная область пространственного заряда

Ниже получены соотношения, связывающие поверхностный потенциал, пространственный заряд (отнесенный к единице площади поверхности) и электрическое поле. Эти соотношения использованы в разд. 7.2.2 для расчета вольт-фарадных характеристик идеальных МДП-структур.

На рис. 4 в более крупном плане приведена зонная диаграмма приповерхностной области полупроводника  $p$ -типа идеальной МДП-структуры. В этой области электростатический потенциал  $\psi$  изменяется от значения на поверхности  $\psi_s$  до потенциала электро-нейтральной области полупроводника  $\psi = 0$ , выбранного за точку отсчета. Зависимость концентраций электронов и дырок от потенциала  $\psi$  определяется соотношениями

$$n_p = n_{p0} \exp(q\psi/kT) = n_{p0} \exp(\beta\psi), \quad (2)$$

$$p_p = p_{p0} \exp(-q\psi/kT) = p_{p0} \exp(-\beta\psi), \quad (3)$$

где  $n_{p0}$  и  $p_{p0}$  — равновесные плотности электронов и дырок в объеме полупроводника  $\beta \equiv q/kT$ . Потенциал  $\psi$  положителен, если зоны изогнуты вниз (рис. 4). Соответствующие поверхностные концентрации определяются соотношениями

$$n_s = n_{p0} \exp(\beta\psi_s),$$

$$p_s = p_{p0} \exp(-\beta\psi_s). \quad (4)$$

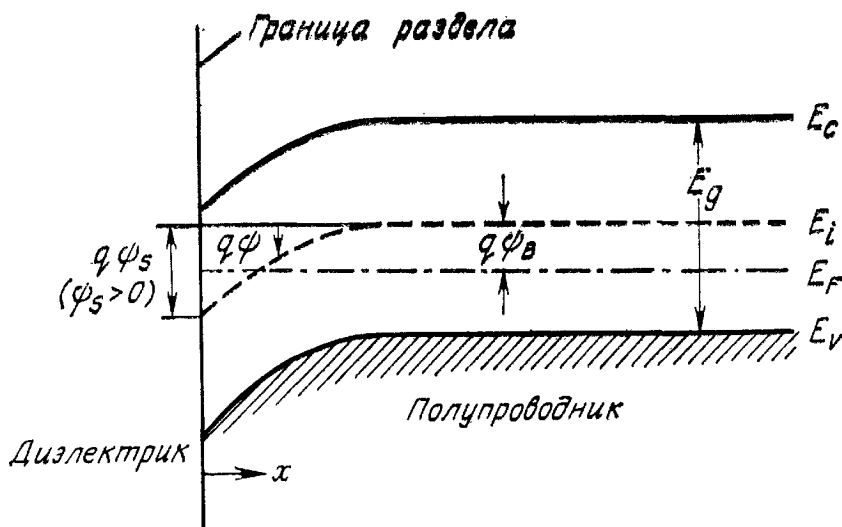


Рис. 4. Зонная диаграмма приповерхностной области полупроводника  $p$ -типа. Потенциал  $\psi$  определен по отношению к объему подложки ( $\psi = 0$  в ее электро-нейтральной части) и отсчитывается от собственного уровня  $E_i$ . Изгибу зон на рисунке соответствует положительный знак поверхностного потенциала  $\psi_s$ . В режиме аккумуляции  $\psi_s < 0$ , в режиме обеднения  $\psi_B > \psi_s > 0$  и при инверсии  $\psi_s > \psi_B$ .

В соответствии с тем, что было сказано выше, характерные интервалы изменения поверхностного потенциала  $\psi_s$  можно определить следующим образом:

- $\psi_s < 0$  — аккумуляция дырок (зоны изогнуты вверх);  
 $\psi_s = 0$  — состояние плоских зон;  
 $\psi_B > \psi_s > 0$  — режим обеднения (зоны изогнуты вниз);  
 $\psi_s = \psi_B - n_s = p_s = n_i$  ( $n_i$  — собственная концентрация);  
 $\psi_s > \psi_B$  — режим инверсии (накопление у поверхности неосновных носителей (электронов), зоны изогнуты вниз).

Зависимость потенциала  $\psi$  от расстояния до границы раздела  $x$  можно получить с помощью одномерного уравнения Пуассона

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s}. \quad (5)$$

Здесь  $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника, а  $\rho(x)$  — плотность полного объемного заряда:

$$\rho(x) = q(N_D^+ - N_A^- + p_p - n_p), \quad (6)$$

где  $N_D^+$  и  $N_A^-$  — концентрации ионизированных доноров и акцепторов соответственно. Отметим, что в объеме полупроводника вдали от поверхности выполняется условие электронейтральности, т. е.  $\rho(x) = 0$  при  $\psi = 0$ , а

$$N_D^+ - N_A^- = n_{p0} - p_{p0}. \quad (7)$$

В общем случае, согласно выражениям (2) и (3), для всех значений  $\psi$  имеем

$$p_p - n_p = p_{p0} \exp(-\beta\psi) - n_{p0} \exp(\beta\psi). \quad (8)$$

В результате вместо уравнения (5) получим

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} [p_{p0}(e^{-\beta\psi} - 1) - n_{p0}(e^{\beta\psi} - 1)]. \quad (9)$$

Интегрирование уравнения (9) [13]:

$$\int_0^{\partial\psi/\partial x} \left( \frac{\partial\psi}{\partial x} \right) d \left( \frac{\partial\psi}{\partial x} \right) = -\frac{q}{\epsilon_s} \int_0^{\psi} [p_{p0}(e^{-\beta\psi} - 1) - n_{p0}(e^{\beta\psi} - 1)] d\psi \quad (10)$$

дает соотношение, связывающее электрическое поле ( $\mathcal{E} \equiv -d\psi/dx$ ) и потенциал  $\psi$ :

$$\mathcal{E}^2 = \left( \frac{2kT}{q} \right)^2 \left( \frac{qp_{p0}\beta}{2\epsilon_s} \right) \left[ (e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1) \right]. \quad (11)$$

Для сокращения записи последующих формул обозначим

$$F\left(\beta\psi, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) \equiv \left[ (e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1) \right]^{1/2} \geq 0 \quad (12)$$

и введем так называемую дебаевскую длину дырок

$$L_D \equiv \sqrt{\frac{kT\varepsilon_s}{p_{p0}q^2}} \equiv \sqrt{\frac{\varepsilon_s}{qp_{p0}\beta}}. \quad (13)$$

Тогда электрическое поле

$$\mathcal{E} = -\frac{\partial\psi}{\partial x} = \pm \frac{\sqrt{2}kT}{qL_D} F\left(\beta\psi, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right). \quad (14)$$

В этом выражении знак  $+$  нужно использовать при  $\psi > 0$ , а знак  $-$  при  $\psi < 0$ . Величину поверхностного электрического поля получим, подставив в выражение (14)  $\psi = \psi_s$ :

$$\mathcal{E}_s = \pm \frac{\sqrt{2}kT}{qL_D} F\left(\beta\psi_s, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right). \quad (15)$$

По закону Гаусса объемный заряд, отнесенный к единице площади границы раздела, индуцировавший это поле, составляет

$$Q_s = -\varepsilon_s \mathcal{E}_s = \mp \frac{\sqrt{2}\varepsilon_s kT}{qL_D} F\left(\beta\psi_s, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right). \quad (16)$$

Чтобы определить избыточные поверхностные плотности электронов  $\Delta n$  и дырок  $\Delta p$  при данном значении поверхностного потенциала  $\psi_s$ , необходимо вычислить следующие интегралы [14]:

$$\Delta p = p_{\varepsilon 0} \int_0^{\infty} (e^{-\beta\psi} - 1) dx = \frac{qp_{p0}L_D}{\sqrt{2}kT} \int_{\psi_s}^0 \frac{e^{-\beta\psi} - 1}{F(\beta\psi, n_{p0}/p_{p0})} d\psi \text{ [см}^{-2}\text{]}, \quad (17)$$

$$\Delta n = n_{p0} \int_0^{\infty} (e^{\beta\psi} - 1) dx = \frac{qn_{p0}L_D}{\sqrt{2}kT} \int_{\psi_s}^0 \frac{e^{\beta\psi} - 1}{F(\beta\psi, n_{p0}/p_{p0})} d\psi \text{ [см}^{-2}\text{]}. \quad (18)$$

Типичная зависимость полного заряда  $Q_s$  от поверхностного потенциала  $\psi_s$  показана на рис. 5. Она рассчитана для МДП-структуры на кремниевой подложке  $p$ -типа с  $N_A = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при комнатной температуре. При отрицательных  $\psi_s$  заряд  $Q_s$  положителен, что отвечает аккумуляции дырок на поверхности. В этом случае в выражении (12) доминирует первое слагаемое, так что  $Q_s \sim \exp(q|\psi_s|/2kT)$ . В состоянии плоских зон  $\psi_s = 0$  и  $Q_s = 0$ . В режиме обеднения  $\psi_B > \psi_s > 0$ , а заряд  $Q_s$  отрицателен. При этом в выражении (12) доминирует второе слагаемое,

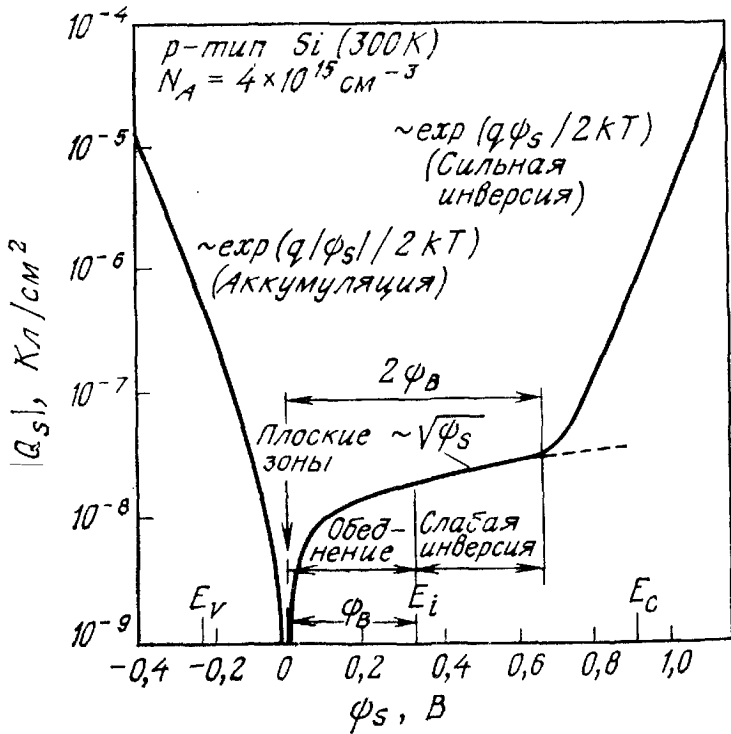


Рис. 5. Зависимость плотности объемного заряда в полупроводнике (на единицу площади границы раздела) от поверхностного потенциала  $\psi_s$  для кремния  $p$ -типа с  $N_A = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при комнатной температуре; потенциал  $\psi_B$  соответствует разности уровня Ферми и собственного уровня  $E_i$  в объеме полупроводника [13].

так что  $Q_s \sim \sqrt{\psi_s}$ . При сильной инверсии  $\psi_s \gg \psi_B$  главным в выражении (12) является четвертое слагаемое, и в этом случае  $Q_s \sim -\exp(q\psi_s/2kT)$ . Сильная инверсия наступает при поверхностном потенциале

$$\psi_s(\text{inv}) \simeq 2\psi_B = \frac{2kT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right), \quad (19)$$

когда поверхностная концентрация неосновных носителей (электронов) становится равной исходной концентрации основных носителей  $p_{p0}$ .

По определению полная дифференциальная емкость полупроводника

$$C_D \equiv \frac{\partial Q_s}{\partial \psi_s} = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2}L_D} \frac{[1 - e^{-\beta\psi_s} + (n_{p0}/p_{p0})(e^{\beta\psi_s} - 1)]}{F(\beta\psi_s, n_{p0}/p_{p0})} [\Phi/\text{см}^2]. \quad (20)$$

В состоянии плоских зон, т. е. при  $\psi_s = 0$ ,  $C_D$  можно легко определить, разложив в ряд соответствующие экспоненты, что дает

$$C_D(\psi_s = 0) = \epsilon_s/L_D [\Phi/\text{см}^2]. \quad (21)$$



### 7.2.2. Характеристики идеальной МДП-структуры

На рис. 6, а приведена зонная диаграмма идеальной МДП-структуры с тем же, что и на рис. 4, характером изгиба зон. На рис. 6, б приведено распределение заряда в структуре. Ясно, что для обеспечения электронейтральности структуры заряд на ее

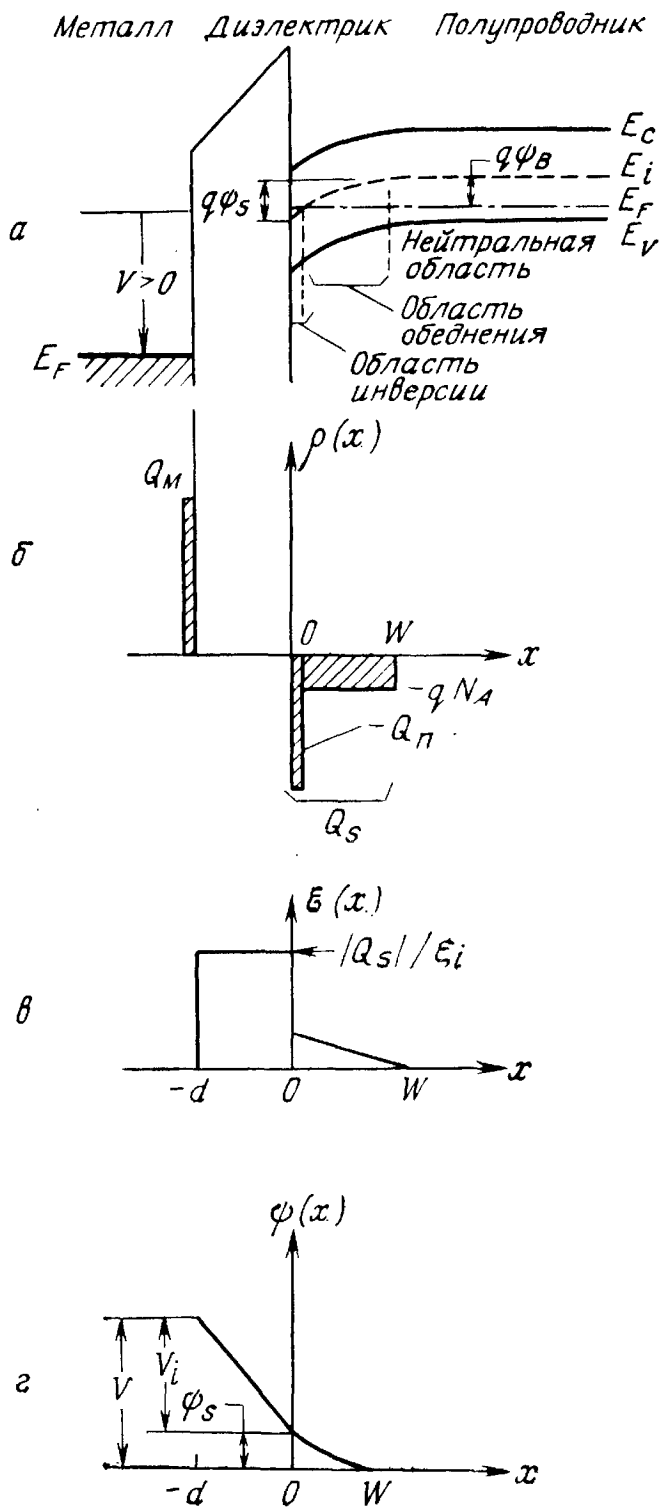


Рис. 6. Зонная диаграмма идеальной МДП-структуры (а) и распределения зарядов (в условиях инверсии) (б), электрического поля (в) и потенциала (г).

металлическом электроде  $Q_M$  должен быть равен сумме электронного заряда в инверсионном слое  $Q_n$  и заряда ионизированных акцепторов в области обеднения полупроводника:

$$Q_M = Q_n + qN_A W = Q_s. \quad (22)$$

Все заряды здесь отнесены к единице площади границы раздела,  $W$  — толщина обедненного слоя,  $Q_s$  — полная поверхностная плотность заряда в полупроводнике. На рис. 6, в и г показаны распределения электрического поля и потенциала в структуре, которые соответствуют первому и второму интегралам уравнения Пуассона.

Ясно, что в отсутствие разности работ выхода приложенное напряжение делится между полупроводником и изолятором, т. е.

$$V = V_i + \psi_s, \quad (23)$$

где  $V_i$  — падение напряжения на слое диэлектрика, равное (см. рис. 6, в)

$$V_i = \mathcal{E}_i d = \frac{|Q_s| d}{\epsilon_i} \left( \equiv \frac{|Q_s|}{C_i} \right). \quad (24)$$

Полная емкость структуры

$$C = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D} \quad [\Phi/\text{см}^2], \quad (25)$$

что соответствует последовательному соединению емкости полупроводника  $C_D$  и емкости слоя диэлектрика  $C_i = \epsilon_i/d$ . Последняя определяется толщиной диэлектрика и представляет собой максимально возможную емкость всей структуры. Емкость полупроводника изменяется при изменении напряжения на структуре (уравнение (20)). Используя формулы (20), (23)—(25), можно определить зависимость полной емкости идеальной МДП-структуры (рис. 7, кривая (а)) от приложенного напряжения. Особый интерес представляет значение полной емкости структуры в состоянии плоских зон, т. е. при  $\psi_s = 0$ . Для этой величины из выражений (21) и (25) получим

$$C_{FB}(\psi_s = 0) = \frac{\epsilon_i}{d + (\epsilon_i/\epsilon_s) L_D} = \frac{\epsilon_i}{d + (\epsilon_i/\epsilon_s) \sqrt{kT\epsilon_s/\rho_{p0}q^2}}, \quad (26)$$

где  $\epsilon_i$  и  $\epsilon_s$  — диэлектрические проницаемости изолятора и полупроводника соответственно, а  $L_D$  — дебаевская длина дырок (см. выражение (13)).

Зависимость емкости идеальной МДП-структуры от напряжения при отрицательных значениях последнего отвечает аккумуляции дырок у границы раздела. В этом режиме дифференциальная емкость полупроводника (выражение (20)) существенно больше емкости диэлектрика, поэтому полная емкость структуры близка

к величине  $C_i$ . Когда напряжение, приложенное к МДП-структуре, становится больше 0, в приповерхностном слое полупроводника образуется обедненная область, которая действует как добавочный слой диэлектрика. Это приводит к уменьшению полной емкости МДП-структуры. Затем, проходя через минимум, обозначенный на рис. 7 символами  $C_{\text{мин}}$  и  $V_{\text{мин}}$ , полная дифференциальная емкость структуры резко возрастает, снова приближаясь к величине  $C_i$ . Последнее обусловлено тем, что в данной области напряжений у границы раздела с диэлектриком образуется электронный инверсионный слой, дифференциальная емкость которого также значительно превышает емкость диэлектрика. Отметим, что нарастание емкости в области положительных смещений зависит от того, успевает ли концентрация инверсионных электронов следовать за изменениями приложенного к структуре переменного напряжения, с помощью которого осуществляется измерение емкости. Данный режим осуществляется лишь при сравнительно малых частотах, когда скорость генерационно-рекомбинационных процессов, ответственных за изменение концентрации неосновных носителей (в нашем случае электронов), достаточна, чтобы электронная плотность изменялась в фазе с напряжением измерительного сигнала. Экспериментально установлено, что для структур металл —  $\text{SiO}_2$ — $\text{Si}$  соответствующая частотная граница лежит в диапазоне 5—100 Гц [15, 16]. При более высоких частотах увеличения дифференциальной емкости структуры при положительных

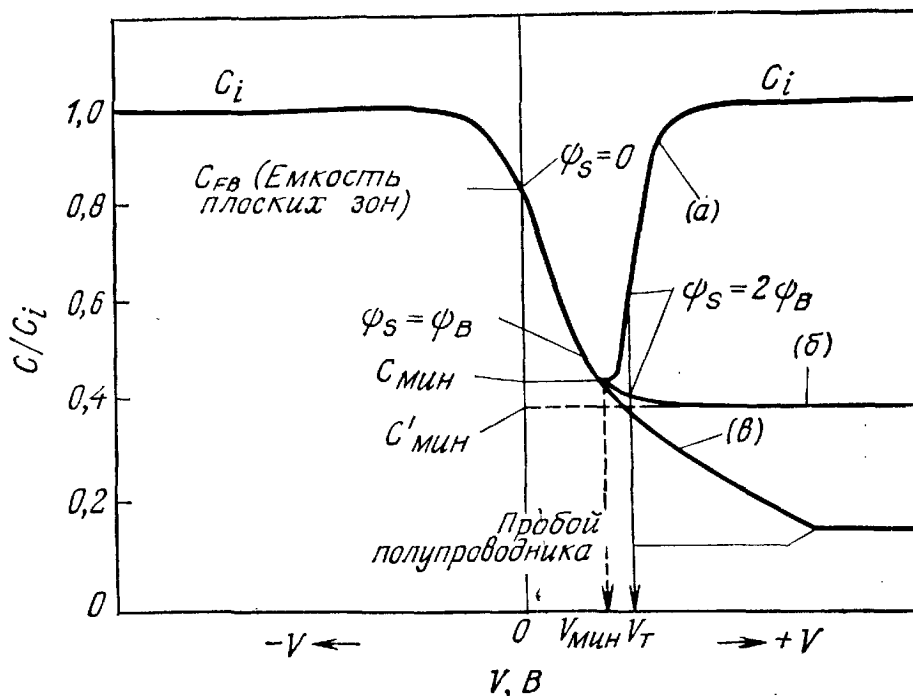


Рис. 7. Вольт-фарадные кривые идеальной МДП-структуры [16].

(а) — в области низких частот; (б) — в области высоких частот; (в) — в режиме глубокого обеднения.

напряжениях не наблюдается (кривая (б) на рис. 7). Кривая (в) на этом рисунке соответствует вольт-фарадной характеристике идеальной МДП-структуры в условиях глубокого обеднения (импульсное напряжение смещения). Эта зависимость непосредственно связана с режимами работы приборов с зарядовой связью (ПЗС), которые рассмотрены в разд. 7.4. В области сравнительно высоких напряжений кривая (в) становится полой в результате лавинного пробоя приповерхностной области полупроводника МДП-структуры. Более подробно влияние ударной ионизации на характеристики МДП-структур рассмотрено ниже.

На кривых, приведенных на рис. 7, указаны также характерные значения поверхностного потенциала. Как уже говорилось, в идеальной МДП-структуре состояние плоских зон  $\psi_s = 0$  осуществляется при нулевом напряжении ( $V = 0$ ). Режиму обеднения соответствуют поверхностные потенциалы от  $\psi_s = 0$  до  $\psi_s = \psi_B$ . Величина  $\psi_B$  оказывается несколько меньше значения  $V_{\text{мин}}$ . При поверхностном потенциале  $\psi_s = 2\psi_B$  начинается сильная инверсия. Режиму слабой инверсии соответствуют поверхностные потенциалы  $\psi_B < \psi < 2\psi_B$ .

Форму высокочастотной  $C-V$ -кривой идеальной МДП-структуры можно рассчитать так, как и вольт-фарадную зависимость резкого асимметричного  $p-n$ -перехода [17, 70]. В режиме обеднения заряд, приходящийся на единицу площади границы раздела, равен  $-qN_A W$ , где  $N_A$  — концентрация ионизированных акцепторов, а  $W$  — глубина обедненного слоя. Интегрирование соответствующего уравнения Пуассона дает следующее распределение потенциала в обедненном слое:

$$\psi = \psi_s \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2, \quad (27)$$

причем поверхностный потенциал

$$\psi_s = \frac{qN_A W^2}{2\epsilon_s}. \quad (27a)$$

С увеличением приложенного напряжения  $\psi_s$  и  $W$  растут, пока не наступает сильная инверсия ( $\psi_s (\text{inv}) \simeq 2\psi_B$ ) (рис. 5), во время которой рост  $\psi_s$  и  $W$  резко замедляется. В режиме сильной инверсии небольшое увеличение поверхностного потенциала  $\Delta\psi_s$  вызывает существенное увеличение плотности заряда инверсионного слоя, который экранирует объем полупроводника от проникновения электрического поля с электрода структуры. Можно считать, что в режиме сильной инверсии достигается максимальная толщина обедненного слоя, равная, согласно формулам (19) и (27a),

$$W_m \simeq \frac{2\epsilon_s \psi_s (\text{inv})}{qN_A} = \sqrt{\frac{4\epsilon_s kT \ln(N_A/n_i)}{q^2 N_A}}. \quad (28)$$

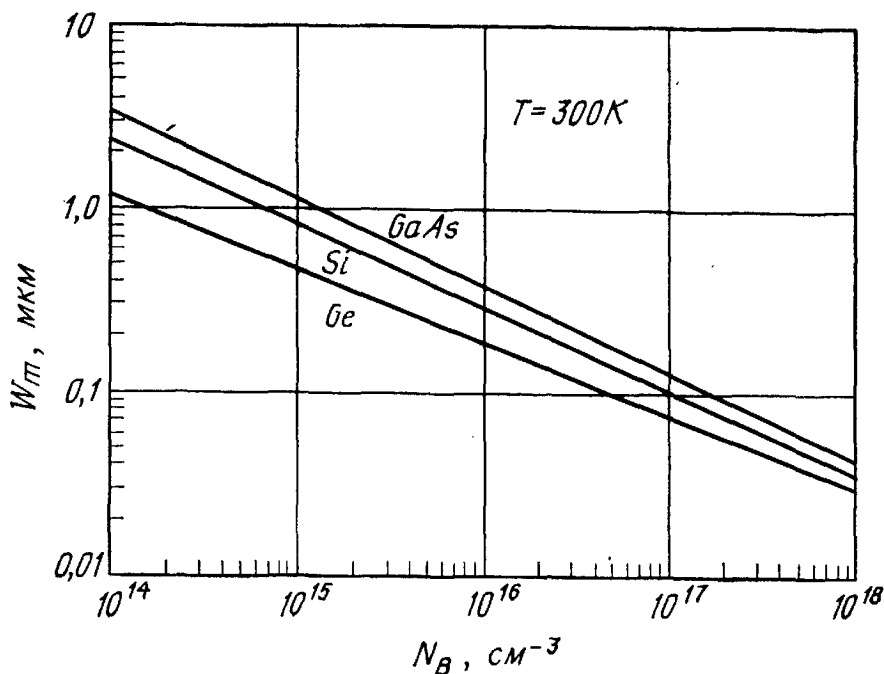


Рис. 8. Зависимость максимальной ширины обедненного слоя от концентрации примеси в Ge, Si и GaAs при сильной инверсии.

Зависимости  $W_m$  от концентрации легирующей примеси, рассчитанные для Ge, Si и GaAs при комнатной температуре, приведены на рис. 8. Здесь  $N_B$  равно либо  $N_A$ , либо  $N_D$  в зависимости от типа проводимости полупроводника. Важной величиной является так называемое напряжение включения (пороговое напряжение)  $V_T$ , при котором начинается сильная инверсия. Используя формулы (19) и (23), находим

$$V_T = \frac{Q_s}{C_i} + 2\psi_B, \quad (29)$$

где  $Q_s = qN_A W_m$ . Отсюда с помощью выражения (22) получим окончательно

$$V_T \approx \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A (2\psi_B)}}{C_i} + 2\psi_B. \quad (29a)$$

Соответствующее  $V_T$  значение дифференциальной емкости идеальной МДП-структуры

$$C'_{\text{мин}} \approx \frac{\epsilon_i}{d + (\epsilon_i/\epsilon_s) W_m}. \quad (30)$$

Высокочастотная вольт-фарадная характеристика идеальной МДП-структуры [16] приведена на рис. 9. При  $0 < V < V_T$  ее можно аппроксимировать зависимостью, полученной в приближении обедненного слоя (штриховая линия), а при  $V < 0$  и  $V >$

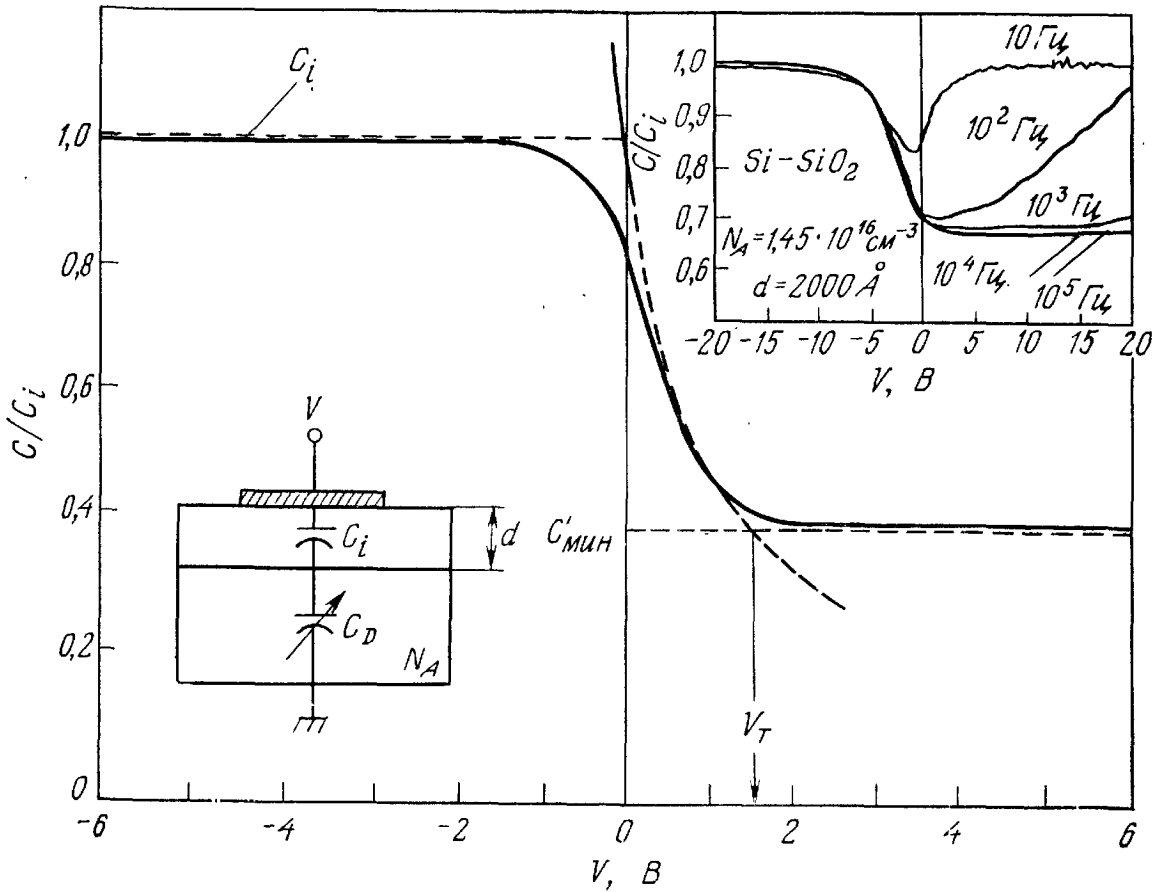


Рис. 9. Высокочастотная вольт-фарадная зависимость МДП-структуры и ее аппроксимация (штриховые линии). На вставке приведены  $C-V$ -кривые при разных частотах тестирующего напряжения [16].

$> V_T$  — постоянными значениями  $C_i$  и  $C'_{\text{мин}}$  соответственно. На вставке к рис. 9 приведены экспериментальные  $C-V$ -кривые кремниевых МОП-конденсаторов, снятые при разных частотах.

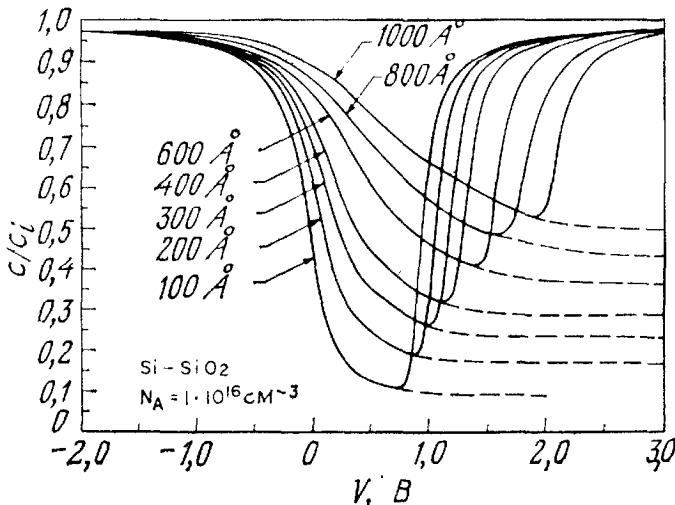


Рис. 10.  $C-V$ -кривые идеальных МДП-структур. Сплошными линиями показаны низкочастотные характеристики, а штриховыми — высокочастотные [18].

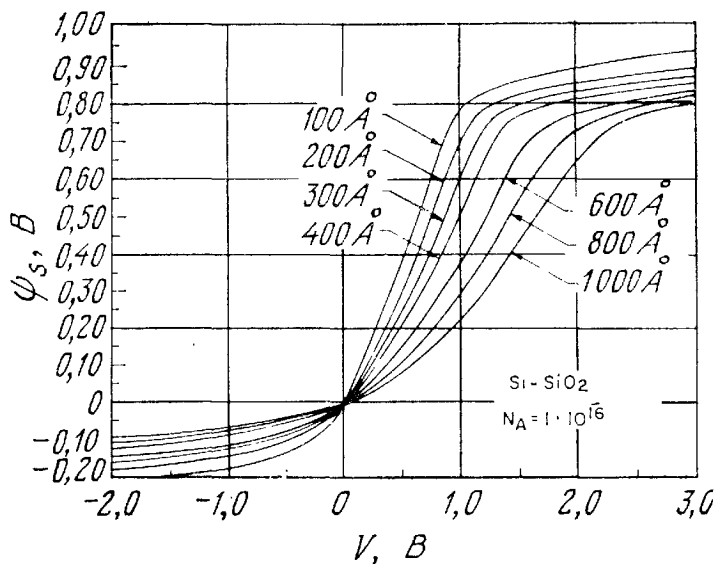


Рис. 11. Зависимость поверхностного потенциала от приложенного напряжения в идеальных МДП-структурах [18].

Отметим, что низкочастотный характер  $C-V$ -зависимости, как уже говорилось выше, начинает проявляться при  $f \lesssim 100$  Гц.

Серия вольт-фарядных характеристик идеальных МДП-структур (металл —  $\text{SiO}_2$ — $\text{Si}$ ) с различными значениями толщины слоя окисла и степени легирования полупроводника рассчитана в ра-

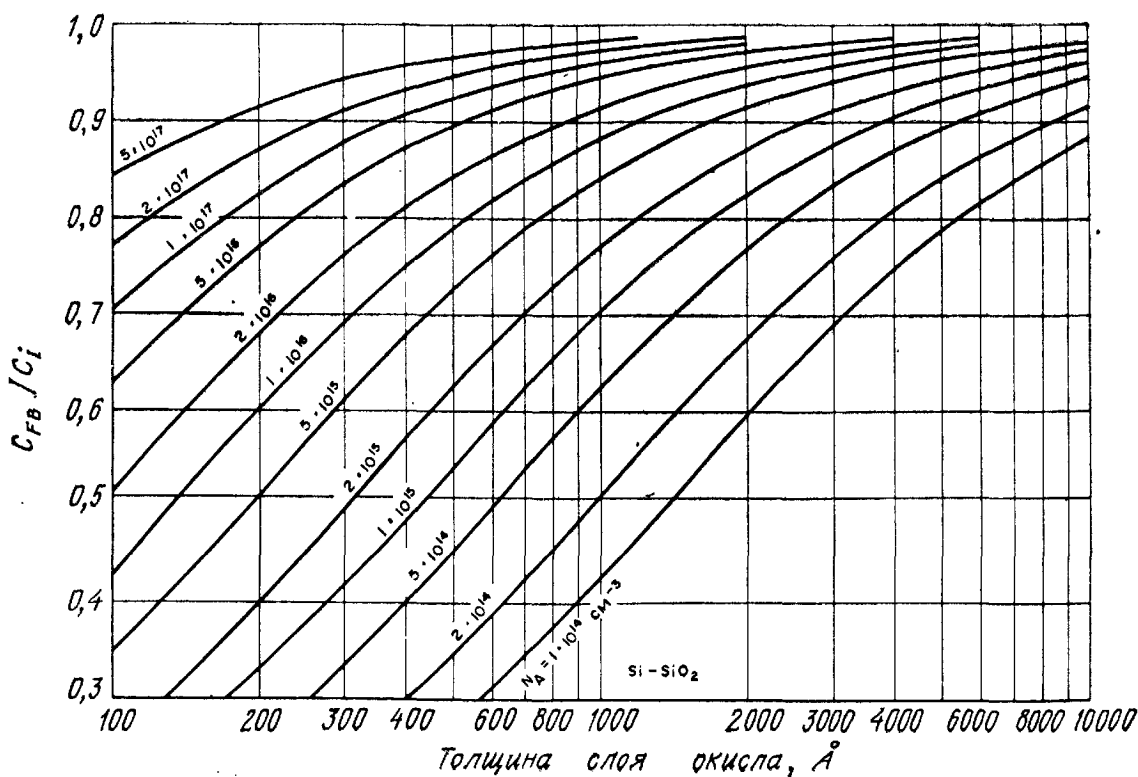
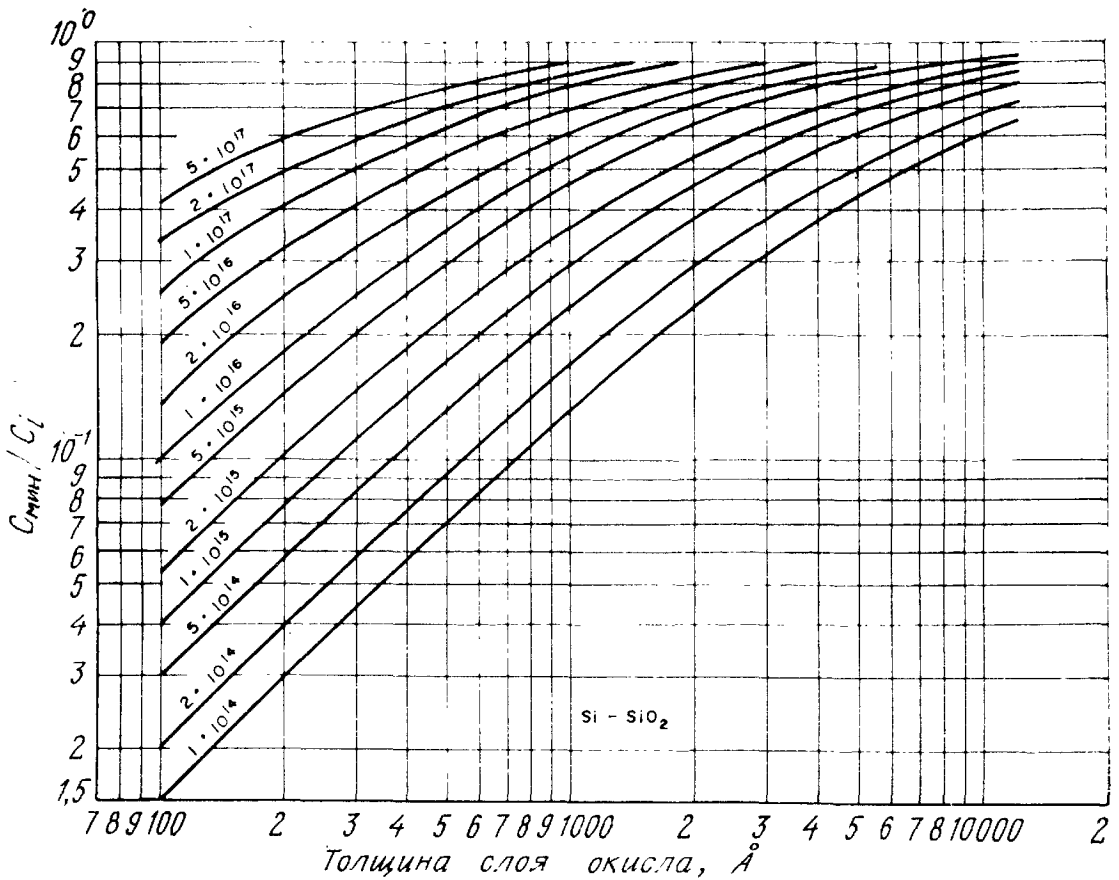
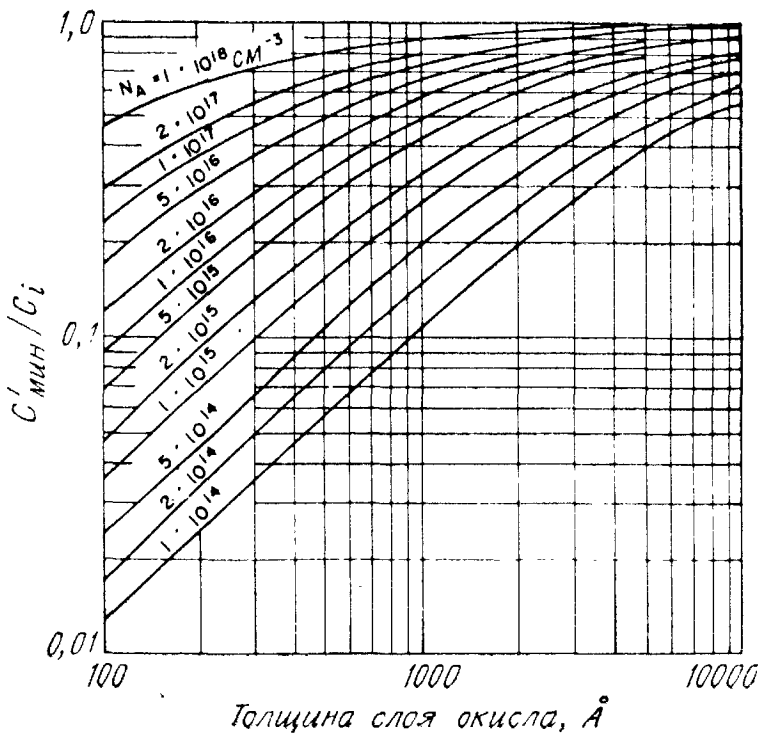


Рис. 12. Зависимость емкости плоских зон от толщины слоя окисла для идеальных МДП-структур. Параметр кривых — уровень легирования кремния [18].



а



б

Рис. 13. Зависимость нормированной минимальной низкочастотной (а) и высокочастотной (б) емкости от толщины слоя окисла для идеальных МДП-структур. Параметр кривых — уровень легирования кремния [18].



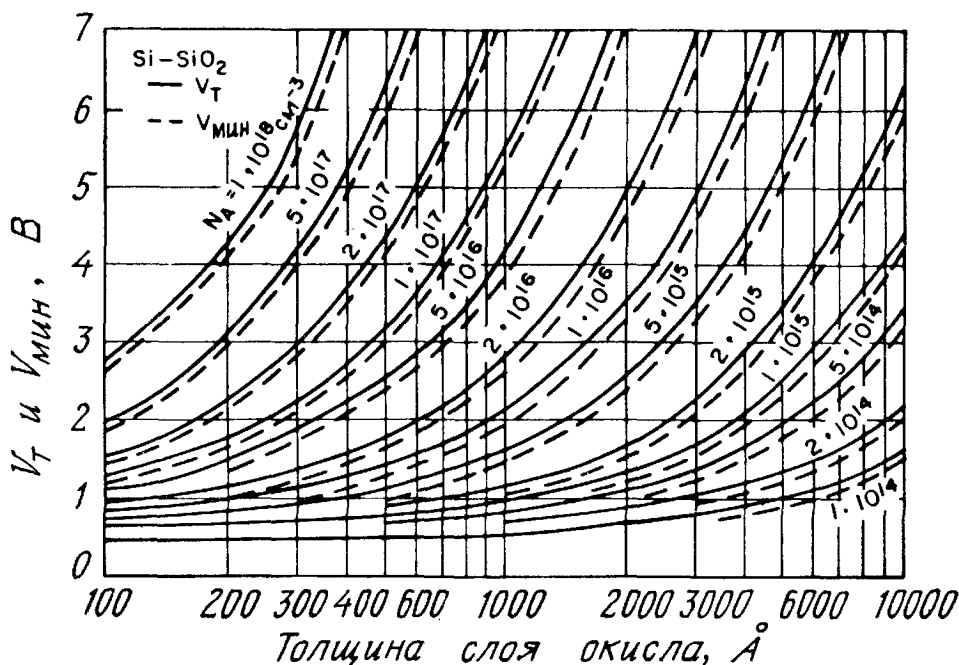


Рис. 14. Зависимости порогового напряжения  $V_T$  и напряжения  $V_{\text{мин}}$ , соответствующего минимальной низкочастотной емкости  $C_{\text{мин}}$ , от толщины слоя окисла для идеальных МДП-структур. Параметр кривых — уровень легирования кремния [18].

боте [18]. Некоторые из них (для типичных значений толщины  $\text{SiO}_2$ ) приведены на рис. 10. Отметим, что в структурах с более тонким слоем  $\text{SiO}_2$  наблюдается более сильная зависимость емкости от напряжения. На рис. 11 приведены зависимости поверхностного потенциала от напряжения в тех же МДП-структурах. Графики на рис. 12—14 показывают зависимость характерных значений  $C$ — $V$ -характеристик ( $C_{\text{мин}}$ ,  $C'_{\text{мин}}$ ,  $C_{\text{FB}}$ ), нормированных на величину емкости диэлектрика, а также  $V_{\text{мин}}$  и  $V_T$  от параметров МДП-структуры. Кривые, приведенные на рис. 10 и 11, рассчитаны для МДП-структур с полупроводником  $p$ -типа. Их можно использовать и для анализа характеристик МДП-структур на  $n$ -подложке. Для этого нужно поменять знак на оси напряжений на рис. 10 и 11. Данные кривые можно использовать и для анализа характеристик МДП-структур с другими диэлектриками (а не только с диэлектриком  $\text{SiO}_2$ ), при этом следует воспользоваться выражением

$$d_c = d_i \frac{\epsilon_i(\text{SiO}_2)}{\epsilon_i(\text{диэлектрика})}, \quad (31)$$

где  $d_i$  — действительная толщина диэлектрического слоя, а  $d_c$  — эффективная толщина, служащая параметром для графиков рис. 10 и 11 ( $\epsilon_i$  — диэлектрическая проницаемость этого изолятора, а  $\epsilon(\text{SiO}_2) = 3,5 \cdot 10^{-13} \text{ Ф} \cdot \text{см}^{-1}$ ). С помощью формул (26—29) анало-

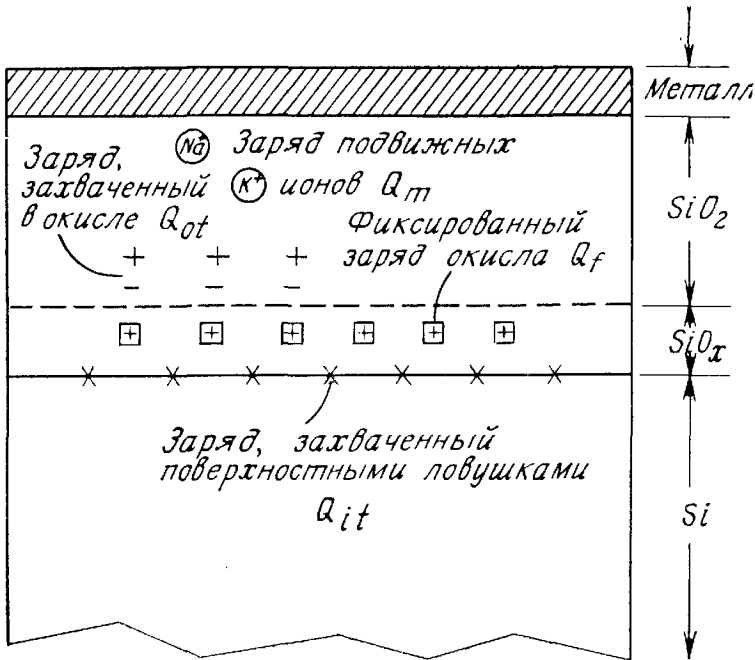


Рис. 15. Классификация зарядов, присутствующих в термически окисленном кремнии [19].

гичные кривые можно рассчитать и для МДП-структур на других полупроводниковых материалах.

Приведенные на рис. 10—14 зависимости идеальных МДП-структур в последующих разделах использованы для сравнения с экспериментальными результатами и для анализа характеристик реальных МДП-конденсаторов.

### 7.3. Si—SiO<sub>2</sub>—МОП-СТРУКТУРЫ

Из всех МДП-структур наиболее важными являются структуры металл—SiO<sub>2</sub>—Si (МОП). Однако природа различных электрофизических процессов, происходящих на границе раздела Si—SiO<sub>2</sub>, в настоящее время еще не получила достаточно полного объяснения. Многие исследователи [7] считают, что границу раздела Si—SiO<sub>2</sub>, возникающую при термическом окислении кремния, следует рассматривать как некоторый переходный слой с переменным химическим составом. Предполагается, что на границе монокристаллического кремния находится монокристаллический слой нестехиометрического SiO<sub>x</sub> ( $1 < x < 2$ ; стехиометрической двуокиси кремния соответствует  $x = 2$ ), представляющий собой не полностью окисленный кремний. Затем следует промежуточный слой SiO<sub>2</sub> с большими внутренними механическими напряжениями толщиной 10—40 Å, который переходит в обычный ненапряженный стехиометрический аморфный SiO<sub>2</sub>. Отличие характеристик реальных МОП-структур от соответствующих зависимостей идеальных

МДП-конденсаторов обусловлено существованием поверхностных ловушек и зарядов в окисле.

В настоящее время принята следующая классификация этих зарядов и ловушек [19] (рис. 15):

1. Заряд, захваченный поверхностными ловушками  $Q_{it}$ , представляющий собой заряд электронных состояний, которые локализованы на границе раздела Si—SiO<sub>2</sub> и энергия которых лежит в глубине запрещенной зоны полупроводника. Эти поверхностные состояния, называемые также быстрыми (а иногда пограничными), могут достаточно быстро перезаряжаться, обмениваясь электронами (дырками) с кремнием. Поверхностные состояния, вероятно, обусловлены избыточными атомами кремния (трехвалентным кремнием), избыточным кислородом или примесными атомами.

2. Фиксированный заряд окисла  $Q_f$ , расположенный на границе раздела или в непосредственной близости от нее. Величина этого заряда остается практически постоянной во всей области электрических полей, характерных для рабочего диапазона напряжений на МОП-структурах.

3. Заряд, захваченный в окисле  $Q_{oi}$ . Этот заряд возникает, например, при рентгеновском облучении структур или инжекции горячих электронов в диэлектрик. Соответствующие ловушки более или менее равномерно распределены по толщине слоя окисла.

4. Заряд подвижных ионов  $Q_m$  (например, ионов натрия), который может перемещаться в слое окисла при стрессовых термополевых нагрузках МДП-структур.

Величину всех этих зарядов обычно относят к единице площади границы раздела, т. е. измеряют в единицах Кл·см<sup>-2</sup>. Вместо  $Q_i$  часто используют соответствующие поверхностные плотности, которые обозначают символом  $N_i$  с теми же индексами ( $N_i = Q/q$  — число зарядов на 1 см<sup>2</sup>). Поскольку энергетические уровни состояний, захватывающих поверхностный заряд  $Q_{it}$ , непрерывно распределены в запрещенной зоне полупроводника, полезной характеристикой является энергетическая плотность поверхностных состояний

$$D_{it} = \frac{1}{q} \frac{dQ_{it}}{dE} \text{ [число зарядов/см}^2 \cdot \text{эВ]}. \quad (32)$$

### 7.3.1. Заряд, захваченный поверхностными ловушками

Поверхностные состояния изучали Тамм [20], Шокли [21] и многие другие авторы [7]. Основная причина возникновения этих состояний в запрещенной зоне полупроводника заключается в том, что сама граница раздела является нарушением пространственной периодичности кристаллической решетки. Первое экспериментальное доказательство существования поверхностного

захваченного заряда  $Q_{it}$  получили Шокли и Пирсон [22] при измерении поверхностной проводимости. Измерения на чистых поверхностях, полученных сколом в сверхвысоком вакууме [23], показывают, что в этом случае плотность  $Q_{it}$  чрезвычайно велика: порядка числа атомов на свободной поверхности кристалла ( $\sim 10^{15}$  атом/см<sup>2</sup>). В современных МОП-структурах, получаемых термическим окислением кремния, подавляющая часть поверхностного заряда  $Q_{it}$  нейтрализуется в процессе низкотемпературного (450 °С) отжига в атмосфере водорода. В лучших образцах величина  $N_{it}$  не превышает  $10^{10}$  см<sup>-2</sup>, что соответствует одному захваченному заряду на каждые  $10^5$  атомов границы раздела.

Поверхностные состояния считаются донорными, если, отдавая электрон, они становятся нейтральными или положительно заряженными. Акцепторными называют поверхностные состояния, которые становятся нейтральными или отрицательно заряженными, захватывая электрон. Заполнение поверхностных состояний, так же как и объемных (гл. 1), определяется распределениями Ферми

$$F_{SD}(E_t) = \left[ 1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} \right] = \frac{1}{1 + g \exp\left(\frac{E_F - E_t}{kT}\right)} \quad (33a)$$

для донорных поверхностных ловушек и

$$F_{SA}(E_t) = \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} \quad (33b)$$

для акцепторных поверхностных ловушек. Здесь  $E_t$  — энергия поверхностного состояния, а  $g$  — фактор вырождения, равный 2 для донорных и 4 для акцепторных поверхностных состояний.

При изменениях приложенного к МДП-структуре напряжения положение энергетических уровней поверхностных ловушек изменяется, следуя за смещением краев разрешенных зон полупроводника на границе раздела, в то время как положение уровня Ферми остается неизменным. В результате происходит изменение зарядового состояния этих ловушек (в первом приближении можно считать, что оно происходит, когда энергетический уровень ловушки пересекает уровень Ферми). Изменение поверхностного связанного заряда дает дополнительный вклад в дифференциальную емкость МОП-структуры, в результате чего вольт-фарадная характеристика последней отличается от  $C$ — $V$ -зависимости идеальной МДП-структуры. Эквивалентная электрическая схема МОП-структуры [24], учитывающая влияние поверхностных состояний, показана на рис. 16, а. На этом рисунке  $C_i$  и  $C_D$  — емкости изолятора и обедненного слоя полупроводника соответственно, идентичные соответствующим емкостям, показанным на вставке внизу

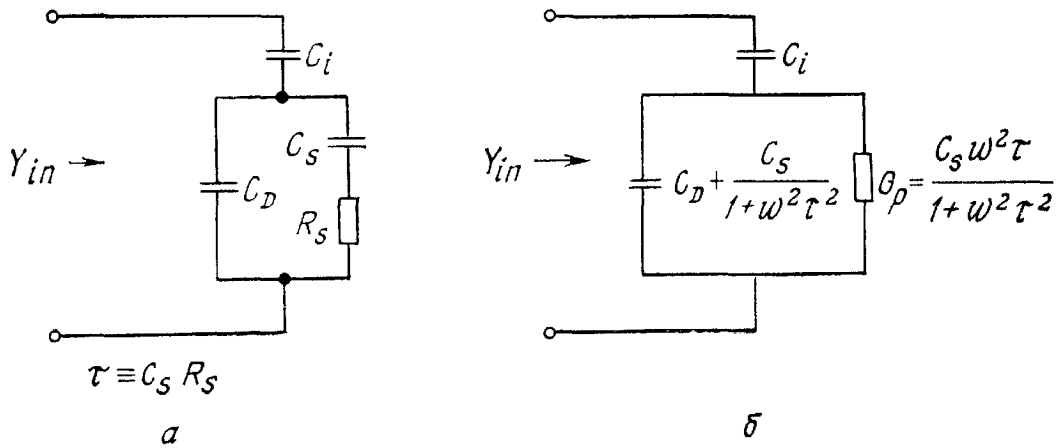


Рис. 16. Эквивалентные электрические схемы, учитывающие влияние поверхностных состояний,  $C_s$  и  $R_s$  связаны с плотностью поверхностных состояний  $D_{it}$  [24].

слева на рис. 9. Эквивалентные емкость  $C_s$  и сопротивление  $R_s$  зависят от поверхностного потенциала и описывают перезарядку поверхностных состояний. Произведение  $C_s R_s$  определяет время релаксации заполнения поверхностных ловушек и частотную зависимость процесса перезарядки поверхностных состояний. Параллельные ветви электрической схемы на рис. 16, а можно представить (рис. 16, б) в виде зависящей от частоты эквивалентной емкости

$$C_p = C_D + \frac{C_s}{1 + \omega^2 \tau^2}, \tag{34}$$

включенной параллельно с эквивалентной проводимостью

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{C_s \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \tag{35}$$

где  $\tau \equiv C_s R_s$ . Активная и реактивная составляющие полной комплексной проводимости эквивалентных схем, приведенных на рис. 16:

$$Y_{in} \equiv G_{in} + j\omega C_{in}, \tag{36}$$

определяются выражениями

$$G_{in} = \frac{\omega^2 C_s \tau C_i^2}{(C_i + C_D + C_s)^2 + \omega^2 \tau^2 (C_i + C_D)^2}, \tag{36a}$$

$$C_{in} = \frac{C_i}{C_i + C_D + C_s} \left[ C_D + C_s \frac{(C_i + C_D + C_s)^2 + \omega^2 \tau^2 C_D (C_i + C_D)}{(C_i + C_D + C_s)^2 + \omega^2 \tau^2 (C_i + C_D)^2} \right]. \tag{36б}$$

**Емкостные методы.** Для определения величины заряда, захваченного на поверхностные ловушки, можно использовать измере-

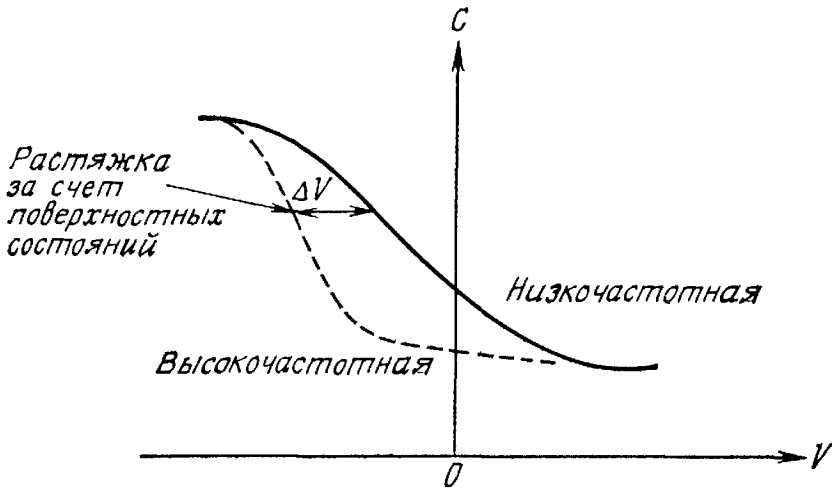


Рис. 17. Вытягивание  $C - V$ -кривых за счет поверхностных состояний.

ния входной емкости МДП-структуры и измерения ее входной проводимости, поскольку формулы (36а) и (36б) в принципе содержат одинаковую информацию о поверхностных состояниях. Ниже показано, что метод проводимости обеспечивает несколько более высокую точность определения плотности поверхностных состояний. Это оказывается особенно важным при исследовании МОП-структур с относительно малой ( $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ ) плотностью поверхностных состояний. Преимущество емкостных методов состоит в том, что с их помощью можно сравнительно легко определять сдвиг напряжения плоских зон и величину полного захваченного заряда  $Q_{it}$  (интегральную плотность поверхностных состояний).

На рис. 17 проиллюстрировано вытягивание (уширение)  $C - V$ -характеристики МОП-структуры за счет поверхностного захваченного заряда. При высоких частотах ( $\omega\tau \gg 1$ ) заряд на поверхностных состояниях не успевает следовать за изменениями переменного тестирующего напряжения. В этом случае выражение для емкости (36б) принимает вид выражения (25). Высокочастотная  $C - V$ -зависимость МОП-структуры, в которую не входит емкость поверхностных состояний  $C_s$ , изображена на рис. 17 штриховой линией. Однако и в этом случае поверхностные состояния влияют на форму вольт-фарадной характеристики, сдвигая и растягивая ее вдоль оси напряжений. Дело в том, что при наличии связанного поверхностного заряда требуется соответствующее увеличение (по сравнению с ситуацией в идеальной МДП-структуре) заряда на металлическом электроде, чтобы достичь того же значения поверхностного потенциала. По форме высокочастотной вольт-фарадной зависимости плотность поверхностных состояний определяется с помощью следующего выражения:

$$D_{it} = \frac{C_i}{q} [(d\psi_s/dV)^{-1} - 1] - \frac{C_D}{q} [\text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}]. \quad (37)$$

При этом сначала по значению полной емкости  $C$  с помощью выражения (25) определяют дифференциальную емкость полупроводника  $C_D$ , а затем с помощью формулы (20) находят поверхностный потенциал  $\psi_s$  (для этого необходимо знать концентрацию легирующей примеси). После этого производную  $d\psi_s/dV$  определяют графическим дифференцированием.

Интегральный метод [25] основан на измерении низкочастотной зависимости емкости структуры от напряжения. В условиях, когда можно пренебречь изменением заряда, захваченного в окисле, и заряда подвижных ионов, из выражений (23) и (25) (если принять во внимание, что  $dQ = C_i dV_i = CdV$ ) следует

$$\left(\frac{\partial\psi_s}{\partial V}\right) = 1 - \frac{C}{C_i}, \quad (38)$$

$$\frac{d\psi_s}{dV_i} = \frac{C_i}{C} - 1. \quad (39)$$

Интегрируя выражения (38), найдем

$$\psi_s(V_1) - \psi_s(V_2) = \int_{V_2}^{V_1} \left[1 - \frac{C}{C_i}\right] dV. \quad (40)$$

Следовательно, зависимость поверхностного потенциала от приложенного напряжения можно найти интегрированием зависимости  $(1 - C/C_i)$ , где  $C \equiv C(V)$  — экспериментальная  $C$ — $V$ -кривая. Отметим, что уравнение (40) справедливо только в том случае, когда в процессе измерений успевает устанавливаться равновесное заполнение поверхностных состояний. Для этого должны быть достаточно малы частота напряжения измерительного сигнала и скорость изменения напряжения смещения на структуре. Воспользуемся теперь условием электронейтральности МОП-структуры. В данном случае к пространственному заряду полупроводника  $Q_s$  (рис. 6, б) нужно добавить заряд, связанный на донорных и акцепторных поверхностных состояниях, т. е.  $Q_{it}^d(\psi_s)$  и  $Q_{it}^a(\psi_s)$ . Из условия электронейтральности находим

$$\frac{\epsilon_i V_i}{d} = q \int_{E_V}^{E_C} [D_{it}^d F_{SD}(E_t) - D_{it}^a F_{SA}(E_t)] dE_t + Q_s, \quad (41)$$

где  $D_{it}^d$  и  $D_{it}^a$  — плотности донорных и акцепторных поверхностных состояний, а  $F_{SD}(E_t)$  и  $F_{SA}(E_t)$  — функции Ферми (выражение (33)). Дифференцируя выражение (41) по  $\psi_s$ , получим окончательно

$$\frac{\partial\psi_s}{\partial V_i} = \frac{\epsilon_i/d}{(dQ_s/d\psi_s) + qD_{it}(q\psi_s)}. \quad (42)$$

Отсюда определяется плотность поверхностных состояний  $D_{it}$ . Для этого нужно знать концентрацию легирующей примеси и температуру. Отметим, что требуемая зависимость  $\partial\psi_s/\partial V_i$  от  $\psi_s$  получается непосредственно из измеренной низкочастотной  $C-V$ -характеристики МОП-структуры с помощью формул (39) и (40).

**Метод проводимости.** Как уже говорилось выше, активная и реактивная составляющие комплексной проводимости МДП-структуры содержат одинаковую информацию о поверхностных состояниях. Однако при использовании емкостных методов возникают определенные трудности с выделением емкости поверхностных состояний из измеренной полной емкости структуры, поскольку последняя содержит емкость диэлектрика и емкость обедненного слоя полупроводника. Эти трудности особенно велики при исследовании МДП-структур с малой плотностью состояний. В предложенном в работе [26] методе проводимости, основанном на измерении активной составляющей отклика МДП-структуры, эти трудности устранены, поскольку активная составляющая комплексной проводимости МДП-структуры обусловлена исключительно запаздыванием процесса перезарядки поверхностных состояний. Поэтому метод проводимости дает более точные и надежные результаты, что особенно важно для систем с относительно малой плотностью поверхностных состояний, таких, как, например, система с термически окисленным кремнием.

Приведенные соображения иллюстрирует рис. 18, где показаны зависимости емкости и проводимости МДП-структуры от напряжения, измеренные на частотах 5 и 100 кГц. Отметим, что наибольшее отличие емкости здесь составляет 14 %, в то время как амплитуды пиков проводимости отличаются более чем на порядок.

Для иллюстрации метода проводимости снова воспользуемся упрощенной эквивалентной схемой МДП-структуры (рис. 16). Комплексная проводимость всей структуры определяется с помощью измерительного моста. Емкость диэлектрика  $C_i$  находят по величине емкости структуры в режиме аккумуляции. Затем рассчитывается комплексная проводимость составляющей эквивалентной схемы (рис. 16), представляющей собой параллельное соединение емкости полупроводника и последовательной цепочки  $R_s C_s$ , соответствующей поверхностным состояниям. Для этого комплексная входная проводимость пересчитывается во входной импеданс, из которого вычитается реактивная составляющая, обусловленная емкостью диэлектрика. Полученный при этом импеданс затем снова преобразуется в комплексную проводимость, составляющие которой теперь вычисляются по формулам (34) и (35). Активная составляющая этой проводимости определяется только параметрами  $C_s$  и  $R_s$ , которые описывают поверхностные состояния, и не зависит от емкости полупроводника  $C_D$ . Таким путем определяют



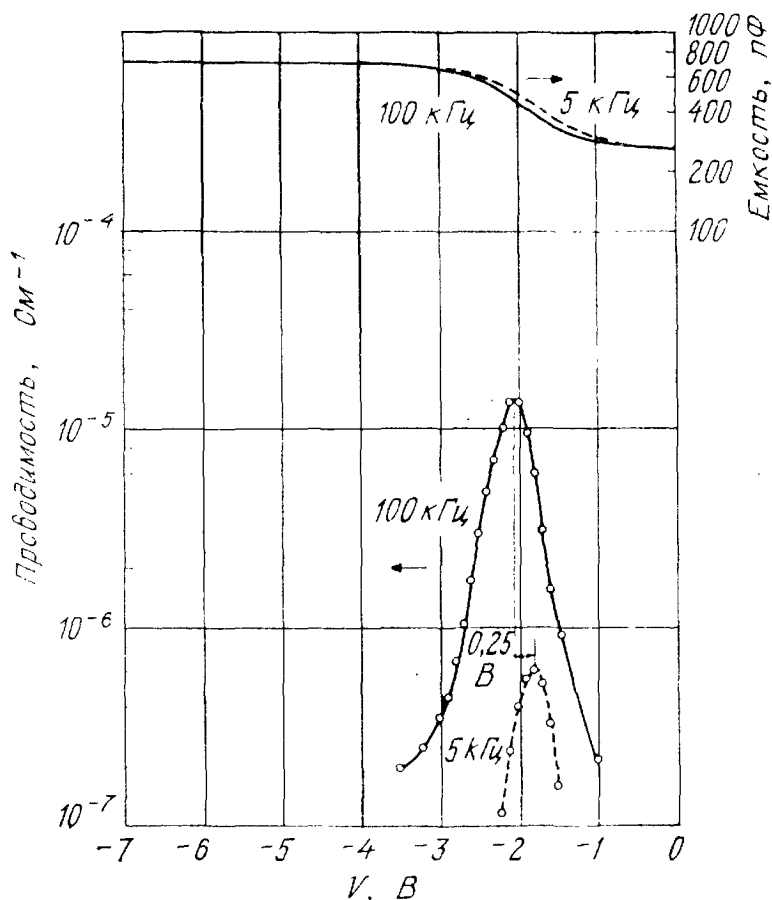


Рис. 18. Результаты измерений емкости и проводимости МДП-структуры при двух частотах [26].

частотную зависимость  $G_p/\omega$  при фиксированных значениях напряжения смещения на структуре. График  $G_p(\omega)/\omega$  проходит через максимум при  $\omega = \tau^{-1}$ , что позволяет непосредственно определить характерное время перезарядки поверхностных ловушек. Значение  $G_p/\omega$  в максимуме равно  $C_s/2$ . Таким образом, метод проводимости позволяет определить величину  $\tau$  и емкость поверхностных состояний  $C_s$ . Плотность поверхностных состояний  $D_{it} = C_s/qA$ , где  $A$  — площадь металлического полевого электрода структуры.

Типичные зависимости  $D_{it}$  для Si—SiO<sub>2</sub>-структур [27] приведены на рис. 19. Вблизи середины запрещенной зоны  $D_{it}$  изменяется относительно слабо, но затем резко нарастает по мере приближения к краям разрешенных зон. Отметим существенную зависимость плотности поверхностных состояний от ориентации полупроводниковой подложки МОП-структуры. В структурах с ориентацией подложки  $\langle 100 \rangle$  плотность поверхностных состояний оказывается примерно на порядок меньше, чем в структурах с ориентацией  $\langle 111 \rangle$ . Этот факт коррелирует с числом свободных связей на соответствующих атомных плоскостях кремния [28, 29]. В табл. 1 приведены параметры атомных плоскостей  $\langle 111 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$

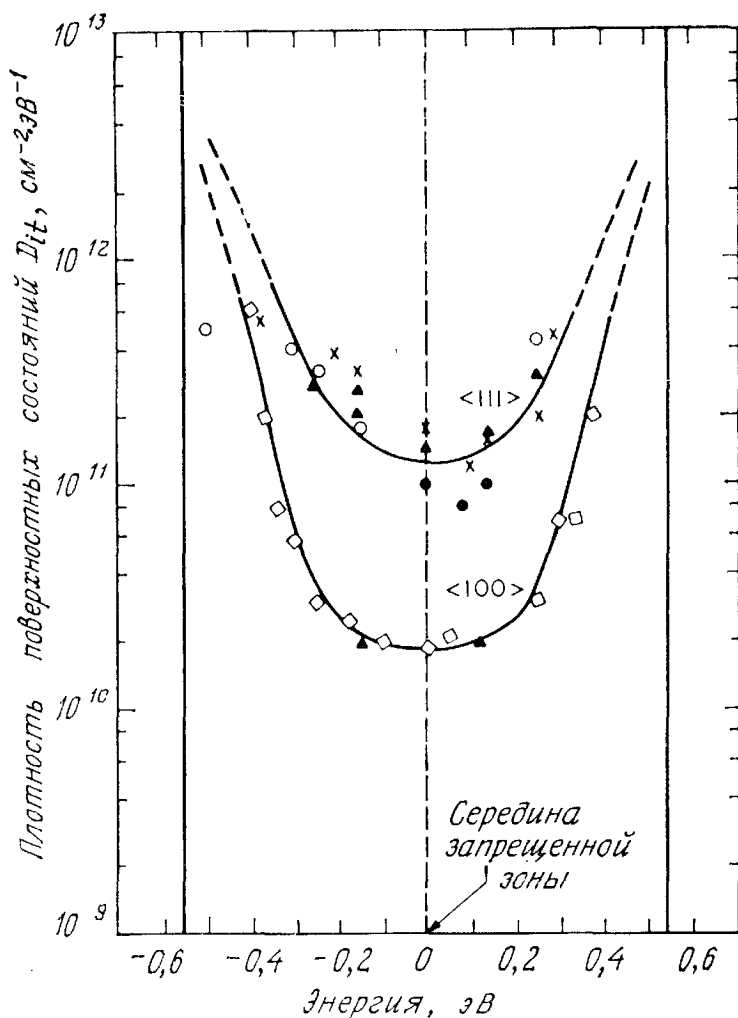


Рис. 19. Плотность поверхностных состояний в термически окисленном кремнии [27].

монокристаллического кремния. Отметим, что поверхность  $\langle 111 \rangle$  характеризуется наибольшим числом свободных связей на квадратный сантиметр, а поверхность  $\langle 100 \rangle$  — наименьшим. Можно ожидать, что скорость окисления поверхности  $\langle 100 \rangle$  также будет наименьшей. Если предположить, что за поверхностные состояния

Таблица 1. Свойства кристаллографических плоскостей кремния

Ориентация	Площадь элементарной ячейки	Число атомов на площади элементарной ячейки	Число свободных связей на площади элементарной ячейки	Поверхностная плотность атомов, $10^{14} \text{ см}^{-2}$	Поверхностная плотность свободных связей, $10^{14} \text{ см}^{-2}$
$\langle 111 \rangle$	$\sqrt{3}a^2/2$	2	3	7,85	11,8
$\langle 110 \rangle$	$\sqrt{2}a^2$	4	4	9,6	9,6
$\langle 100 \rangle$	$a^2$	2	2	6,8	6,8

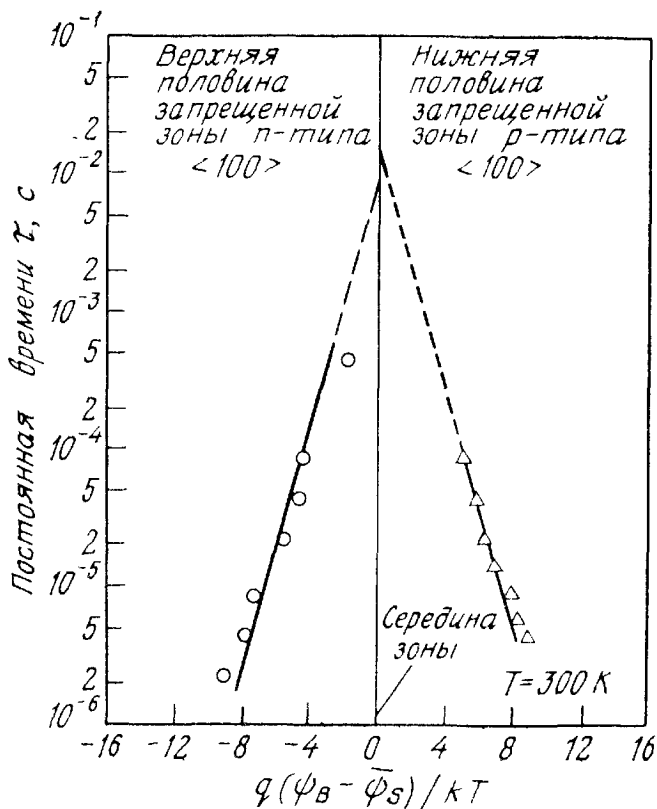


Рис. 20. Зависимость постоянной времени перезарядки от поверхностного потенциала [26].

ответственны избыточные атомы кремния в окисле, то становится понятной ориентационная зависимость плотности состояний (рис. 19), поскольку при меньшей скорости окисления в  $\text{SiO}_2$  возникает меньше избыточных атомов кремния. Так или иначе, но все современные кремниевые МОП-транзисторы изготавливаются только на подложках с ориентацией  $\langle 100 \rangle$  (гл. 8).

На рис. 20 приведены результаты определения постоянной времени перезарядки  $\tau$  при некоторых значениях поверхностного потенциала в МОП-структурах, полученных влажным окислением кремниевых подложек с ориентацией  $\langle 100 \rangle$ . Здесь  $\psi_B$  — потенциал, соответствующий равенству собственного уровня и энергии Ферми, а  $\bar{\psi}_s$  — средний поверхностный потенциал (смысл этого термина пояснен ниже). Эти результаты можно аппроксимировать экспоненциальными зависимостями, подобными тем, которые описывают генерационно-рекомбинационные процессы на объемных ловушках (гл. 1):

$$\tau = \frac{1}{\bar{v}\sigma_p n_i} \exp \left[ -\frac{q(\psi_B - \bar{\psi}_s)}{kT} \right] \text{ для } p\text{-типа,} \quad (43)$$

$$\tau = \frac{1}{\bar{v}\sigma_n n_i} \exp \left[ \frac{q(\psi_B - \bar{\psi}_s)}{kT} \right] \text{ для } n\text{-типа.}$$

Здесь  $\sigma_p$  и  $\sigma_n$  — сечения захвата дырок и электронов соответственно, а  $\bar{v}$  — средняя тепловая скорость. Из приведенных на рис. 20 экспериментальных результатов следует, что сечения захвата носителей тока на поверхностные состояния не зависят от энергии. В работе [26] получены абсолютные значения сечений захвата  $\sigma_p = 4,3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  и  $\sigma_n = 8,1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ . При этом были использованы следующие значения параметров:  $\bar{v} = 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$  и  $n_i = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . МОП-структуры на кремнии с ориентацией  $\langle 111 \rangle$  характеризуются такой же экспоненциальной зависимостью времени перезарядки поверхностных состояний от поверхностного потенциала. Сечения захвата в этих структурах составляют  $\sigma_p = 2,2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  и  $\sigma_n = 5,9 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ .

Из результатов, приведенных на рис. 19, следует, что спектр поверхностных состояний в системе Si — SiO<sub>2</sub> состоит из большого числа энергетических уровней, расположенных так близко друг к другу, что спектр можно считать непрерывным во всей запрещенной зоне. Следовательно, необходимо модифицировать эквивалентную электрическую схему, приведенную на рис. 16, соответствующую моноэнергетическому поверхностному состоянию. Кроме того, необходимо учесть статистические флуктуации поверхностного потенциала, обусловленные пространственной неоднородностью распределения поверхностных зарядов (фиксированного заряда в диэлектрике  $Q_f$  и связанного поверхностного заряда  $Q_{it}$ ). Это оказывается важным, поскольку в соответствии с выражениями (43) небольшие флуктуации  $\psi_s$  приводят к весьма значительным флуктуациям  $\tau$ . Вставка на рис. 21 иллюстрирует, как хаотичность расположения заряженных центров на границе раздела приводит к соответствующим флуктуациям электрического поля и, следовательно, к флуктуациям поверхностного потенциала. На рис. 21 кривыми показаны частотные зависимости  $G_p(\omega)/\omega$ , рассчитанные для системы Si — SiO<sub>2</sub> с учетом непрерывности энергетического спектра поверхностных состояний, и статистического (пуассоновского) распределения плотности поверхностного заряда  $Q_{it} + Q_f$  в плоскости границы раздела. Совпадение экспериментальных точек и теоретических зависимостей несомненно свидетельствует в пользу статистической модели перезарядки поверхностных состояний [26].

Приведенные выше экспериментальные результаты можно интерпретировать с помощью модифицированных эквивалентных электрических схем (рис. 22). Эквивалентная схема на рис. 22, а учитывает дисперсию характерного времени перезарядки поверхностных состояний, обусловленную статистическими флуктуациями поверхностного потенциала. Каждая из составляющих ее последовательных цепочек  $R_s^i C_s^i$  соответствует непрерывному спектру поверхностных состояний на характеристической площадке  $A_c$ , величина которой пропорциональна квадрату глу-

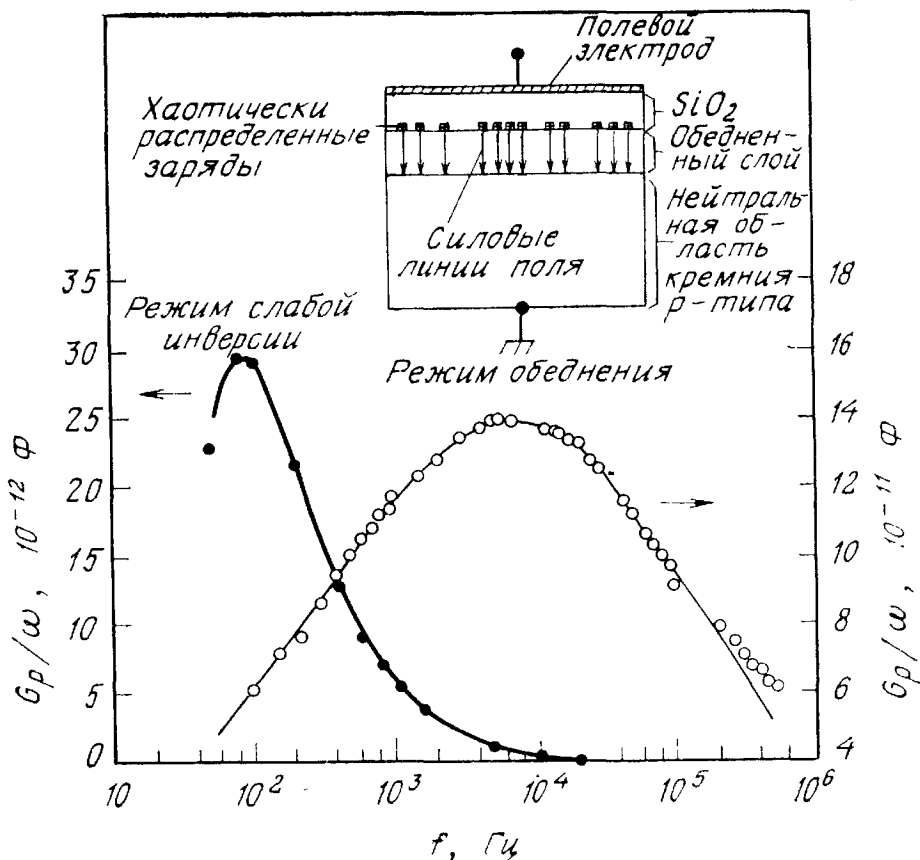


Рис. 21. Зависимость  $G_p/\omega$  от частоты для Si — SiO<sub>2</sub> — МДП-структуры в режиме обеднения и в режиме слабой инверсии [26].

●, ○ — экспериментальные результаты; — — — расчетные результаты.

бины обедненного слоя<sup>1)</sup>. Эта эквивалентная схема описывает поведение МДП-структуры в режиме обеднения. Схема на рис. 22, б отвечает ситуации, когда уровень Ферми на границе раздела проходит вблизи середины запрещенной зоны, т. е. когда  $q\psi_s = q\psi_B \pm$  несколько  $kT$ .  $R_{ns}^1$  и  $R_{ps}^1$  — эквивалентные сопротивления захвата электронов и дырок соответственно. Наличие двух сопротивлений в каждой элементарной цепочке этой эквивалентной схемы отражает тот факт, что при  $\psi \approx \psi_B$  плотности электронов и дырок на границе с окислом являются величинами одного порядка, и, следовательно, необходимо учитывать вклад носителей обоих типов в перезарядку поверхностных состояний. В режиме слабой инверсии ( $2\psi_B > \psi_s > \psi_B$ ) (рис. 22, в) эквива-

<sup>1)</sup> В пределах каждой из этих площадок поверхностный потенциал считается постоянным, а статистическое распределение значений  $\psi_s$  по различным площадкам описывается гауссовой функцией с дисперсией, пропорциональной заряду  $Q_f + Q_{it}$ . Для более глубокого ознакомления с физикой перезарядки поверхностных состояний кроме оригинальной статьи [26] можно рекомендовать довольно полный обзор Гоетцбергера, Клаусмана и Шульца в журнале CRC, Critical Reviews Solid State Sciences, 1976, January, pp. 1—43. — Прим. перев.

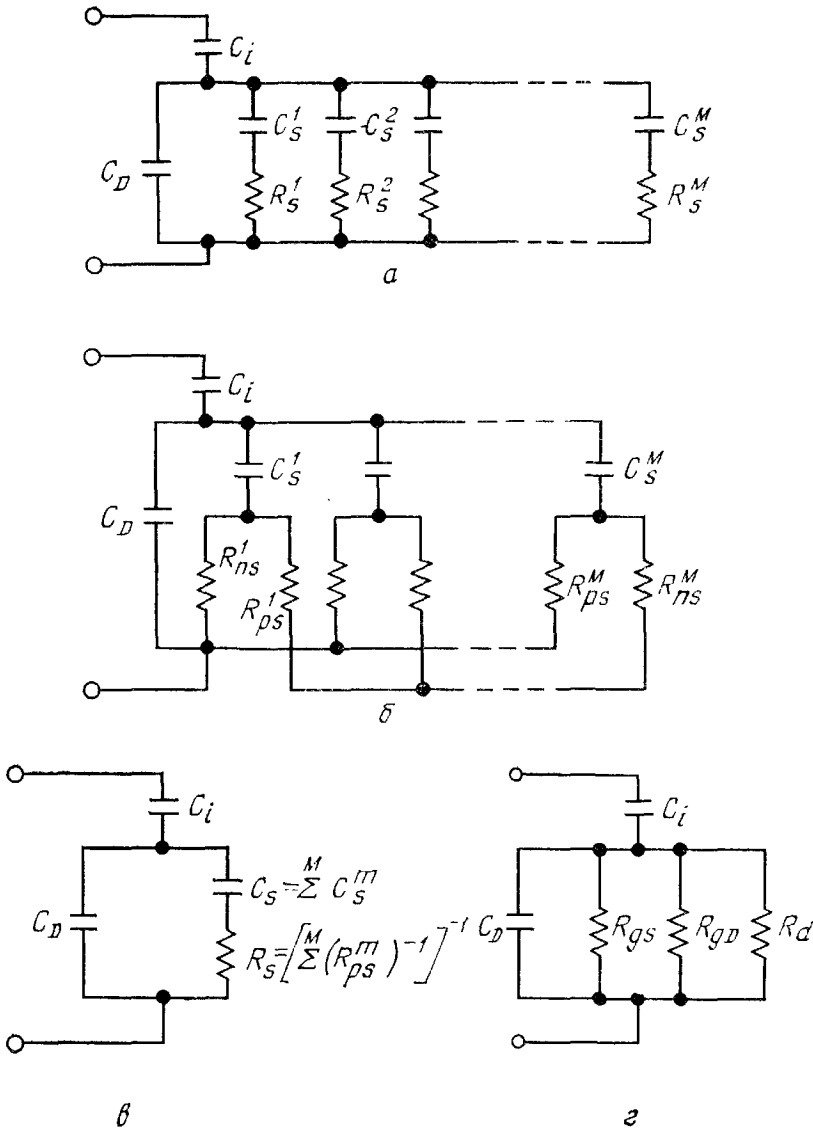


Рис. 22. Модифицированные эквивалентные электрические схемы МДП-структуры [26, 15].

*a* — режим обеднения; *б* — промежуточный режим между обеднением и слабой инверсией; *в* — слабая инверсия; *г* — сильная инверсия.

лентные сопротивления захвата неосновных носителей  $R_{ns}$  много меньше эквивалентных сопротивлений  $R_{ps}$ , и поэтому эквивалентные емкости  $C_s^i$  можно считать соединенными параллельно. При этом эквивалентная схема на рис. 22, б становится схемой на рис. 22, в, частотные свойства которой характеризуются единственной постоянной времени  $C_s R_s$ . Это согласуется с экспериментальными частотными зависимостями активной проводимости МДП-структур в режиме слабой инверсии. Эквивалентная схема МДП-структуры в режиме сильной инверсии [15] ( $\psi_s > > 2\psi_B$ ) приведена на рис. 22, г, где  $C_i$  и  $C_D$  — емкости изолятора и полупроводника соответственно. Сопротивление  $R_d$  соответствует компоненте тока перезарядки инверсионного слоя, обусло-

вленной диффузией неосновных носителей из электронейтрального объема подложки к краю области обеднения, а  $R_{gs}$  — генерации неосновных носителей через поверхностные состояния. Сопrotивление  $R_{gD}$  связано с генерацией и рекомбинацией носителей тока в области пространственного заряда. Экспериментально установлено, что в кремниевых МОП-структурах именно генерация и рекомбинация в области пространственного заряда являются главными процессами, определяющими частотную зависимость отклика МОП-структуры в режиме сильной инверсии. Отметим, что в этом режиме емкость полупроводника, включающая емкость инверсионного слоя, много больше емкости поверхностных состояний, поэтому последней можно пренебречь.

### 7.3.2. Заряды в окисле

В соответствии с классификацией, предложенной в работе [19] и сформулированной в начале разд. 7.3, заряд в окисле состоит из фиксированного заряда окисла  $Q_f$ , заряда, захваченного в окисле  $Q_{ot}$ , и заряда подвижных ионов  $Q_m$  (рис. 15).

Фиксированный заряд окисла  $Q_f$  имеет следующие свойства: 1) величина остается неизменной в широком диапазоне изменений поверхностного потенциала  $\psi_s$ ; 2) локализован в слое толщиной порядка 30 Å вблизи границы раздела Si — SiO<sub>2</sub> [7]; 3) величина слабо зависит от толщины слоя окисла типа проводимости и концентрации легирующей примеси в подложке; 4) в большинстве случаев положителен, а величина зависит от ориентации подложки и технологических режимов окисления и отжига структур. Предполагается, что фиксированный заряд  $Q_f$  обусловлен либо избыточным (трехвалентным) кремнием, либо избыточным (несвязанным, потерявшим один электрон) кислородом в приповерхностном слое SiO<sub>2</sub>. При анализе электрических характеристик МОП-структур фиксированный заряд  $Q_f$  можно рассматривать как заряженный слой, локализованный на границе раздела Si — SiO<sub>2</sub>.

На рис. 23 приведены высокочастотные вольт-фарадные зависимости, сдвинутые вдоль оси напряжений в результате присутствия либо положительного, либо отрицательного фиксированного заряда  $Q_f$  на границе раздела [7]. Положение этих кривых характеризует так называемый сдвиг напряжения плоских зон, определенный по отношению к  $C - V$  характеристике идеальной МДП-структуры с  $Q_f = 0$ . Независимо от типа проводимости подложки положительный заряд  $Q_f$  сдвигает  $C - V$ -характеристику в сторону отрицательных напряжений смещения, а отрицательный заряд  $Q_f$  — в сторону положительных смещений.

Характер влияния фиксированного заряда  $Q_f$  на  $C - V$ -характеристики можно легко пояснить с помощью рис. 24, где условно показано «поперечное сечение» МОП-структуры с положитель-

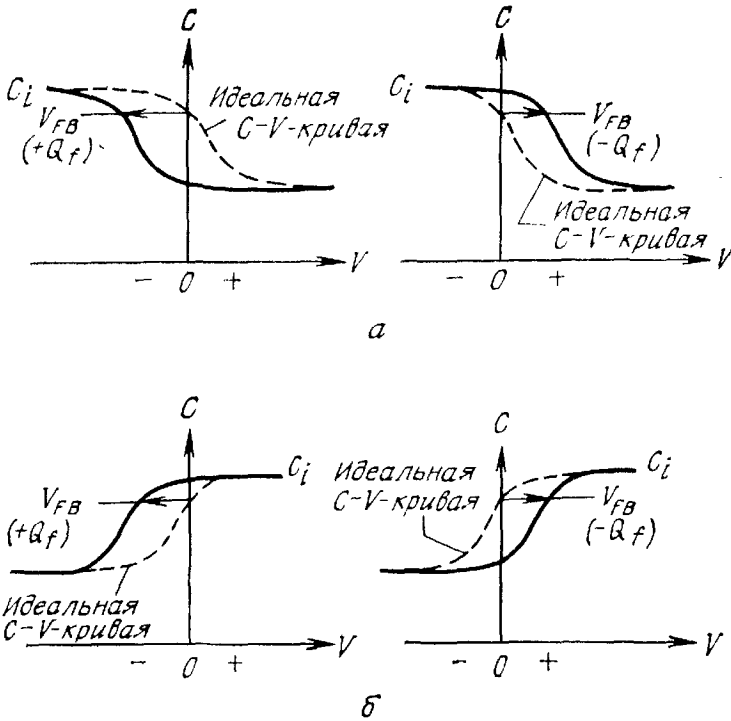


Рис. 23. Сдвиг  $C - V$ -кривых вдоль оси напряжений, обусловленный положительным или отрицательным фиксированным зарядом окисла [7].

*а* — для полупроводника *p*-типа; *б* — для полупроводника *n*-типа.

ным  $Q_f$  при отрицательном напряжении смещения. Для полной электронейтральности структуры необходимо, чтобы каждый отрицательный заряд на ее металлическом электроде компенсировался равным по величине и противоположным по знаку зарядом в диэлектрике или в полупроводнике. В идеальной МДП-структуре  $Q_f = 0$ , и эта компенсация осуществляется только за счет заряда ионизированных доноров в обедненном слое полупроводника. В реальной МОП-структуре с положительным  $Q_f$  часть зарядов на металлическом электроде компенсируется фиксированным за-

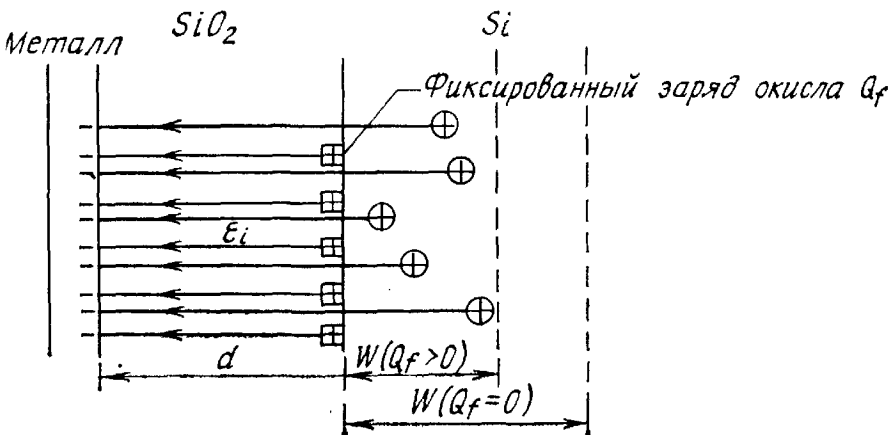


Рис. 24. Влияние фиксированного заряда окисла на свойства МДП-структур [24].



рядом окисла, что естественно приводит к соответствующему уменьшению глубины области обеднения по сравнению с идеальной МДП-структурой при том же напряжении смещения. Этот результат проиллюстрирован на рис. 24, где показано, что часть силовых линий электрического поля замыкается на фиксированном заряде  $Q_f$ . Так как глубина области обеднения уменьшается, емкость МОП-структуры увеличивается, и, следовательно, вся  $C - V$ -кривая сдвигается по отношению к идеальной в сторону отрицательных напряжений. При отрицательных  $Q_f$   $C - V$ -кривая сдвигается в противоположном направлении. Абсолютная величина этого сдвига

$$\Delta V_f = \frac{Q_f}{C_i}. \quad (44)$$

Как впервые установлено в работе [30], присутствие ионов щелочных металлов, таких, как натрий, в термически выращенном  $\text{SiO}_2$  является основной причиной нестабильности характеристик полупроводниковых приборов, пассивированных с помощью окисления. Ионы щелочных металлов влияют также и на надежность работы полупроводниковых приборов при повышенных температурах и напряжениях, поскольку в этих условиях ионы могут передвигаться в слое диэлектрика, что приводит к нежелательным изменениям характеристик приборов (например, сдвигу пороговых напряжений).

На рис. 25 приведено распределение ионов натрия в слое  $\text{SiO}_2$  (штриховая кривая), установившееся в результате термополевого дрейфа [31]. В этой структуре исходная толщина слоя окисла составляла  $5400 \text{ \AA}$ , а концентрация акцепторов в кремнии  $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Отметим, что концентрация ионов натрия на границе раздела довольно велика ( $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Это приводит к большому сдвигу напряжения плоских зон и нестабильности характеристик. По закону Гаусса сдвиг напряжения плоских зон, обусловленный зарядом подвижных ионов, составляет

$$\Delta V_m = \frac{Q_m}{C_i} = \frac{1}{C_i} \left[ \frac{1}{d} \int_0^d x \rho_m(x) dx \right], \quad (45)$$

где  $Q_m$  — эффективный заряд подвижных ионов, приходящийся на единицу площади границы раздела, а  $\rho_m(x)$  [ $\text{Кл} \cdot \text{см}^{-3}$ ] — объемная плотность заряда подвижных ионов. На рис. 25 приведены профили концентрации, полученные в процессе диффузии натрия в пленках нитрида кремния [32] с различными размерами кристаллитов. Отметим, что наиболее устойчивым по отношению к проникновению ионов натрия оказывается аморфный  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

Чтобы предотвратить проникновение подвижного ионного заряда в окисел в процессе рабочего цикла приборов, можно исполь-

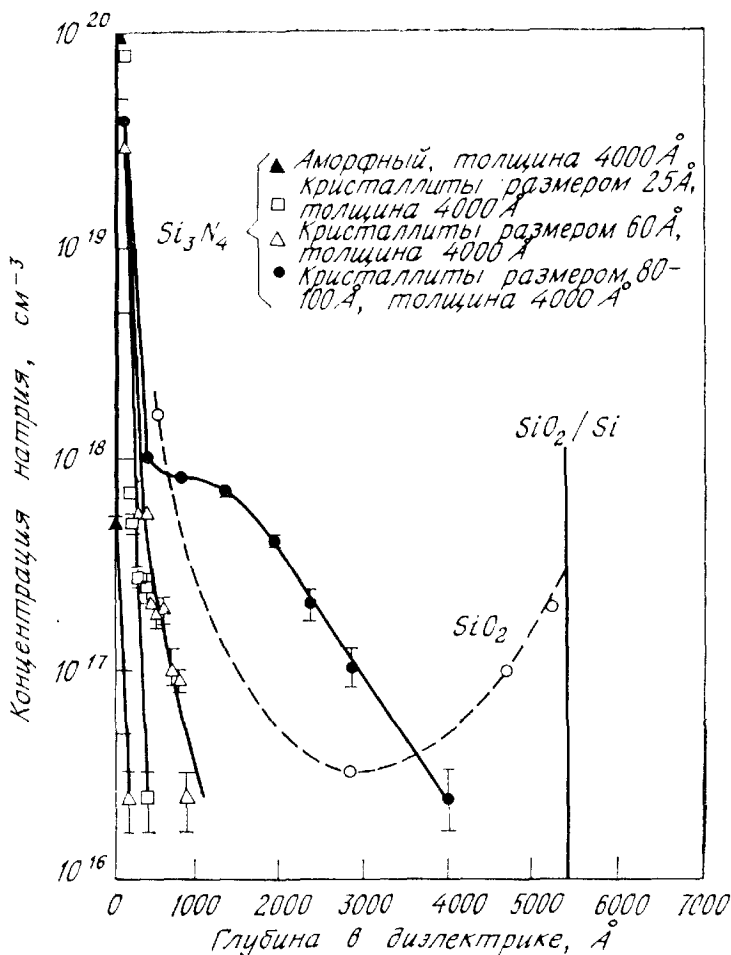
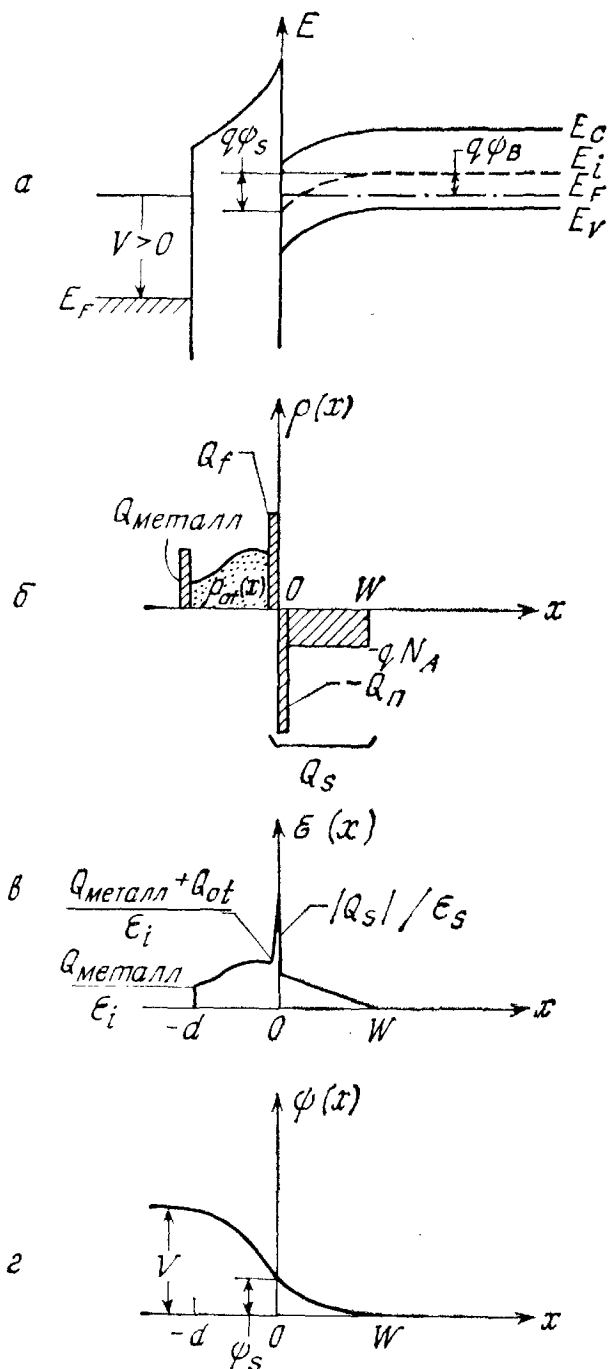


Рис. 25. Распределение концентрации ионов натрия по толщине пленок двуокиси кремния и нитрида кремния при различных размерах кристаллитов [31, 32].

зовать непроницаемые для подвижных ионов защитные пленки, такие, как, например, аморфный нитрид кремния. Окисел  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и фосфоросиликатные стекла также могут выполнять роль барьерных слоев для ионов натрия. Однако МДП-структуры с составным изолятором металл —  $(\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2) - \text{Si}$  характеризуются довольно большим сдвигом  $C - V$ -кривых в область отрицательных напряжений. Это означает, что в структурах на  $p$ -подложке поверхность уже инвертирована при нулевом и даже при не слишком больших отрицательных напряжениях смещения. Фосфоросиликатные стекла [34], представляющие собой окисел  $\text{SiO}_2$ , обогащенный  $\text{P}_2\text{O}_5$ , образуются вблизи внешней поверхности слоя окисла в процессе диффузии фосфора и существенно уменьшают нестабильность рабочих характеристик МОП-структур за счет захвата ионов натрия, поскольку растворимость натрия в этих стеклах намного выше, чем в  $\text{SiO}_2$ . Структуры с составным изолятором металл —  $(\text{Si}_3\text{N}_4 - \text{SiO}_2) - \text{Si}$  используются в настоящее время главным образом как энергонезависимые элементы памяти

Рис. 26. МДП-структура с фиксированным и захваченным в окисле зарядами.

*a* — зонная диаграмма; *б* — распределение заряда; *в* — электрическое поле; *г* — потенциал.



(гл. 8). Эти структуры характеризуются малыми значениями плотности поверхностных состояний, что обусловлено высоким качеством границы раздела Si — SiO<sub>2</sub>. Кроме того, внешний слой Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> обеспечивает их устойчивость по отношению к ионному дрейфу. В видимой области спектра электромагнитного излучения пленки Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> имеют несколько большую диэлектрическую проницаемость, чем пленки SiO<sub>2</sub>. В табл. 2 проведено сравнение цветов пленок SiO<sub>2</sub> и Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> соответствующей толщины [36].

Заряд, захваченный в слое окисла  $Q_{от}$ , также приводит к сдвигу  $C - V$ -характеристик МОП-структур. Этот заряд обусловлен

Таблица 2. Сравнение цветов пленок  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Si}_3\text{N}_4$ 

Порядок	Цвет	Диапазон толщин <sup>1</sup> пленки $\text{SiO}_2$ , мкм	Диапазон толщин пленки $\text{Si}_3\text{N}_4$ , мкм
Первый	Песочный	0—0,027	0—0,020
	Коричневый	0,027—0,053	0,020—0,040
	Золотисто-коричневый	0,053—0,073	0,040—0,055
	Красный	0,073—0,097	0,055—0,073
	Темно-голубой	0,097—0,10	0,073—0,077
	Голубой	0,10—0,12	0,077—0,093
	Светло-голубой	0,12—0,13	0,093—0,10
	Бледно-голубой	0,13—0,15	0,10—0,11
	Песочный	0,15—0,16	0,11—0,12
	Светло-желтый	0,16—0,17	0,12—0,13
Второй	Желтый	0,17—0,20	0,13—0,15
	Красно-оранжевый	0,20—0,24	0,15—0,18
	Красный	0,24—0,25	0,18—0,19
	Темно-красный	0,25—0,28	0,19—0,21
	Голубой	0,28—0,31	0,21—0,23
	Зелено-голубой	0,31—0,33	0,23—0,25
	Светло-зеленый	0,33—0,37	0,25—0,28
	Желто-оранжевый	0,37—0,40	0,28—0,30
	Красный	0,40—0,44	0,30—0,33

<sup>1</sup> Отношение показателей преломления равно  $\frac{\bar{n}(\text{Si}_3\text{N}_4)}{\bar{n}(\text{SiO}_2)} = \frac{1,97}{1,48} = 1,33 =$   
 $= \frac{\text{толщина SiO}_2}{\text{толщина Si}_3\text{N}_4}$ .

структурными дефектами в слое окисла. Ловушки в окисле обычно нейтральны, но могут заряжаться, захватывая электроны и дырки. На рис. 26 приведены зонная диаграмма и распределения заряда, электрического поля и потенциала в МОП-структуре, содержащей как фиксированный заряд, так и заряд, захваченный в окисле. Из сравнения рис. 26 и 6 следует, что в первом случае те же значения поверхностного потенциала  $\psi_s$  достигаются при меньших напряжениях смещения ( $C-V$ -кривая сдвигается в область отрицательных напряжений). Сдвиг напряжения, обусловленный зарядом, захваченным в окисле, записывается в виде

$$\Delta V_{ot} = \frac{Q_{ot}}{C_i} = \frac{1}{C_i} \left[ \frac{1}{d} \int_0^d x \rho_{ot}(x) dx \right], \quad (46)$$

где  $Q_{ot}$  — эффективная поверхностная плотность этого заряда, приведенная к единице площади границы раздела  $\text{Si}-\text{SiO}_2$ , а  $\rho_{ot}$  — истинная объемная плотность заряда, захваченного

в окисле. Результирующий сдвиг напряжения плоских зон  $\Delta V_{FB}$ , обусловленный всеми компонентами заряда в окисле, есть

$$\Delta V_{FB} = \Delta V_f + \Delta V_m + \Delta V_{ot} = \frac{Q_0}{C_i}, \quad (47)$$

где  $Q_0 \equiv Q_f + Q_m + Q_{ot}$  — сумма соответствующих эффективных зарядов на единицу площади границы раздела Si — SiO<sub>2</sub>.

### 7.3.3. Влияние разности работ выхода и других внешних факторов

**Разность работ выхода.** Согласно нашему определению, в идеальной МДП-структуре разность работ выхода электрона из металла и полупроводника равна нулю (рис. 2):

$$\varphi_{ms} \equiv \varphi_m - \left( \chi + \frac{E_g}{2q} - \psi_B \right). \quad (48)$$

Если же эта разность отлична от нуля, а кроме того, в диэлектрике МДП-структуры присутствует заряд  $Q_0$  (выражение (47)), вольт-фарадные характеристики реальной МДП-структуры будут сдвинуты вдоль оси напряжений относительно идеальной  $C - V$ -кривой на величину

$$V_{FB} = \varphi_{ms} - \frac{Q_0}{C_i} = \varphi_{ms} - \frac{Q_f + Q_m + Q_{ot}}{C_i}, \quad (49)$$

которая называется сдвигом напряжения плоских зон. (Для простоты мы не учитывали заряд, захваченный на поверхностных состояниях.) Если по каким-либо причинам можно пренебречь величиной заряда подвижных ионов и зарядом, захваченным на объемных ловушках диэлектрика, выражение (49) упрощается и принимает вид

$$V_{FB} = \varphi_{ms} - \frac{Q_f}{C_i}. \quad (49a)$$

Энергетическая зонная диаграмма границы раздела Si — SiO<sub>2</sub> была определена по результатам измерений фотоэмиссии электронов [37]. Установлено, что ширина запрещенной зоны SiO<sub>2</sub> примерно равна 9 эВ, а сродство к электрону  $q\chi_i = 0,9$  эВ. Работа выхода из металла в МОП-структурах обычно определяется по результатам измерений фотоотклика или вольт-фарадных характеристик. На рис. 27 приведены экспериментальные зависимости фотоотклика МОП-структур с электродами из различных металлов от энергии возбуждающих фотонов [38]. По оси ординат здесь отложен корень кубический из фотоотклика в произвольных единицах. Пересечение этих прямых с осью абсцисс определяет величину энергетического барьера  $q\varphi_B$  между металлом и SiO<sub>2</sub>.

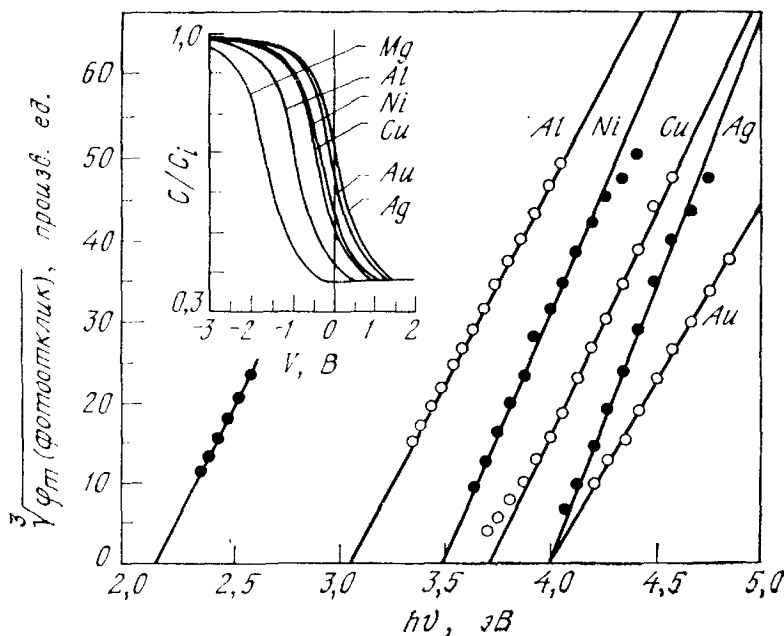


Рис. 27. Зависимость фотоотклика МОП-структур с различными металлическими электродами от энергии фотонов. На вставке приведены соответствующие  $C - V$ -кривые [38].

Следовательно, работа выхода из металла  $\varphi_m$  равна сумме  $\varphi_B + \chi_i$ , где  $\chi_i$  — сродство к электрону в окисле (рис. 2). Подобные результаты получаются также из анализа вольт-фарадных характеристик серии экспериментальных МОП-структур с одинаковыми параметрами окисного слоя и подложки, различающихся лишь материалом полевого электрода (вставка на рис. 27). Как следует из уравнения (49),  $C - V$  характеристики таких МОП-структур должны быть сдвинуты относительно друг друга на величину, равную разности работ выхода из соответствующих металлов:  $\varphi_{m1} - \varphi_{m2} = \varphi_{B1} - \varphi_{B2}$ . Поэтому, если работа выхода электрона для одного из металлов известна, по сдвигу  $C - V$ -кривых можно определить абсолютные значения  $\varphi_m$  для всех остальных металлов.

Экспериментальные значения  $\varphi_m$  для ряда металлов, определенные указанными методами, приведены в табл. 3, где указаны также работы выхода из соответствующих металлов в вакуум. Отметим совпадение значений  $\varphi_m$ , определенных вольт-фарадным и фотоэмиссионным методами, и заметное отличие этих значений от работы выхода электрона в вакуум. Последнее не является неожиданным, если учесть поликристалличность металлических пленок, нанесенных в качестве полевого электрода на слой окисла МОП-структуры, а также и то, что условия на границе раздела металл — окисел довольно сильно отличаются от условий на границе монокристаллический металл — вакуум при измерениях «вакуумной» работы выхода электрона. С помощью рассмотренных выше экспериментальных методов было также установлено, что

Таблица 3. Работа выхода металлов

Металл	$\Phi_m$ (по $C - V$ -критериям), В	$\Phi_m$ (по фотоотклику), В	$\Phi_m$ (работа выхода в вакууме), В
Mg	3,35	3,15	3,7
Al	4,1 <sup>1</sup>	4,1	4,25
Ni	4,55	4,6	4,5
Cu	4,7	4,7	4,25
Au	5,0	5,0	4,8
Ag	5,1	5,05	4,3

<sup>1</sup> Это значение  $\Phi_m$  для Al является суммой высоты барьера (3,2 В) и сродства к электрону в  $\text{SiO}_2$  (0,9 В).

высота энергетического барьера на границе кремний — двуокись кремния практически не зависит от кристаллической ориентации подложки (в пределах погрешности 0,1 эВ).

Из приведенных выше результатов следует, что разность работ выхода  $\Phi_{ms}$  может составлять заметную долю наблюдаемого сдвига напряжения плоских зон МОП-структуры, и, таким образом, ее необходимо учитывать (см. уравнение (49)) при оценках величины фиксированного заряда окисла по сдвигу  $C - V$ -характеристик. В качестве примера на рис. 28, а приведена зонная диаграмма МОП-структуры с алюминиевым полевым электродом и окислом толщиной 500 Å, термически выращенным на кремниевой подложке  $n$ -типа ( $N_D \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). В этом случае  $\Phi_m = 4,1$  В, работа выхода из полупроводника  $\chi + E_g/2q - \Phi_B = 4,35$  В и, следовательно, разность работ выхода  $\Phi_{ms} = 4,1 - 4,35 = -0,25$  В.

При изготовлении современных интегральных схем в качестве затворного электрода широко применяются пленки сильнолегированного поликремния. Для поликремниевых затворов  $n^+$ -типа, где уровень Ферми практически совпадает с положением дна зоны проводимости, эффективная работа выхода  $\Phi_m$  равна величине сродства к электрону в кремнии ( $\chi_{\text{Si}} = 4,15$  В). В поликремниевых затворах  $p^+$ -типа, где уровень Ферми лежит у потолка валентной зоны, эффективная работа выхода  $\Phi_m = \chi_{\text{Si}} + E_g/q = 5,25$  В.

На рис. 28, б приведена зависимость разности работ выхода  $\Phi_{ms}$  от уровня легирования кремниевой подложки для МОП-структур с затворными электродами из Al, Au и поликремния  $n^+$ - и  $p^+$ -типа [38, 39]. Из этих графиков следует, что в зависимости от материала затвора при нулевом напряжении смещения приповерхностная область полупроводника МОП-структуры может оказаться практически в любом состоянии (от аккумуляции до инверсии).

**Влияние внешних факторов.** Внешние факторы, такие, как температура, облучение структуры и ионизирующая радиация,

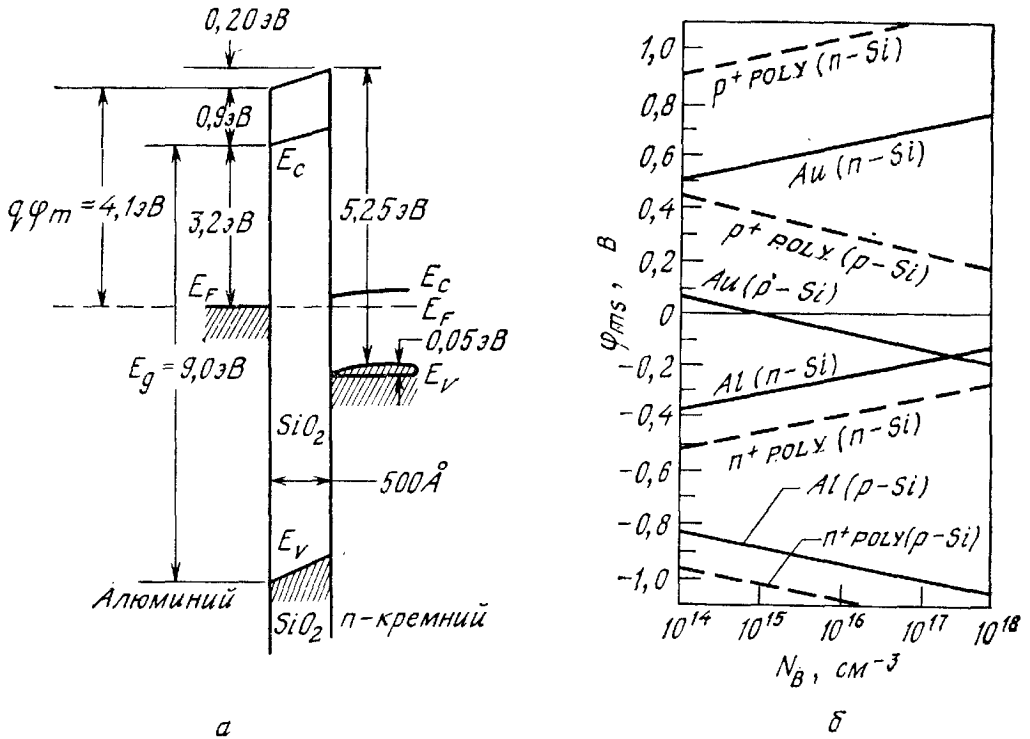


Рис. 28. Зонная диаграмма (а) структуры Al — SiO<sub>2</sub> — Si с толщиной окисла 500 Å и  $N_A = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и зависимость (б) разности работ выхода от степени легирования в МОП-структурах с электродами из вырожденного поликремния, Al и Au [38, 39].

могут оказывать существенное влияние на характеристики МОП-структур. Рассмотрим сначала влияние температуры. Как известно, заряд инверсионного слоя в МОП-структурах связан с объемом полупроводниковой подложки только через генерационно-рекомбинационные процессы, т. е. последние обеспечивают установление стационарного значения плотности заряда инверсионного слоя, соответствующего заданному напряжению на структуре. Характерное время установления такого равновесия определяется интенсивностью генерационно-рекомбинационных процессов, которая сильно (экспоненциально) зависит от температуры. Обычно соответствующая граничная частота для Si — SiO<sub>2</sub>-систем при комнатной температуре не превышает 100 Гц, а в отдельных случаях она ниже 1 Гц. При понижении температуры скорость накопления и рассасывания заряда инверсионного слоя настолько уменьшается, что, например, при рассасывании инверсионного слоя область пространственного заряда структуры оказывается под прямым смещением до 0,25 В, чтобы обеспечить достаточную инжекцию инверсионного заряда в подложку [40]. При этом происходит значительная деформация  $C - V$ -характеристик структуры в области инверсии (гистерезис), и для их правильного определения необходимо в процессе измерений довольно долго выдерживать МОП-структуру при данном напря-



жении (в каждой экспериментальной «точке»). В области повышенных температур скорость генерации существенно увеличивается, что значительно облегчает изучение влияния температуры на свойства МДП-структур. В первую очередь это относится к изучению механизмов генерационных явлений.

Эквивалентная электрическая схема МОП-структуры в режиме сильной инверсии приведена на рис. 22, а на рис. 29 приведены температурные зависимости полной проводимости  $G = R_{gs}^{-1} + R_{gd}^{-1} + R_d^{-1}$  экспериментальной МОП-структуры на  $n$ -подложке. Напомним, что скорость рекомбинационного процесса в области пространственного заряда пропорциональна величине  $n_i$ , т. е. характеризуется энергией активации  $E_g/2$ , в то время как скорость диффузионного процесса накопления пропорциональна  $n_i^2$  с энергией активации, равной  $E_g$ . Данные, приведенные на рис. 29, показывают, что генерационно-рекомбинационный процесс в области пространственного заряда  $R_{gd}^{-1} \sim n_i$  является доминирующим механизмом установления термодинамического равновесия при температурах ниже  $140^\circ\text{C}$ . В этом температурном диапазоне значение энергии активации  $0,56$  эВ, соответствующее экспериментальной зависимости на рис. 29, практически совпадает с ожидаемой величиной  $E_g/2$ . При температурах выше  $140^\circ\text{C}$

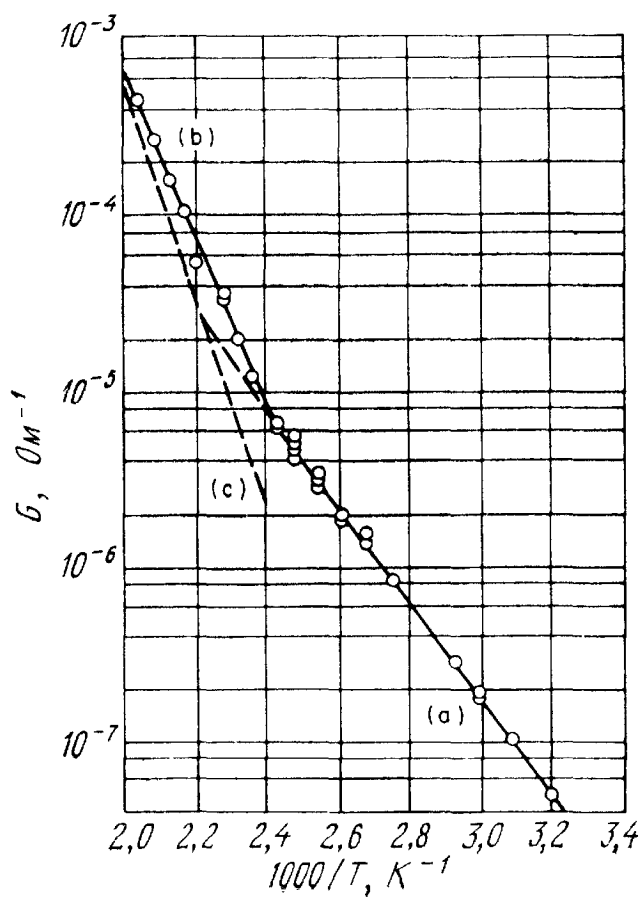


Рис. 29. Температурная зависимость проводимости [41].

наклон экспериментальной кривой увеличивается. Это свидетельствует о том, что в данной области преобладает другой генерационно-рекомбинационный механизм. Оказалось, что характерный наклон линии (с), которая получена вычитанием из полной проводимости  $G$  (кривая (b)) проводимости области пространственного заряда  $R_{gD}^{-1}$  (кривая (a)), равен  $1,17 \text{ эВ} \approx E_g$ , что соответствует ожидаемому результату для диффузионного механизма  $R_d^{-1} \sim n_i^2$ . Отметим, что приведенные выше экспериментальные результаты свидетельствуют также о том, что эквивалентная схема на рис. 22, з хорошо описывает электрические свойства реальных МОП-структур в режиме сильной инверсии.

При облучении МОП-структур светом увеличивается высокочастотная емкость структуры на участке  $C - V$ -кривой, соответствующей режиму сильной инверсии. Причем с ростом интенсивности облучения высокочастотная емкость на этом участке все более приближается к своему низкочастотному значению  $C_i$ . Такое поведение обусловлено, во-первых, уменьшением под действием облучения характерного времени генерации неосновных носителей  $\tau_{inv}$  [16]. Во-вторых, световая генерация электронно-дырочных пар в приповерхностной области полупроводника МОП-структуры приводит к уменьшению <sup>1)</sup> поверхностного потенциала  $\psi_s$  при постоянном полном напряжении, приложенном к структуре (рис. 30, а). Уменьшение  $\psi_s$  приводит к соответствующему уменьшению толщины области пространственного заряда, а следовательно, к увеличению высокочастотной емкости [42]. Последний механизм доминирует при достаточно высоких частотах измерительного сигнала.

Основной процесс, обуславливающий изменение характеристик МОП-структур под действием ионизирующих излучений, таких, как рентгеновское [43] и  $\gamma$ -излучения [44], иллюстрирует зонная схема на рис. 30, б. Проникающее в слой окисла ионизирующее излучение, разрывая связи Si — O, генерирует электронно-дырочные пары, которые затем разделяются электрическим полем в окисле, если в процессе экспозиции МОП-структура

<sup>1)</sup> При оптическом облучении инвертированной МДП-структуры область пространственного заряда последней оказывается как бы под прямым смещением, равным  $\psi_l = \frac{kT}{q} \ln \frac{I_\phi}{I_s}$  и необходимым для того, чтобы током инжекции инверсионных носителей в подложку полностью скомпенсировать фототок  $I_\phi$ , который устремляется на границу раздела в результате аккумуляции областью пространственного заряда электронно-дырочных пар, генерированных фотонами в приповерхностном слое полупроводниковой подложки. При этом  $\psi_s = 2\phi_B - \psi_l$ . Указанное уменьшение  $\psi_s$  под действием облучения приводит также к соответствующему увеличению эффективной скорости генерации, пропорциональному  $\exp \left\{ \frac{q\psi_l}{2kT} \right\}$ . — Прим. перев.

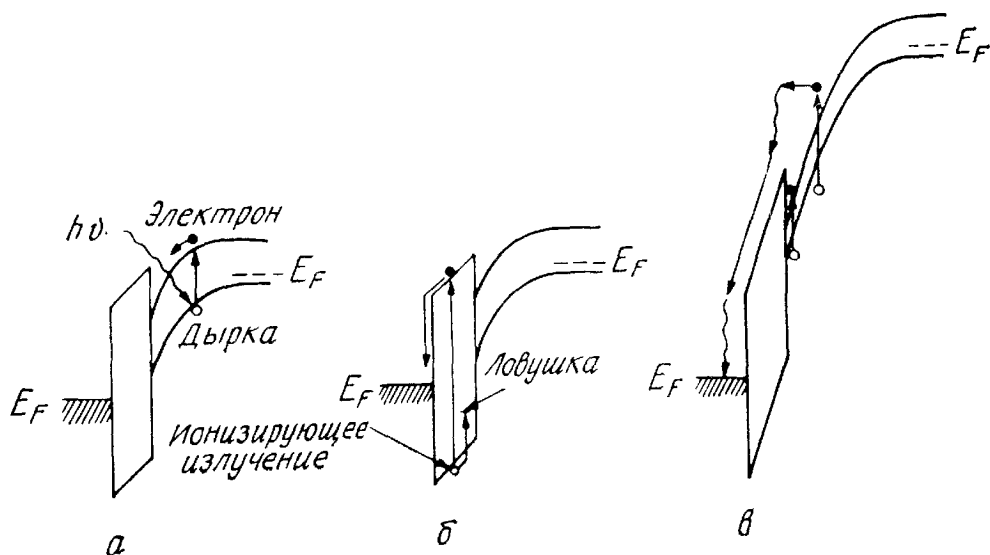


Рис. 30. Зонные диаграммы МДП-структуры при освещении (а), радиационных воздействиях (б) и лавинной инжекции (в) [7].

находится под напряжением. Более подвижные электроны при этом достаточно быстро покидают окисел и уходят в затвор или в подложку, а более медленные дырки частично захватываются ловушками в окисле. При положительном напряжении на затворе (рис. 30, б) эти дырки захватываются вблизи границы с полупроводником и, следовательно, оказывают сильное влияние на характеристики МОП-структуры. При этом наблюдается значительный радиационный сдвиг напряжения плоских зон в сторону отрицательных напряжений (образование положительного фиксированного заряда). Возможно, что эти захваченные дырки ответственны также и за увеличение плотности поверхностных состояний, которое обычно наблюдается после радиационных воздействий на МОП-структуру [7]. При противоположной полярности напряжения (минус на затворе) дырки будут захватываться вблизи металлического электрода, который сильно экранирует их влияние на полупроводник. В этом случае величина эффективного положительного заряда, индуцированного радиацией, оказывается значительно меньшей, и вольт-фарадные характеристики претерпевают относительно малый сдвиг вдоль оси напряжений. Отметим, что экспериментальные результаты хорошо соответствуют изложенной модели дырочного захвата в окисле.

Рассмотрим также влияние лавинной инжекции в окисел [45], которая может происходить в МОП-структурах при их работе в условиях глубокого обеднения (рис. 7, кривая в)). При быстром изменении напряжения на электроде структуры почти все напряжение оказывается приложенным к нестационарному обедненному слою в полупроводнике, где при достаточно большой величине

этого напряжения развивается лавинный процесс ударной ионизации. В результате лавинного процесса у границы с окислом возникает довольно большое число электронов и дырок с энергиями, достаточными для преодоления соответствующих энергетических барьеров. Так как величина электронного энергетического барьера на границе Si — SiO<sub>2</sub>, равная  $q\chi_{Si} - q\chi_i = 4,1 - 0,9 = 3,2$  эВ, меньше, чем высота энергетического барьера для дырок  $E_g(\text{SiO}_2) - E_g(\text{Si}) - q\chi_{Si} - q\chi_i = 4,7$  эВ, электронная инжекция в окисел существенно превышает дырочную.

Условия возникновения лавинного пробоя в МОП-структурах исследованы в работе [46] на основе двумерной модели распределения электрического поля (вставка на рис. 31). Электрическое поле у границы раздела полупроводник — диэлектрик неодинаково и достигает максимального значения  $\mathcal{E}_m$  вблизи края затворного электрода. Напряжение пробоя структуры определяется как напряжение на затворе, при котором ионизационный интеграл вдоль оптимальной силовой линии электрического поля достигает значения, равного 1. Оптимальная силовая линия начинается в той точке границы раздела Si — SiO<sub>2</sub> вблизи края электрода, где  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_m$ , и кончается на краю обедненной области, где  $\mathcal{E} = 0$ . Результаты расчета пробивного напряжения для МОП-структур, различающихся толщиной окисла и уровнем легирования подложки, представлены на рис. 31. Как видно из графиков, при каждом определенном значении толщины окисла существует концентрация легирующей примеси, при которой напряжение лавинного пробоя оказывается минимальным. Было установлено, что слева от этих минимумов лавинный пробой действительно происходит у края электрода ( $\mathcal{E}_m > \mathcal{E}_1$ ), а правой части графиков соответствует пробой, однородный по площади структуры ( $\mathcal{E}_m = \mathcal{E}_1$ ). В условиях однородного пробоя величина электрического поля на границе раздела  $\mathcal{E}_1$  тем больше, чем больше концентрация легирующей примеси (гл. 2). При этом соответственно увеличиваются электрическое поле в окисле и падение напряжения на нем, что приводит к росту пробивного напряжения с увеличением концентрации в правой части графиков (рис. 31). Отметим в заключение, что лавинный пробой происходит однородно по площади электрода, когда отношение  $d/W_{\text{макс}}$  (где  $W_{\text{макс}}$  — максимальная толщина обедненного слоя при напряжении пробоя) превышает 0,3.

На рис. 32 приведены зависимости емкости и поперечной проводимости кремниевой МОП-структуры с окислом, выращенным во влажной атмосфере, измеренные до и после лавинной инжекции электронов. Видно, что инжекция горячих электронов в окисел приводит к сдвигу напряжения плоских зон в сторону более положительных напряжений (это свидетельствует об увеличении отрицательного заряда в окисле). При этом увеличивается амплитуда

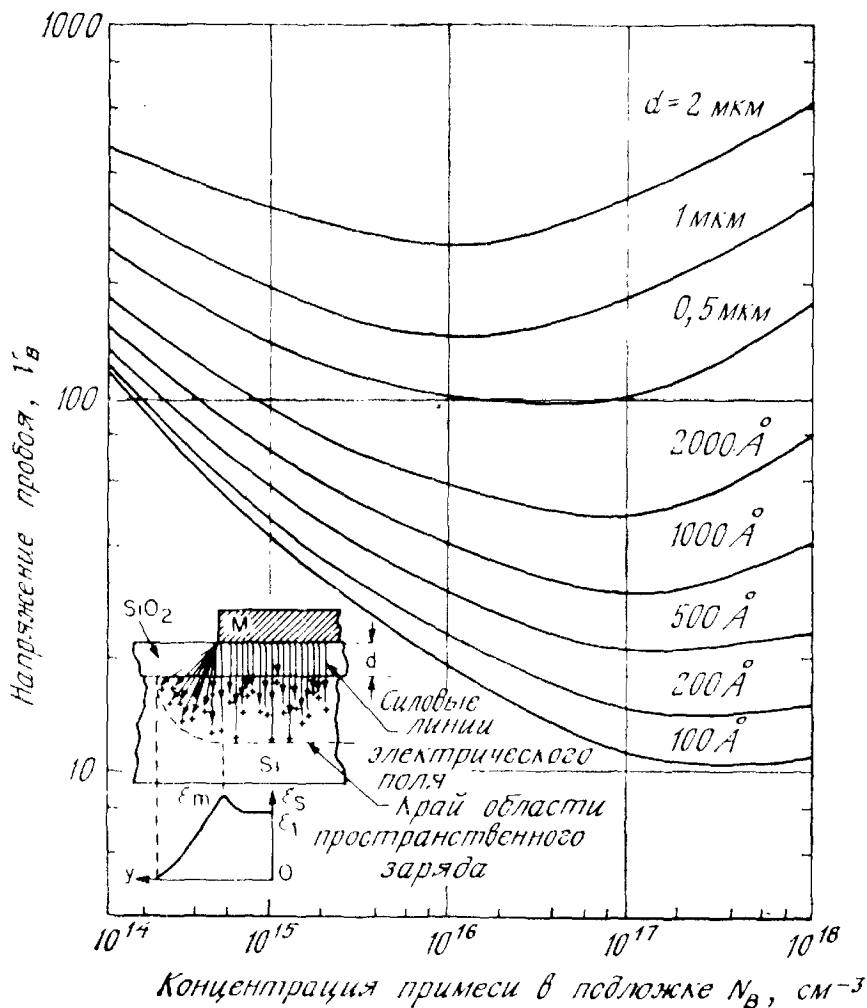


Рис. 31. Зависимость напряжения пробоя МДП-структуры в условиях глубокого обеднения от концентрации примеси в подложке. Параметром кривых является толщина окисла. На вставке показано распределение электрического поля вдоль границы с окислом [46].

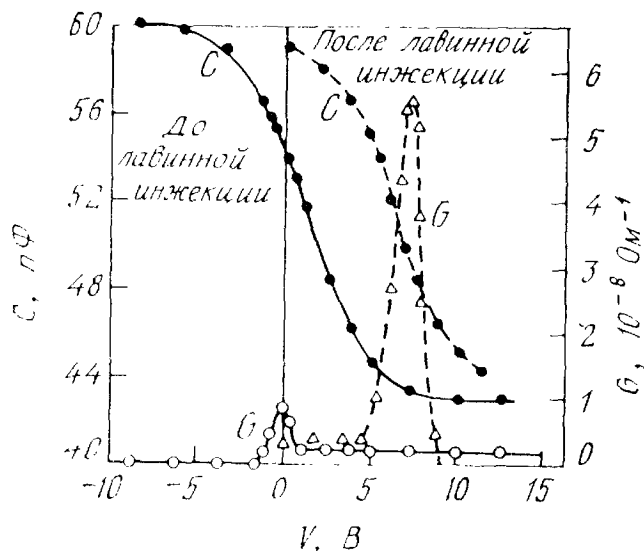


Рис. 32. Зависимости емкости и проводимости МДП-структуры от напряжения до и после лавинной инжекции электронов в окисел [7].

пика поперечной проводимости, что говорит о росте плотности поверхностных состояний (от  $1,2 \cdot 10^{11}$  до  $7,9 \cdot 10^{11}$   $\text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ ). Следует отметить, что лавинная инжекция или инжекция горячих носителей имеет самое непосредственное отношение к выбору рабочих режимов полупроводниковых приборов со структурой металл — диэлектрик — полупроводник. Так, например, в МОП-транзисторе носители в канале могут ускоряться в продольном электрическом поле от истока к стоку до энергий, достаточных для преодоления энергетического барьера на границе Si — SiO<sub>2</sub>. Захват этих носителей в окисле приводит к возникновению дополнительного фиксированного заряда и к увеличению плотности поверхностных состояний. Все это нежелательно, поскольку приводит к изменению рабочих параметров прибора (дрейфу характеристик). С другой стороны, с помощью лавинной инжекции при пробое стокового перехода МОП-транзистора можно, например, заряжать сквозь окисел поликремниевый затвор. Этот метод используется в полупроводниковых элементах памяти некоторых типов.

#### 7.3.4. Явления переноса в пленках изоляторов

Проводимость слоя изолятора в идеальной МДП-структуре предполагается равной нулю. Реальные диэлектрики обладают проводимостью, особенно заметной при повышенных температурах и электрических полях. По закону сохранения электрической индукции поле в диэлектрике  $\mathcal{E}_i$  и электрическое поле  $\mathcal{E}_s$  в полупроводнике на границе с диэлектриком связаны соотношением

$$\mathcal{E}_i = \mathcal{E}_s \left( \frac{\epsilon_s}{\epsilon_i} \right), \quad (50)$$

где  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_i$  — соответствующие диэлектрические проницаемости. Так, например, в системе Si — SiO<sub>2</sub>, когда поле в кремнии достигает характерной для лавинного пробоя величины [47]  $3 \times 10^5$  В·см<sup>-1</sup>, соответствующее поле в окисле примерно в три раза больше ( $\sim 10^6$  В·см<sup>-1</sup>), поскольку  $\epsilon_{\text{Si}}/\epsilon_{\text{SiO}_2} = 11,7/3,9$ . При таких значениях электрического поля электронная и дырочная проводимость SiO<sub>2</sub> все еще пренебрежимо мала даже при повышенных температурах. Однако уже при этих полях в окисле может происходить заметный дрейф подвижных ионов, таких, как ионы натрия, что приводит к нестабильности характеристик приборов и гистерезисным эффектам. В ультратонких слоях SiO<sub>2</sub>, а также при очень больших электрических полях проводимость определяют эффекты туннелирования. Отметим, что проводимость других изолирующих слоев, таких, как Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, обычно намного превышает проводимость двуокиси кремния.

Таблица 4. Основные механизмы проводимости диэлектриков

Механизм	Выражение	Зависимость от температуры и напряжения
Эмиссия Шоттки	$J = A^* T^2 \exp \times$ $\times \left[ \frac{-q(\Phi_B - \sqrt{q\mathcal{E}/4\pi\epsilon_i})}{kT} \right]$	$\sim T^2 \exp \left( +a\sqrt{V}/T - \frac{-q\Phi_B}{kT} \right)$
Эмиссия Пула—Френкеля	$J \sim \mathcal{E} \exp \times$ $\times \left[ \frac{-q(\Phi_B - \sqrt{q\mathcal{E}/\pi\epsilon_i})}{kT} \right]$	$\sim V \exp \left( +2a\sqrt{V}/T - \frac{-q\Phi_B}{kT} \right)$
Туннельная или полевая эмиссия	$J \sim \mathcal{E}^2 \exp \times$ $\times \left[ \frac{4\sqrt{2m^*}(q\Phi_B)^{3/2}}{3q\hbar\mathcal{E}} \right]$	$\sim V^2 \exp(-b/V)$
Ограничение пространственным зарядом	$J = \frac{8\epsilon_i \mu V^2}{9d^3}$	$\sim V^2$
Омическая проводимость	$J \sim \mathcal{E} \exp(-\Delta E_{ae}/kT)$	$\sim V \exp(-c/T)$
Ионная проводимость	$J \sim \frac{\mathcal{E}}{T} \exp(-\Delta E_{ai}/kT)$	$\sim \frac{V}{T} \exp(-d'/T)$

$A^*$  — постоянная Ричардсона;  $\Phi_B$  — высота барьера;  $\mathcal{E}$  — электрическое поле;  $\epsilon_i$  — диэлектрическая проницаемость изолятора;  $m^*$  — эффективная масса;  $d$  — толщина изолятора;  $\Delta E_{ae}$  — энергия активации электронов;  $\Delta E_{ai}$  — энергия активации ионов;  $a = \sqrt{q/4\pi\epsilon_i d}$ ,  $V = \mathcal{E}d$ ;  $b$ ,  $c$  и  $d$  — положительные константы, не зависящие от напряжения и температуры.

Основные физические процессы, определяющие проводимость изолирующих пленок, представлены в табл. 4. Мы не будем подробно останавливаться на эмиссии Шоттки, поскольку этот процесс уже рассматривался в гл. 5 при обсуждении термоионной эмиссии носителей тока на границе раздела металл — изолятор или изолятор — полупроводник. Напомним только, что при реализации этого механизма график зависимости  $\ln(J/T^2)$  от величины  $1/T$  представляет собой прямую линию, наклон которой зависит от величины диэлектрической проницаемости изолятора  $\epsilon_i$ .

Эмиссия Пула — Френкеля [48], механизм которой проиллюстрирован на рис. 33 (вставка), представляет собой ускоренный электрическим полем процесс термовозбуждения электронов с ловушек в зону проводимости диэлектрика. В случае кулоновских ловушек соответствующее выражение для тока фактически совпадает с выражением для эмиссии Шоттки. При этом, однако,  $\Phi_B$  означает глубину ловушки, а не высоту энергетического барьера. Кроме того, для механизма Пула — Френкеля слагаемое

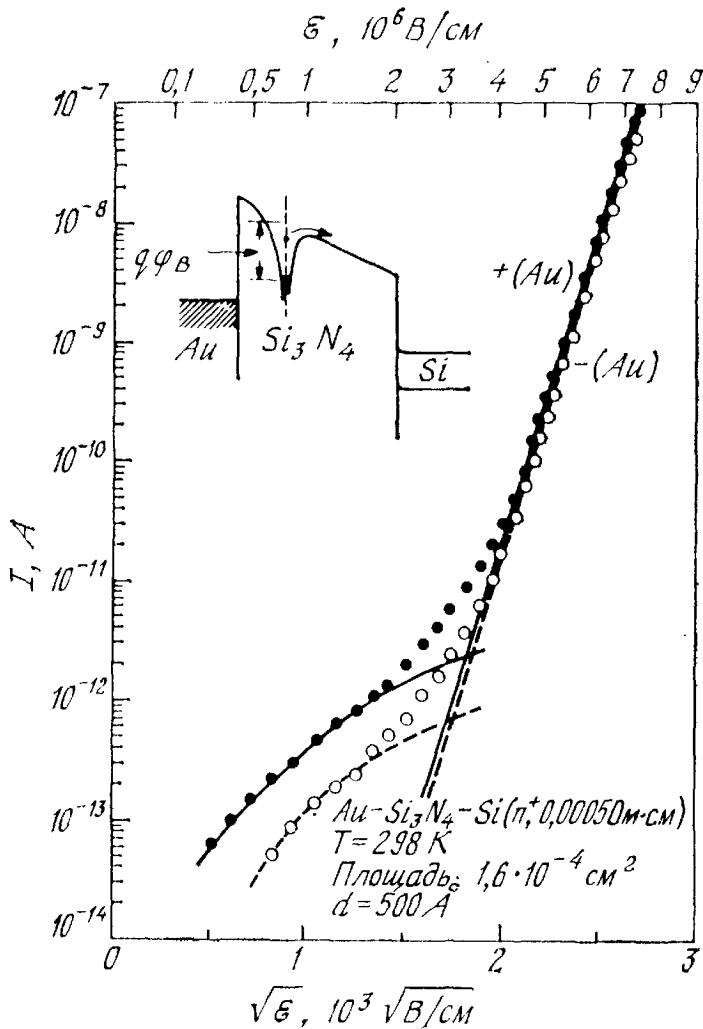


Рис. 33. Вольт-амперные характеристики структуры Au — Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> — Si при комнатной температуре. Вставка иллюстрирует механизм эмиссии Пула — Френкеля [50].

$\sqrt{q/\rho\epsilon_i}$ , соответствующее полювому уменьшению энергетического барьера, в два раза больше, чем для эмиссии Шоттки. Туннельному механизму проводимости соответствуют либо чисто полевая ионизация захваченных электронов с ловушек диэлектрика в его зону проводимости, либо непосредственные туннельные переходы электронов из металла в зону проводимости диэлектрика. Характерными свойствами туннельного механизма являются слабая температурная зависимость тока и очень сильная зависимость его величины от приложенного напряжения. Токи, ограниченные пространственным зарядом, наблюдаются при сильной монополярной инжекции носителей тока в диэлектрик и при отсутствии в нем подвижных компенсирующих зарядов противоположного знака. В этом случае, если пренебречь захватом электронов на ловушки, ток пропорционален квадрату приложенного напря-



жения. При низких напряжениях и повышенных температурах ток в диэлектрике может определять обычное термовозбуждение электронов с ловушек в зону проводимости. При этом вольт-амперная характеристика линейна, а соответствующая проводимость экспоненциально зависит от  $1/T$ . Ионная проводимость диэлектриков подобна диффузионным процессам. Однако постоянная компонента ионного тока существенно уменьшается с течением времени после приложения напряжения, поскольку инжекция ионов в диэлектрик и их экстракция из него сильно затруднены. Поэтому сравнительно большие начальные ионные токи приводят лишь к перераспределению ионного заряда от одного края диэлектрика к другому. После снятия внешнего напряжения в диэлектрике остается большое внутреннее поле, расталкивающее ионы. Однако за конечные времена равновесное распределение ионного заряда по толщине диэлектрика не успевает установиться, что приводит к соответствующим гистерезисным эффектам.

Применительно к конкретным изолирующим слоям каждый из рассмотренных механизмов проводимости обычно доминирует в определенном диапазоне напряжений и температур. Однако при анализе экспериментальных результатов следует принимать во внимание и то, что эти основные механизмы не в полной мере независимы друг от друга. Так, например, туннельные характеристики с учетом перераспределения электрического поля при больших плотностях пространственного заряда приближаются к форме характеристик, соответствующих эмиссии Шоттки [49].

На рис. 33 в качестве примера приведены вольт-амперные характеристики пленок нитрида кремния [50], построенные в так называемых координатах Пула — Френкеля ( $\ln I - \sqrt{\mathcal{E}}$ ). Пленки  $\text{Si}_3\text{N}_4$  осаждались на подложку из вырожденного кремния  $n$ -типа ( $\rho = 0,0005 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) в процессе реакции  $\text{SiCl}_4 + \text{NH}_3$  при  $1000^\circ\text{C}$ . В качестве электрода напылялась пленка золота Au. Отметим, что при высоких полях зависимости, соответствующие положительным и отрицательным напряжениям, практически идентичны. Небольшое различие этих характеристик при малых полях, по-видимому, связано с отличием высоты энергетических барьеров на границах нитрид — золото и нитрид — кремний. Отметим также, что при высоких полях ток сквозь пленку нарастает экспоненциально (показатель экспоненты пропорционален корню квадратному из электрического поля), а при малых полях вольт-амперная характеристика является линейной. Было установлено, что при комнатных температурах форма приведенных характеристик практически не зависит от толщины пленки, площади и материала верхнего электрода и полярности напряжения. Все это указывает на то, что проводимость пленок определяют объемные процессы, а не свойства приэлектродной области, как в диодах с барьером Шоттки. Отметим, кроме того, что при низких

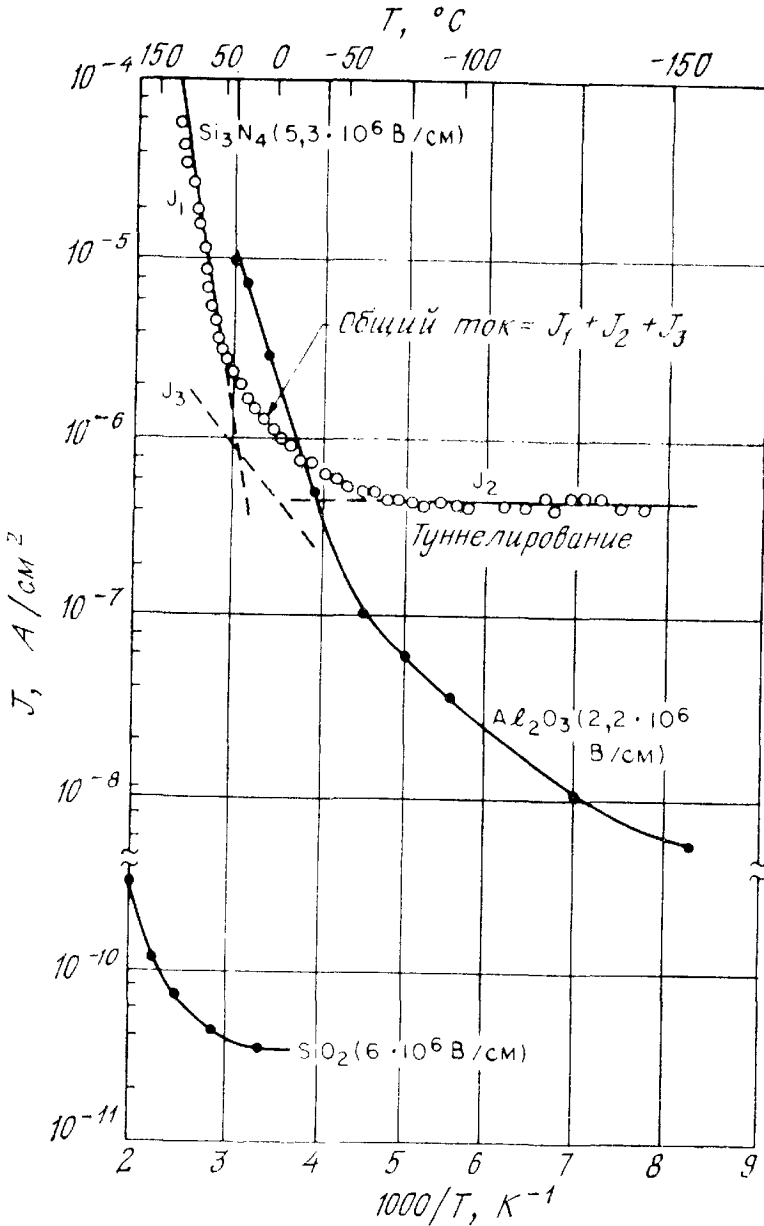


Рис. 34. Температурная зависимость плотности тока в пленках Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> [50], Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [51] и SiO<sub>2</sub> [52].

температурах проводимость пленок нитрида кремния практически не зависит от температуры. На рис. 34 приведены температурные зависимости плотности тока в трех разных изоляторах. На кривой, полученной для пленки Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> при электрическом поле  $5,3 \times 10^6$  В·см<sup>-1</sup>, можно выделить три компоненты:  $J_1$ ,  $J_2$  и  $J_3$ . Ток  $J_1$  обусловлен эмиссией Пула — Френкеля. Он преобладает при высоких электрических полях и сравнительно высоких температурах. Отметим, что величина высокочастотной (динамической) диэлектрической проницаемости, которую можно определить по наклону этого участка характеристики ( $\epsilon_i = 5,5$ ), близка к соответствующим значениям, полученным из оптических изме-

рений [36]. Ток  $J_2$  обусловлен туннельной эмиссией электронов с ловушек в зону проводимости. Он преобладает при низких температурах и высоких электрических полях. Ток  $J_3$  представляет собой омическую компоненту проводимости, существенную при малых полях и умеренных температурах. Аналогичные свойства проявляют и пленки  $Al_2O_3$  [51]. В рассматриваемой области значений электрических полей пленки двуокиси кремния имеют гораздо меньшую электропроводность [52]. Например, при  $\mathcal{E} = 6 \cdot 10^6 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$  и комнатной температуре плотность тока в  $SiO_2$  составляет  $\sim 4 \cdot 10^{-11} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ , что на много порядков меньше плотности соответствующих токов в пленках  $Si_3N_4$  и  $Al_2O_3$ .

Другой важной характеристикой диэлектрических слоев является максимальная диэлектрическая прочность. Так называют электрическое поле, при котором происходит пробой изолятора. Основными механизмами, определяющими диэлектрическую прочность изоляторов, являются электрический и тепловой пробои [53]. Они конкурируют друг с другом, и в конкретных ситуациях доминирующим оказывается тот из них, который происходит при меньшей напряженности электрического поля. При низких температурах причиной пробоя диэлектрика обычно являются электрические процессы, и диэлектрическая прочность при этом практически не зависит от температуры. При высоких температурах происходит тепловой пробой, и диэлектрическая прочность уменьшается с ростом температуры. В качестве примера температурной зависимости диэлектрической прочности на рис. 35 приведены результаты измерений в пленках нитрида кремния. Величину пробивного поля  $\mathcal{E}_m$  для теплового пробоя можно оценить с помощью выражения

$$\mathcal{E}_m \simeq \left( \frac{\pi \varepsilon_i}{q} \right) (\Phi_B - CT)^2, \quad (51)$$

полученного в работе [50] из условия равенства тепловых потерь и джоулева тепловыделения в структуре. Здесь  $\Phi_B$  — высота энергетического барьера, а  $C$  — слабоменяющаяся функция температуры, зависящая от длительности импульса пробивного напряжения. Отметим, что при высоких температурах (рис. 35) значения  $\mathcal{E}_m$  уменьшаются с температурой в соответствии с выражением (51), а низкотемпературное значение  $\mathcal{E}_m \simeq 10^7 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ .

Аналогичная температурная зависимость  $\mathcal{E}_m$  наблюдается и при пробое термически выращенных пленок  $SiO_2$ . Кроме того, в них наблюдается зависимость пробивного поля от толщины пленки. Из рис. 36 видно, что  $\mathcal{E}_m$  увеличивается при уменьшении толщины пленки [54, 55]. Для пленок  $SiO_2$ , толщина которых превышает  $1000 \text{ \AA}$ ,  $\mathcal{E}_m$  примерно постоянно и составляет  $9 \times 10^6 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$  (рис. 36, а). Для очень тонких пленок  $SiO_2$  напря-

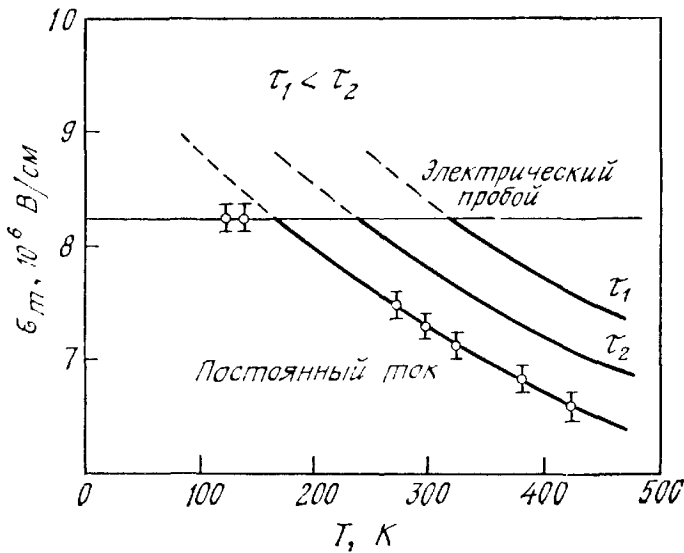


Рис. 35. Температурная зависимость пробивного поля в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  [50], [53].

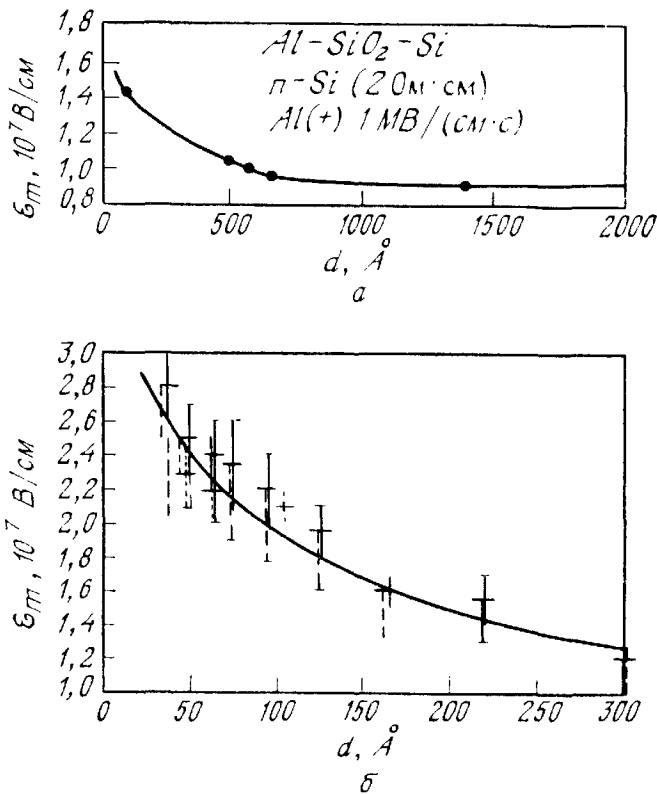


Рис. 36. Зависимость пробивного поля от толщины пленок  $\text{SiO}_2$  [54, 55].

а)  $d = 100-2000 \text{ \AA}$ ; б)  $d = 40-300 \text{ \AA}$ .

женность  $\mathcal{E}_m$  достигает величины  $3 \cdot 10^7 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ , которая близка к предельным значениям напряженности электрического поля, при которых происходит разрыв связей  $\text{Si} - \text{O}$  (рис. 36, б).

## 7.4. ПРИБОРЫ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

Приборы с зарядовой связью (ПЗС) представляют собой матрицы близко расположенных друг к другу МОП-конденсаторов. Соответствующие последовательности тактовых импульсов на затворах такой матрицы смещают ее отдельные МОП-конденсаторы в режим глубокого обеднения, так что зарядовые пакеты могут храниться под электродами матрицы и контролируемым образом перемещаться вдоль поверхности кристалла, перетекая из-под одних электродов матрицы к соседним электродам.

Основными типами приборов с зарядовой связью являются ПЗС с поверхностным каналом и ПЗС со скрытым каналом. В ПЗС с поверхностным каналом заряды хранятся и переносятся у границы раздела полупроводник — диэлектрик. В ПЗС со скрытым каналом благодаря специальному легированию подложки эти процессы происходят в толще полупроводника на некотором удалении от границы с диэлектриком. Отметим также, что при конструировании конкретных микроэлектронных устройств на ПЗС (в зависимости от их назначения) применяются различные схемы организации тактового питания и взаимного расположения затворов.

### 7.4.1. Хранение заряда

Основным элементом ПЗС (с поверхностным каналом) является МОП-конденсатор, работающий в режиме глубокого обеднения. Его зонная диаграмма для случая, когда сигнальный заряд равен нулю ( $Q_{\text{sig}} = 0$ ), приведена на рис. 37, б. Здесь  $\psi_{s0}$  — поверхностный потенциал,  $(V_G - V_{FB})$  — эффективное напряжение на затворе (напряжение, приложенное к металлическому электроду, будем называть затворным напряжением  $V_G$ ),  $V_{FB}$  — напряжение плоских зон [56]. Применительно к работе ПЗС минимум электронной потенциальной энергии на границе раздела с окислом называют потенциальной ямой. При  $Q_{\text{sig}} = 0$  эта яма пустая. Когда у границы раздела хранится сигнальный зарядовый пакет, поверхностный потенциал уменьшается, что соответствует заполнению потенциальной ямы (рис. 37, б).

Глубину пустой потенциальной ямы легко определить с помощью уравнений (23), (24) и (27а), устанавливающих связь поверхностного потенциала  $\psi_{s0}$  и напряжения на затворе:

$$V_G - V_{FB} = V_i + \psi_s = \frac{qN_A W}{C_i} + \psi_s, \quad (52)$$

$$\psi_s = qN_A W^2 / 2\epsilon_s. \quad (53)$$

Отметим, что в рассматриваемой нестационарной ситуации глубина обеднения  $W$  может существенно превышать  $W_m$  — макси-

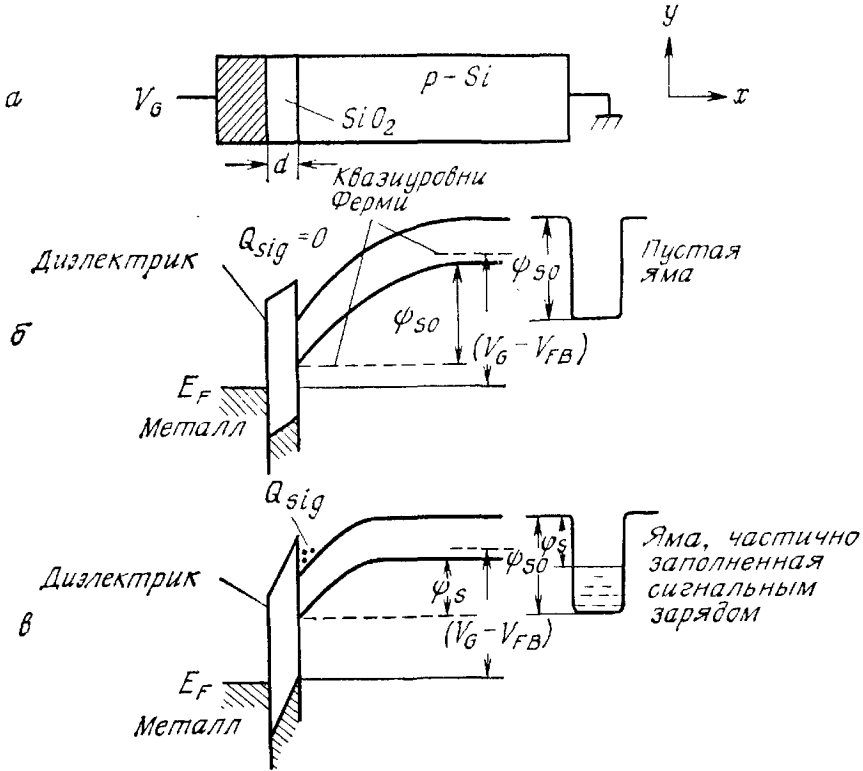


Рис. 37. Зонные диаграммы МОП-структуры с поверхностным каналом [56]. *a* — изгиб зон в состоянии глубокого обеднения (пустая яма); *б* — изгиб зон на границе раздела Si — SiO<sub>2</sub>; *в* — частично заполненная яма.

мальную глубину стационарного обедненного слоя. Исключив из уравнений (52) и (53)  $W$ , получим

$$V_G - V_{FB} = \psi_s + \frac{1}{C_i} \sqrt{2\epsilon_s q N_A \psi_s}. \quad (54)$$

Это нелинейное соотношение между поверхностным потенциалом и напряжением на затворе иллюстрируется рис. 38. Отметим, что при одном и том же напряжении на затворе, варьируя  $d$  или  $N_A$ , можно получать различные значения поверхностного потенциала. Так, например, при  $(V_G - V_{FB}) = 10$  В и  $N_A = 10^{15}$  см<sup>-3</sup> поверхностный потенциал уменьшается с 8,5 до 4,2 В, когда толщина окисла возрастает от 0,1 до 0,5 мкм. Этот факт используется при конструировании так называемых двухфазных ПЗС и для предотвращения бокового растекания зарядовых пакетов.

При наличии сигнального зарядового пакета в потенциальной яме ( $Q_{sig} \neq 0$ ) поверхностное электрическое поле в полупроводнике и поле в окисле описываются соответственно выражениями

$$\mathcal{E}_s = (Q_{sig} + qN_A W)/\epsilon_s, \quad (55a)$$

$$\mathcal{E}_i = (Q_{sig} + qN_A W)/\epsilon_i, \quad (55б)$$

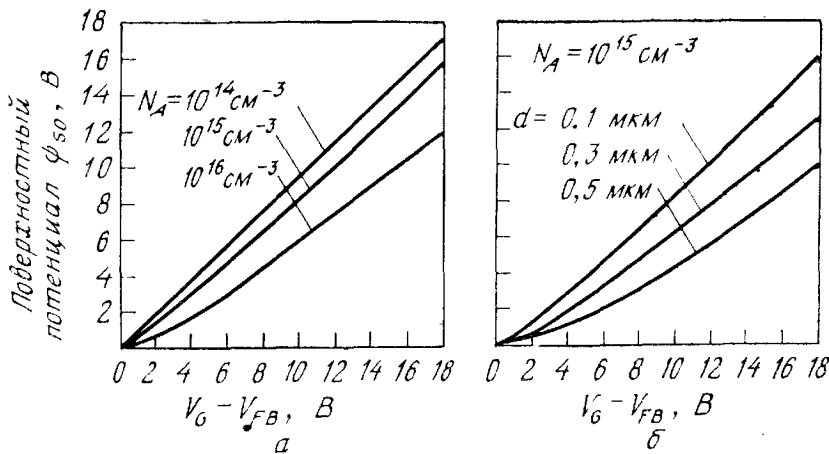


Рис. 38. Зависимость поверхностного потенциала от напряжения на затворе для пленки  $\text{SiO}_2$  толщиной 0,1 мкм (а) и для концентрации акцепторов  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  [11].

где  $Q_{\text{sig}}$  — поверхностная плотность хранящегося сигнального заряда. В этом случае для напряжения на затворе  $V_G$  вместо выражения (52) будем иметь

$$V_G - V_{FB} = \frac{Q_{\text{sig}}}{C_i} + \frac{qN_A W}{C_i} + \psi_s. \quad (56)$$

Снова воспользовавшись выражением (53), найдем

$$V_G - V_{FB} = \frac{Q_{\text{sig}}}{C_i} + \frac{\sqrt{2\varepsilon_s q N_A \psi_s}}{C_i} + \psi_s. \quad (57)$$

Решив это уравнение относительно  $\psi_s$ , получим окончательно

$$\psi_s = V'_G + V_0 - (2V'_G V_0 + V_0^2)^{1/2}, \quad (58)$$

где

$$V'_G \equiv V_G - V_{FB} - \frac{Q_{\text{sig}}}{C_i}, \quad (58a)$$

$$V_0 \equiv qN_A \varepsilon_s / C_i^2. \quad (58b)$$

Зависимость поверхностного потенциала от величины хранящегося заряда приведена на рис. 39 для трех значений напряжения на затворе [57]. Отметим, что при данных напряжениях на затворе величина  $\psi_s$  практически линейно уменьшается с ростом величины сигнального заряда  $Q_{\text{sig}}$ . Часто эту зависимость интерпретируют с помощью качественных «гидравлических» представлений о потенциальной яме емкостью  $C_i$ , «заливаемой» сигнальным зарядом. С увеличением  $Q_{\text{sig}}$  верхний уровень этой «жидкости», поверхностный потенциал, практически линейно приближается к нулю — верхнему краю ямы (рис. 37, б).

Найдем теперь зависимость объемной концентрации электронов на границе раздела  $n_s = n_{p0} \exp(q\psi_s/kT)$  (электрон·см<sup>-3</sup>)

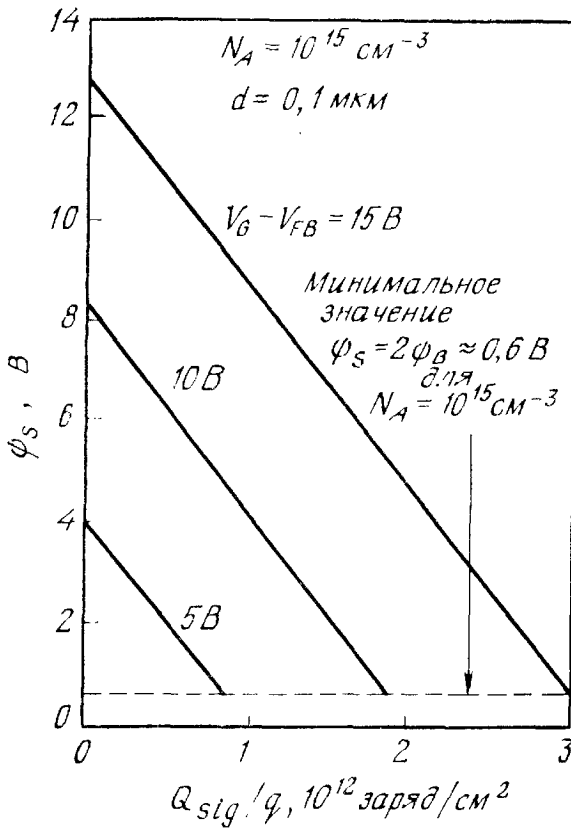


Рис. 39. Зависимость поверхностного потенциала от величины сигнального заряда и напряжения на затворе [57].

от поверхностной плотности сигнального заряда  $Q_{\text{sig}}$ . Для этого сначала запишем с помощью выражений (53) и (56) выражение для глубины обедненного слоя в присутствии сигнального заряда:

$$W = \frac{\epsilon_s}{C_i} \left( \sqrt{1 + \frac{V'_G}{2V_0}} - 1 \right), \quad (59)$$

где  $V'_G$  и  $V_0$  — определяются формулами (58а, б). Обратившись теперь к выражению (11), в правой части которого в режиме глубокого обеднения главную роль играют второе и четвертое слагаемые, можно записать

$$\mathcal{E}_s^2 \approx 2 \left( \frac{kT}{qL_D} \right)^2 \left( \frac{q\psi_s}{kT} + \frac{n_{p0}}{N_A} e^{q\psi_s/kT} \right) = \left( \frac{qN_A W}{\epsilon_s} \right)^2 + 2 \left( \frac{kT}{qL_D} \right)^2 \frac{n_s}{N_A}. \quad (60)$$

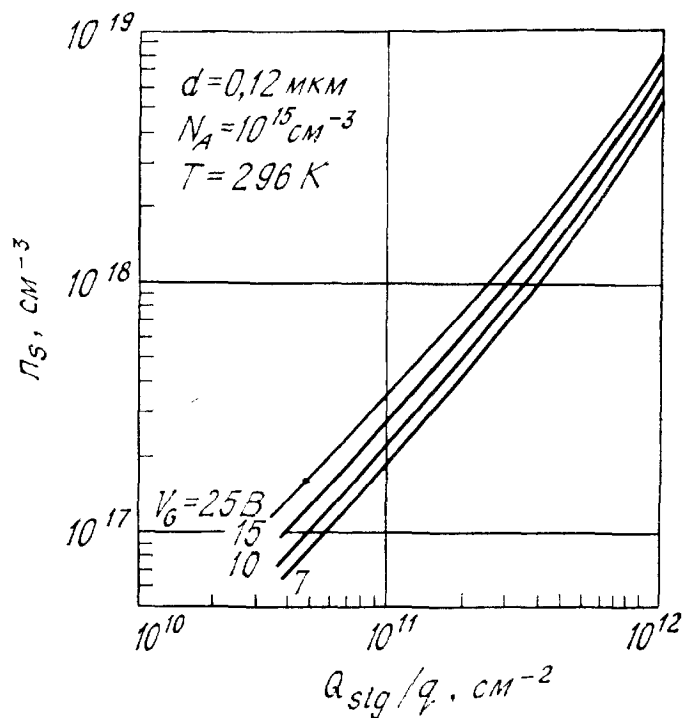
Комбинируя выражения (55а) и (60), получим окончательно

$$n_s = \frac{WQ_{\text{sig}}}{qL_D^2} + \frac{1}{2N_A} \left( \frac{Q_{\text{sig}}}{qL_D} \right)^2, \quad (61)$$

где  $W$  — определяется соотношением (59). Графики этой зависимости  $n_s$  от  $Q_{\text{sig}}$ , рассчитанные в работе [58], приведены на рис. 40. Видно, что в интервале значений  $Q_{\text{sig}} = 4 \cdot 10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-2}$  объемная плотность электронов на границе раздела увеличивается пропорционально  $(Q_{\text{sig}})^{3/2}$ .

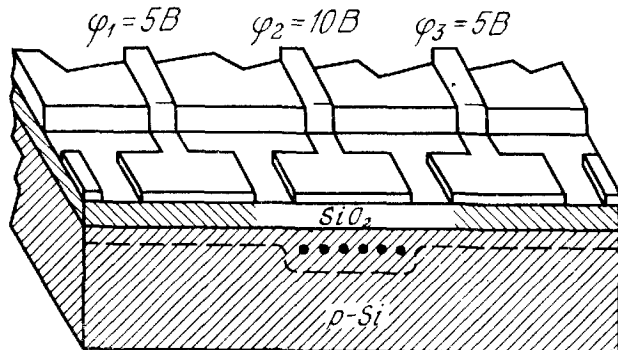


Рис. 40. Зависимость объемной концентрации электронов на границе с окислом от поверхностной плотности сигнального заряда и напряжения на затворе [58].

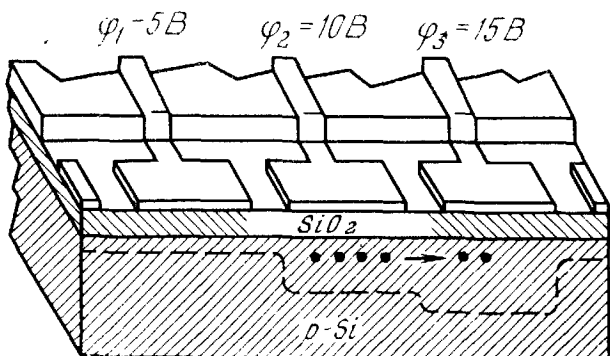


#### 7.4.2. Основные ПЗС-структуры

Поперечное сечение типичного трехфазного ПЗС показано на рис. 41 [59]. Это устройство представляет собой полупроводниковую подложку, покрытую однородным слоем изолятора (окисла), на котором достаточно близко друг к другу располо-



а



б

Рис. 41. Поперечное сечение трехфазного ПЗС [59].

а — высокое напряжение на электроде  $\varphi_2$ ; б — высокое напряжение на электроде  $\varphi_3$  (происходит перенос заряда).

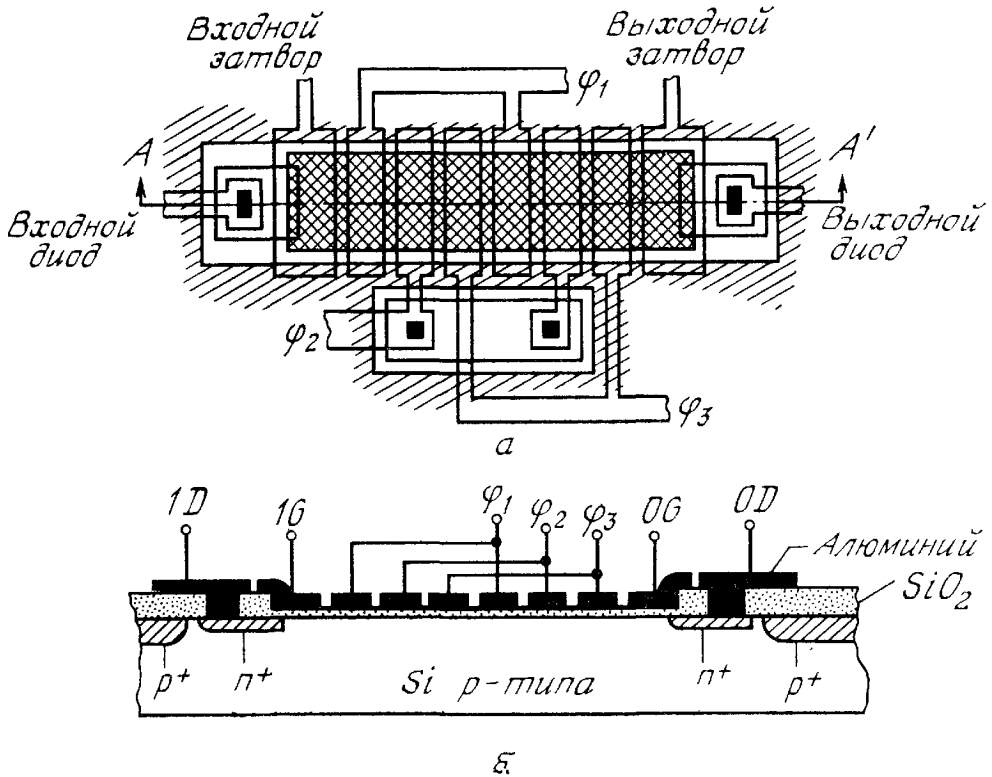


Рис. 42. *n*-Канальный прибор с зарядовой связью [11].

*a* — вид сверху; *б* — поперечный разрез по AA'.

жены затворы — электроды переноса. На рис. 41, *a* представлено состояние хранения информации, когда сигнальный зарядовый пакет находится под средним электродом, напряжение на котором выше, чем на соседних. Процесс переноса сигнального заряда начинается в тот момент, когда на правый затвор подается импульс более высокого напряжения (рис. 41, *б*).

Трехфазный *n*-канальный ПЗС [11] в более подробном виде (вместе с входным и выходным устройствами) показан на рис. 42. Собственно ПЗС, или ПЗС-регистр, здесь составляют три пары электродов переноса (затворов), подсоединенные к шинам тактового питания  $\phi_1$ ,  $\phi_2$  и  $\phi_3$ . Входное устройство, состоящее из входного диода и входного затвора, обеспечивает ввод сигнальных зарядовых пакетов под первый электрод переноса регистра. Экстракция и детектирование зарядовых пакетов обеспечиваются выходными затвором и диодом. Временные диаграммы напряжения на шинах тактового питания, а также входной и выходной сигналы приведены на рис. 43, *a* [11]. Расположение потенциальных ям и распределение сигнального заряда в регистре представлены на рис. 43, *б*.

В начальный момент времени  $t = t_1$  на тактовую шину  $\phi_1$  подано высокое напряжение, а на шины  $\phi_2$  и  $\phi_3$  — низкое. Следовательно, потенциальные ямы под затворами фазы  $\phi_1$  глубже

потенциальных ям под остальными электродами переноса. Входной (ID) и выходной (OD) диоды заперты большим положительным напряжением, что исключает инжекцию электронов в канал под входным (IG) и выходным (OG) затворами, а следовательно, и под электроды переноса ПЗС-регистра. Иными словами, все потенциальные ямы в регистре при  $t = t_1$  пусты. В момент  $t_2$  напряжение на входном диоде уменьшается, последний приоткрывается и инжектирует электроны через входной затвор в потенциальную яму под первым затвором фазы  $\varphi_1$ .

В конце инжекционного процесса поверхностные потенциалы под первым электродом фазы  $\varphi_1$  и входным затвором равны потенциалу на входном диоде. При  $t = t_3$  входной диод снова запирается высоким напряжением, а избыточный заряд из-под первого электрода фазы  $\varphi_1$  через входной затвор стекает обратно в диод. В результате под первым затвором фазы  $\varphi_1$  остается вполне определенное количество электронов — сигнальный заряд, величина которого определяется разностью потенциалов фазы  $\varphi_1$  и входного затвора. В момент  $t_4$  напряжение на фазе  $\varphi_2$  становится высоким, а на фазе  $\varphi_1$  оно начинает уменьшаться. При этом сигнальный заряд из-под затвора  $\varphi_1$  перетекает под первый затвор фазы  $\varphi_2$ , где поверхностный потенциал превышает потенциал фазы  $\varphi_1$ . Этот процесс называется переносом. Отметим, что с учетом конечности времени, которое требуется для перетекания заряда из-под одного затвора переноса под другой, задний фронт тактовых импульсов специально делают достаточно пологим. В конце процесса переноса в момент времени  $t_5$  весь сигнальный заряд хра-

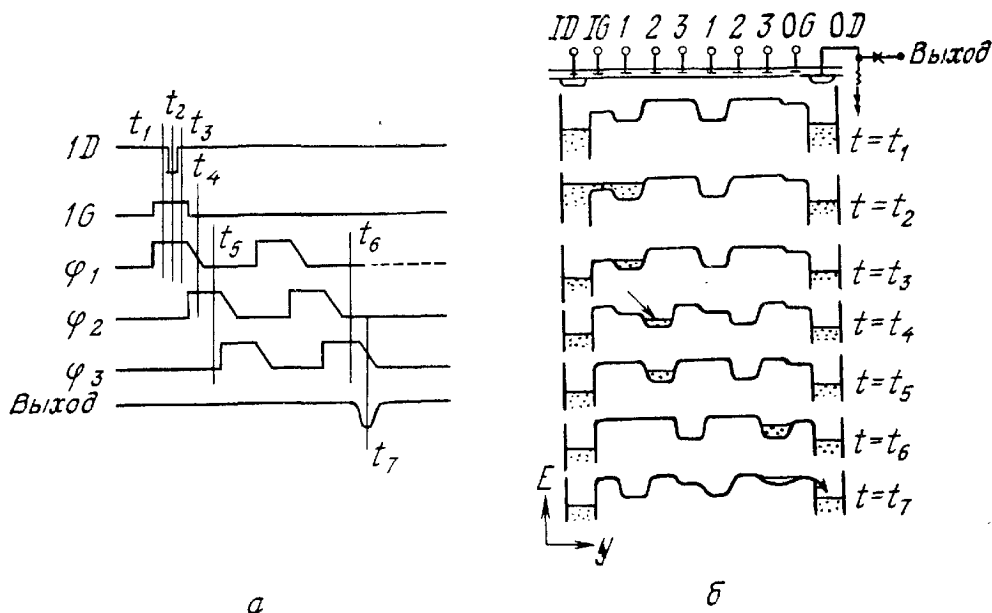


Рис. 43. Диаграммы (а) тактовых импульсов и выходной сигнал в ПЗС и распределения (б) заряда и потенциала вдоль ПЗС в различные моменты времени, отмеченные на тактовых диаграммах [11].

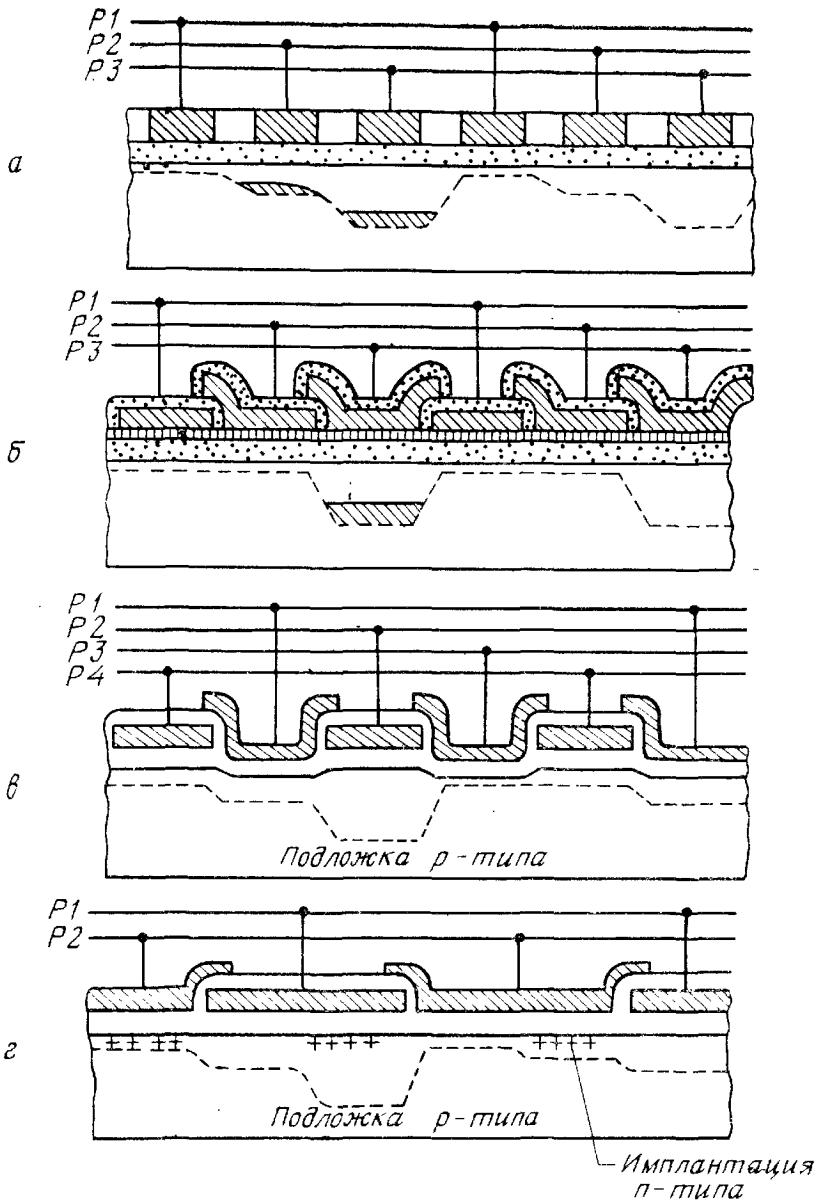


Рис. 44. Электродные структуры и схемы тактового питания ПЗС [60].

*a* — трехфазная электродная структура, полученная селективным легированием пленки собственного поликремния; *б* — трехфазная электродная структура, в которой использованы три перекрывающихся уровня окисленного кремния; *в* — базовая четырехтактная двухуровневая поликремниевая электродная структура; *г* — компланарная двухтактная двухуровневая поликремниевая электродная структура.

няется уже под первым электродом фазы  $\varphi_2$ . Через соответствующее число таких циклов переноса (в момент  $t_6$ ) сигнальный заряд оказывается под последним затвором фазы  $\varphi_3$ , и, после того как в момент  $t_7$  напряжение на этой фазе начинает уменьшаться, сигнальный заряд через выходной затвор «выталкивается» в выходной диод. При этом выходное устройство вырабатывает токовый или потенциальный выходной сигнал, пропорциональный величине зарядового пакета (рис. 43, *a*).

Описанный выше способ ввода сигнального заряда используется в аналоговых и запоминающих устройствах на ПЗС. В системах регистрации оптического изображения зарядовые пакеты формируются в результате генерации электронно-дырочных пар светом, проникающим в полупроводниковую подложку. При этом выходные сигналы оказываются пропорциональными локальной освещенности.

В современной практике конструирования и изготовления ПЗС используются различные электродные структуры и схемы тактового питания. Некоторые из них показаны на рис. 44. Трехфазные электродные структуры (рис. 44, а, б) обладают тем преимуществом [60], что при их изготовлении проблема обеспечения малых (1—2 мкм) межэлектродных зазоров решается значительно легче, чем в случае моноуровневых электродных систем (рис. 42). Одно из достоинств поликремниевых электродных структур (рис. 44, б и г) состоит в том, что эти структуры относительно мало чувствительны к межуровневым короткам.

Для предотвращения растекания сигнального заряда через боковые границы затворов в направлении, перпендикулярном переносу, на практике используются различные способы осуществления так называемого бокового ограничения канала переноса [10] (рис. 45), слабое подлегирование подложки ионной имплантацией под толстым слоем окисла (рис. 45, б); краевые

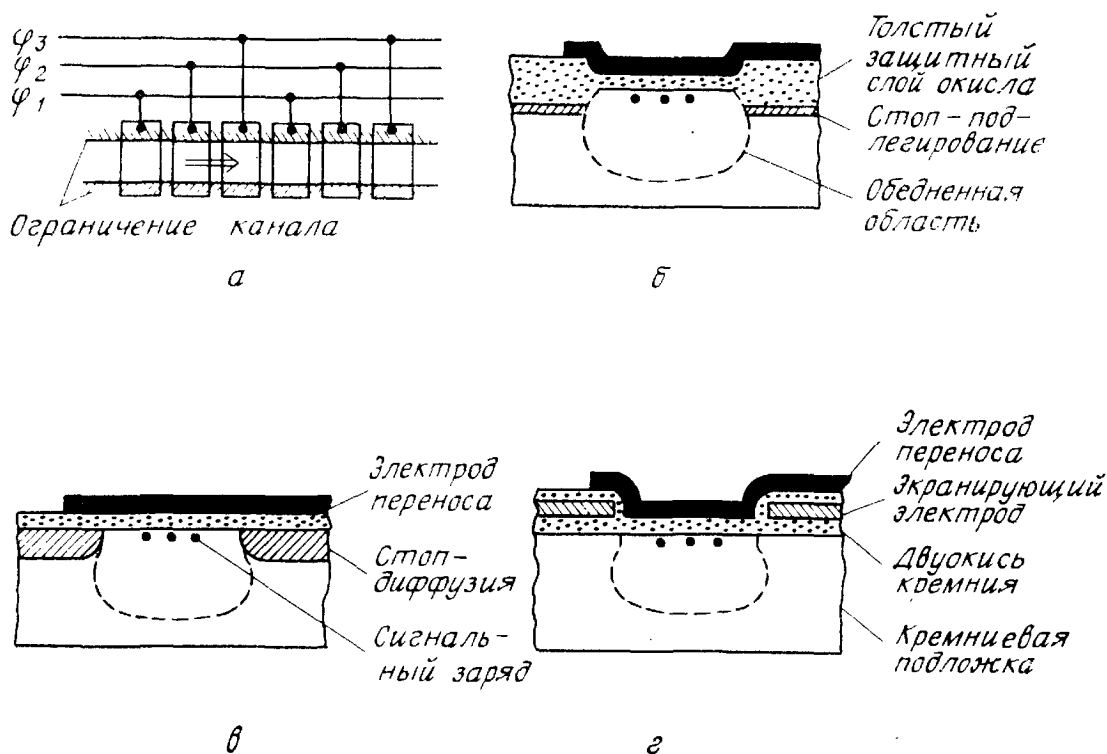


Рис. 45. Методы бокового ограничения канала, используемые в ПЗС [10].

а — ограничение электродов переноса; б — толстый защитный слой окисла; в — высоколегированная диффузионная область; г — поликремниевый экранирующий электрод.

высоколегированные диффузионные области, так называемая стоп-диффузия (рис. 45, в); использование дополнительных экранирующих электродов (рис. 45, г), смещающих приграничную область полупроводника в режим аккумуляции.

### 7.4.3. Перенос заряда и частотные свойства

Процесс переноса сигнального заряда в ПЗС определяется тремя основными физическими механизмами: термической диффузией, самоиндуцированным дрейфом и дрейфом в краевых электрических полях. Для относительно малых зарядовых пакетов доминирующим механизмом переноса является термодиффузия. В этом случае полный заряд, оставшийся под электродом, из-под которого осуществляется перенос, к моменту времени  $t$  от начала переноса экспоненциально уменьшается со временем. Характерная постоянная времени, определяющая скорость такого диффузионного стекания [11],

$$\tau_{th} = \frac{4L^2}{\pi^2 D_n}, \quad (62)$$

где  $L$  — длина электрода переноса, а  $D_n$  — коэффициент диффузии неосновных носителей.

Стекание относительно больших (сравнимых с полной глубиной потенциальной ямы) зарядовых пакетов происходит за счет самоиндуцированного дрейфа, обусловленного простым электростатическим расталкиванием инверсионных электронов. Возникающее при этом продольное (направленное параллельно границе с окислом) электрическое поле пропорционально градиенту поверхностной плотности сигнального заряда:

$$\mathcal{E}_{ys} = \frac{q}{C_i} \frac{\partial Q_s(y, t)}{\partial y}. \quad (63)$$

В результате сигнальный заряд уменьшается во времени по гиперболическому закону [10]

$$\frac{Q(t)}{Q} = \frac{t_0}{t + t_0}, \quad (64)$$

где  $t_0 \equiv \pi L^3 W_e C_i / 2 \mu_n Q$ ,  $Q$  — начальная величина полного сигнального заряда,  $W_e$  — ширина электрода, а  $\mu_n$  — подвижность носителей.

Оказывается, что и в отсутствие сигнального заряда под электродом переноса на границе с окислом существует определенное продольное электрическое поле. Это так называемое краевое поле, для вычисления которого необходимо учитывать двумерный характер распределения потенциала в обедненном слое ПЗС-структуры, обусловлено влиянием потенциалов на соседних электродах

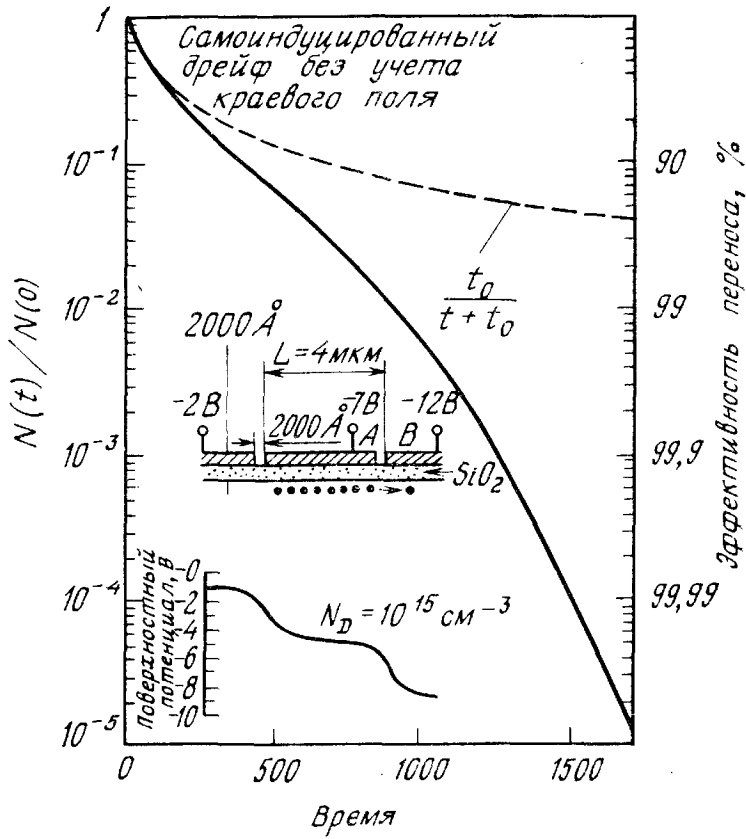


Рис. 46. Теоретическая зависимость нормированного оставшегося заряда от времени с начала переноса в ПЗС с длиной затвора 4 мкм и уровнем легирования  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . На вставке приведено распределение поверхностного потенциала вдоль направления переноса [61].

(вставка на рис. 46) [61]. Величина краевых полей зависит от толщины слоя окисла, длины электродов, уровня легирования и амплитуды тактовых напряжений. При типичных значениях параметров напряженность продольного краевого поля под центром электрода переноса составляет  $\sim 2 \cdot 10^3 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ . Ясно, что на последних стадиях процесса переноса, когда оставшаяся под электродом часть сигнального заряда становится настолько малой, что самоиндуцированное поле оказывается меньше краевого, именно последнее определяет динамику стекания оставшихся малых порций сигнального заряда. Результаты соответствующих расчетов [61] приведены на рис. 46, где в логарифмическом масштабе построена зависимость заряда, оставшегося под затвором переноса к моменту времени  $t$  от начала дрейфа, от времени. Сплошная кривая получена с учетом действия краевого поля, а штриховая соответствует «чистому» самоиндуцированному дрейфу.

Определим теперь эффективность переноса  $\eta$  как отношение полного заряда, успевшего за время, равное длительности тактового импульса  $T$ , перетечь под затвор  $V$ , к величине полного

заряда, находившегося под затвором  $A$  в начале процесса переноса (вставка на рис. 46):

$$\eta = 1 - \frac{Q(t=T)}{Q(t=0)}. \quad (65)$$

Соответственно неэффективностью переноса будем называть величину

$$\varepsilon \equiv 1 - \eta = Q(t=T)/Q(t=0). \quad (66)$$

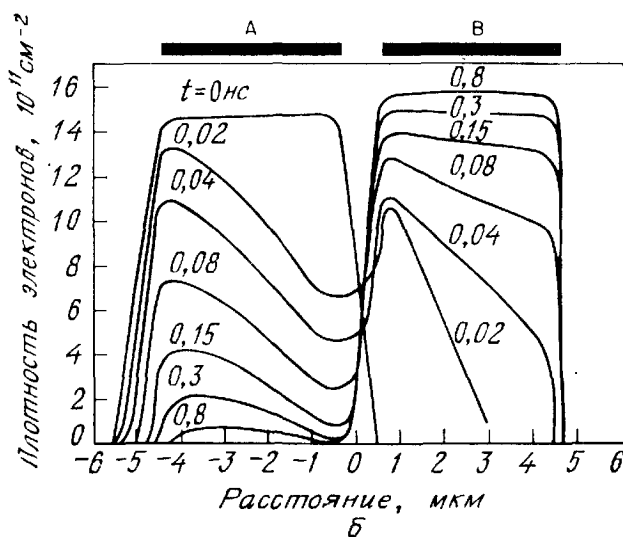
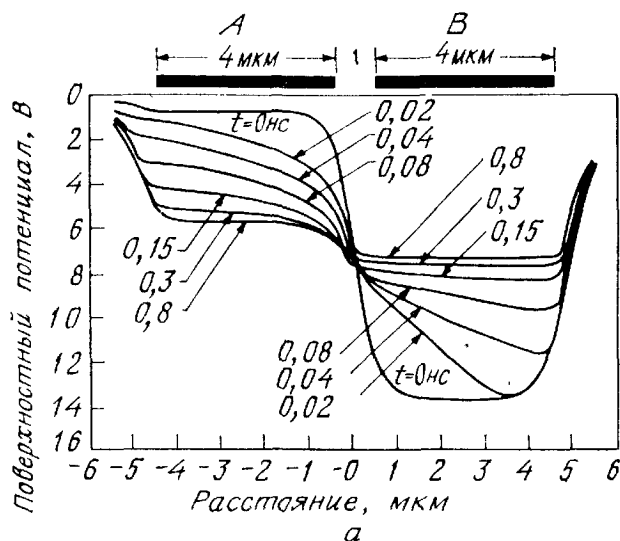
Как следует из рис. 46, для того чтобы эффективность переноса превышала 99,99 %, или, что то же самое, чтобы неэффективность  $\varepsilon$  была меньше  $10^{-4}$ , тактовые частоты не должны превышать нескольких десятков мегабит в 1 с ( $10^7$  Гц). В тех случаях, когда требуются более высокие тактовые частоты, следует использовать структуры с более короткими электродами. При этом увеличиваются краевые поля, а следовательно, и скорость перетекания заряда.

Динамика процесса переноса сигнального заряда в ПЗС исследовалась также численным анализом системы уравнений Пуассона, непрерывности и транспортных соотношений с учетом двумерности распределения потенциала в активной области прибора [62]. Полученные при этом распределения плотности сигнального заряда и поверхностного потенциала в различные моменты времени с начала переноса приведены на рис. 47. Анализируя графики распределения поверхностного потенциала (рис. 47, *a*), легко видеть, что скорость стекания заряда весьма велика в начальные моменты времени, что обусловлено высокой скоростью дрейфа электронов в большом самоиндуцированном электрическом поле. Отметим, что уже через 0,8 нс после начала переноса поверхностный потенциал под затвором  $A$  практически перестает изменяться со временем. Это означает, что большая часть сигнального заряда успела к этому времени вытечь из-под левого электрода. При этом разность поверхностных потенциалов под двумя соседними затворами близка к стационарному значению 1,5 В, что также приводит к существенному замедлению скорости переноса. Из распределений плотности подвижного сигнального заряда (рис. 47, *б*) видно, что распределение сигнального заряда под электродом  $A$  более плавное, чем под электродом  $B$ . Это обусловлено тем, что в более глубокой потенциальной яме большими оказываются и краевые поля, «поджимающие» сигнальный заряд к центру ямы. Отметим также, что в соответствии с графиками, приведенными на рис. 47, *б*, через 0,8 нс после начала переноса 99 % всех сигнальных электронов находятся уже под электродом  $B$ .

Рассматривая работу ПЗС, мы до сих пор считали сигнальные электроны свободными и анализировали их движение в соответ-



Рис. 47. Распределение потенциала под затворами в различные моменты времени (а) и соответствующие распределения плотности информационного заряда под затворами в процессе переноса (б) [62].



ствующим образом искривленной зоне проводимости, пренебрегая при этом взаимодействием между зоной проводимости и связанными состояниями в запрещенной зоне кристалла, такими, например, как поверхностные ловушки. Рассмотренные выше механизмы переноса называются моделью переноса свободных зарядов. Эта модель справедлива при сравнительно высоких тактовых частотах и дает разумную оценку предельных тактовых частот ПЗС, превышение которых приводит к резкому снижению эффективности переноса. Так, например, для ПЗС с длиной затворов  $\sim 10$  мкм и при типичных значениях остальных параметров для обеспечения эффективности переноса не ниже 99,99 % тактовая частота не должна превышать нескольких десятков мегагерц.

В области промежуточных тактовых частот эффективность переноса сигнального заряда определяется главным образом процессом захвата сигнальных электронов на поверхностные ловушки. Процессы захвата и освобождения электронов с поверх-

ностных состояний, сопровождающие движение сигнального пакета в трехфазном ПЗС, показаны на рис. 48 [63]. Когда сигнальный заряд «входит» в контакт с пустыми поверхностными ловушками, все они практически мгновенно заполняются электронами. После того как этот сигнальный пакет уходит под соседний затвор, захваченные электроны начинают генерироваться с ловушек в зону проводимости. Поскольку энергетический спектр поверхностных ловушек квазинепрерывен, процесс освобождения электронов характеризуется довольно широким спектром сравнительно больших постоянных времени (рис. 20). Поэтому электроны, захваченные на сравнительно мелкие ловушки, освобождаются достаточно быстро и успевают догнать «свой» сигнальный пакет, в то время как электроны с более глубоких ловушек поступают уже в «чужой» пакет, следующий за первым (рис. 48). В результате этого процесса, если на вход ПЗС подать конечную последовательность одинаковых зарядовых пакетов, первые из них подойдут к выходному устройству значительно ослабленными, в то время как за последним еще некоторое число тактов будет тянуться «хвост» отставшего заряда. Неэффективность переноса, обусловленная рассматриваемым взаимодействием сигнального заряда с поверхностными состояниями, описывается выражением

$$\varepsilon \approx \frac{qkTD_{it}}{C_iV_s} \ln(p + 1), \quad (67)$$

где  $C_iV_s$  — поверхностная плотность сигнального заряда,  $D_{it}$  — плотность поверхностных состояний, а  $p$  — число фаз (на рис. 48  $p = 3$ ). Для уменьшения неэффективности  $\varepsilon$  следует уменьшать плотность поверхностных состояний.

Влияние поверхностных ловушек на эффективность переноса можно существенно уменьшить, постоянно пропуская через ПЗС-

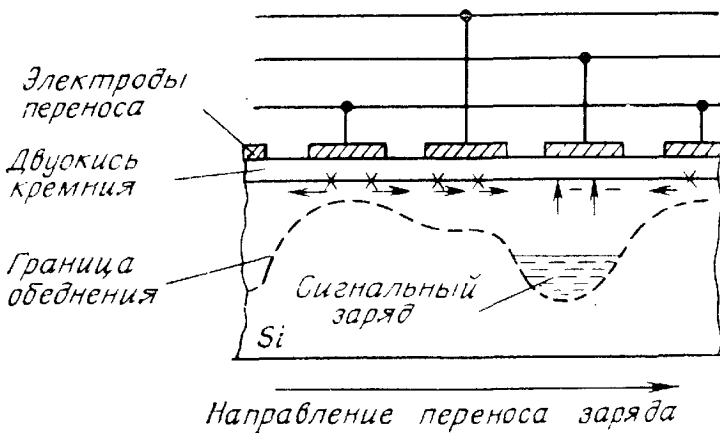


Рис. 48. Захват и освобождение электронов с поверхностных ловушек под различными электродами в процессе переноса сигнального заряда в трехфазном ПЗС [63].

регистр некоторое количество фонового (опорного) заряда — так называемый «непустой нуль». При этом поверхностные ловушки оказываются постоянно заполненными электронами из «непустого нуля», что значительно снижает степень их взаимодействия с сигнальным зарядом. Характерная величина заряда такого «непустого нуля» обычно на практике составляет 10—25 % полной емкости потенциальной ямы. Главный недостаток такого способа увеличения эффективности переноса заключается в соответствующем уменьшении динамического диапазона прибора.

При малых тактовых частотах главным фактором, определяющим работоспособность ПЗС, является темновой ток прибора. Плотность темнового тока можно записать в следующем виде [11]:

$$J_{\tau} = \frac{qn_i W}{2\tau} + \frac{qD_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A} + \frac{qS_0 n_i}{2}. \quad (68)$$

Здесь первое слагаемое — ток, обусловленный объемной генерацией в обедненном слое; второе слагаемое — диффузионный ток генерации неосновных носителей в электронейтральной части подложки, поступающий через область обеднения в инверсионный слой; последнее слагаемое — ток поверхностной генерации;  $\tau$  — время жизни неосновных носителей;  $D_n$  — коэффициент диффузии;  $L_n$  — диффузионная длина;  $S_0$  — скорость поверхностной рекомбинации.

Процесс релаксации состояния глубокого обеднения МОП-структуры, обусловленный темновым током [64], показан на рис. 49. В начальный момент времени передний фронт импульса напряжения на затворе  $V_G$  быстро переводит МОП-структуру

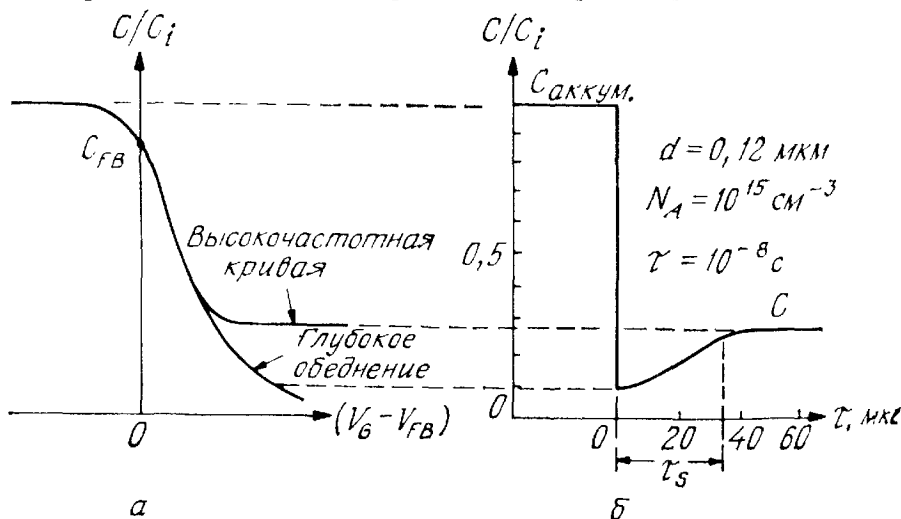


Рис. 49. Зависимость емкости МДП-структуры от напряжения и времени при импульсном смещении в режим глубокого обеднения [64].

*a* — нормированная емкость в зависимости от напряжения на затворе; *б* — нормированная емкость в зависимости от времени.

туру из режима аккумуляции в режим глубокого обеднения (рис. 49, а). С течением времени ток термогенерации постепенно заполняет потенциальную яму неосновными носителями, поверхностный потенциал уменьшается, а емкость структуры растет, асимптотически приближаясь к величине, соответствующей стационарному режиму инверсии (рис. 49, б). Характерная длительность этого процесса  $\tau_s$  зависит от скорости термогенерации неосновных носителей, т. е. от величины темнового тока. Для Si — SiO<sub>2</sub>-систем типичные значения  $\tau_s$  составляют 10<sup>-3</sup>—10<sup>-2</sup> с. Ясно, что для работоспособности ПЗС тактовая частота  $f$  должна быть достаточно велика, чтобы дополнительный заряд, поступающий в сигнальный пакет при его прохождении через ПЗС-регистр за счет темнового тока

$$Q_T = AJ_T N / pf, \quad (69)$$

не превышал соответствующей доли максимального сигнального заряда

$$Q_{\text{макс}} = AC_i \Delta\psi_s. \quad (70)$$

В этих выражениях  $A$  — площадь затвора,  $N$  — полное число электродов ПЗС-регистра,  $p$  — число фаз (в примере на рис. 42  $N = 6$ ,  $p = 3$ ),  $\Delta\psi_s$  — максимально допустимый перепад поверхностного потенциала в канале. Следовательно,

$$Q_T / Q_{\text{макс}} = J_T N / (pf C_i \Delta\psi_s). \quad (71)$$

Если это отношение равно 10<sup>-3</sup>, то для 128-затворного трехфазного ПЗС ( $N = 128$ ) при толщине слоя затворного окисла 0,1 мкм  $J_T = 10^{-9}$  А·см<sup>-2</sup> и  $\Delta\psi_s = 5$  В. Низкочастотный предел тактовой частоты, обусловленный темновым током, составляет ~1 кГц.

В цифровых устройствах на ПЗС сигнальный заряд определенной величины соответствует 1, а пустая яма 0. На рис. 50 приведена частотная зависимость нормированной допустимой (наи-

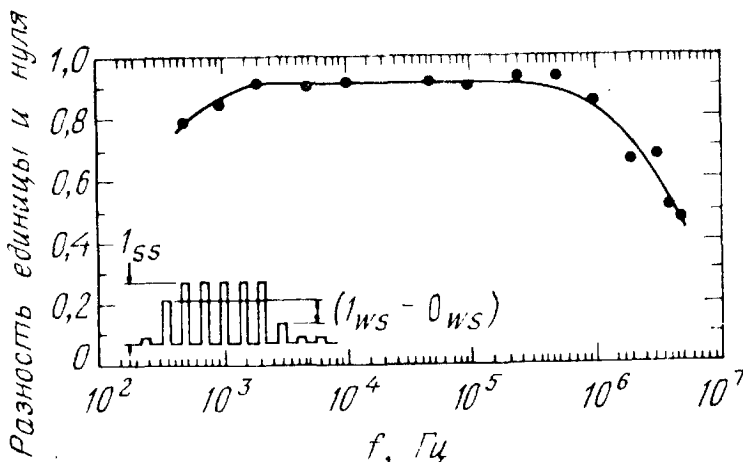


Рис. 50. Частотная характеристика ПЗС с поверхностным каналом [65].

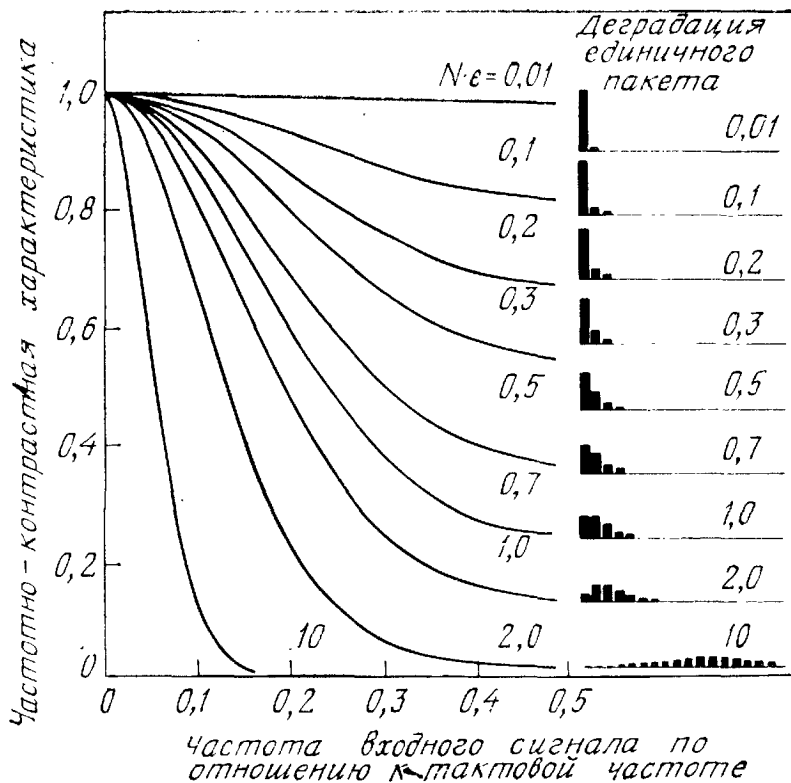


Рис. 51. Частотно-контрастные характеристики и пространственное разрешение в ПЗС для различных значений неэффективности  $N \epsilon$  [60].

худшей) разности между 1 и 0, которая равна  $(1_{uc} - 0_{uc})/1_{ss}$ . Поскольку эта разность непосредственно связана с эффективностью переноса заряда, приведенные данные означают, что величина эффективности переноса характеризует работоспособность ПЗС в широком диапазоне тактовых частот.

Низкочастотный завал частотной характеристики обусловлен встраиванием дополнительного (за счет темнового тока) заряда в сигнальные пакеты, что, естественно, искажает амплитуду передаваемых сигналов. Ее высокочастотный спад обусловлен резким уменьшением эффективности переноса, когда длительность тактового импульса оказывается недостаточной для полного перетекания сигнального заряда из-под одного затвора под другой.

Для улучшения низкочастотных свойств ПЗС следует уменьшать все компоненты темнового тока, увеличивая время жизни, диффузионную длину и снижая скорость поверхностной рекомбинации. Для расширения рабочего диапазона ПЗС в сторону высоких частот можно уменьшать длину затвора  $L$ , использовать  $n$ -канальные структуры (поскольку подвижность электронов выше, чем у дырок) и уменьшать межэлектродный зазор. Перспективным для создания сверхвысокоскоростных ПЗС является использование GaAs из-за высокой подвижности электронов в этом материале. Уже имеются ПЗС со скрытым каналом на GaAs, работающие с тактовыми частотами до 500 МГц [71].

Неэффективность переноса может также приводить к большим фазовым задержкам. Частотно-контрастные характеристики и деградация единичного зарядового пакета [60] в зависимости от произведения  $N\epsilon$  приведены на рис. 51, где  $N$  — полное число переносов, которое требуется, чтобы сигнальный пакет достиг выходного узла<sup>1)</sup>. Здесь ясно видны характер расплывания индивидуального зарядового пакета и образование соответствующих «хвостов» при различных значениях  $N\epsilon$ . Крайнее левое положение сигнального столбика в каждом «кадре» (рис. 51) соответствует временному положению индивидуального зарядового пакета, которое он занимал бы на выходе идеального ПЗС ( $\epsilon = 0$ ). Легко видеть, что при  $N\epsilon \geq 1$  значительная часть сигнального заряда оказывается сдвинутой в хвостовые пакеты. Это препятствует адекватной обработке информации в таком приборе.

#### 7.4.4. ПЗС со скрытым каналом

В ПЗС с поверхностным каналом неосновные носители сигнальных пакетов перемещаются под действием тактовых импульсов напряжения на затворах непосредственно у границы с окислом. При этом они сильно взаимодействуют с поверхностными ловушками, что является одним из главных факторов, ограничивающих эффективность переноса сигнального заряда. Чтобы исключить захват информационного заряда на эти поверхностные ловушки и тем самым повысить эффективность переноса, была предложена конструкция ПЗС со скрытым каналом [66]. В этом приборе движение зарядовых пакетов ограничено в пределах объемного канала, расположенного под границей с окислом. Поперечное сечение такого ПЗС показано на рис. 52 [67]. Этот прибор состоит из кремниевой подложки  $p$ -типа с приповерхностным слоем проводимости  $n$ -типа и контактов  $n^+$ -типа на обоих концах  $n$ -канала.

<sup>1)</sup> Величина  $N$ , следовательно, равна полному числу электродов переноса. — Прим. перев.

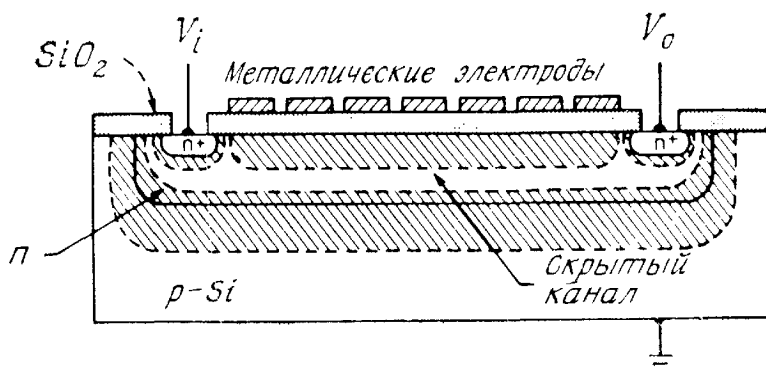


Рис. 52. Поперечное сечение ПЗС со скрытым каналом [67].

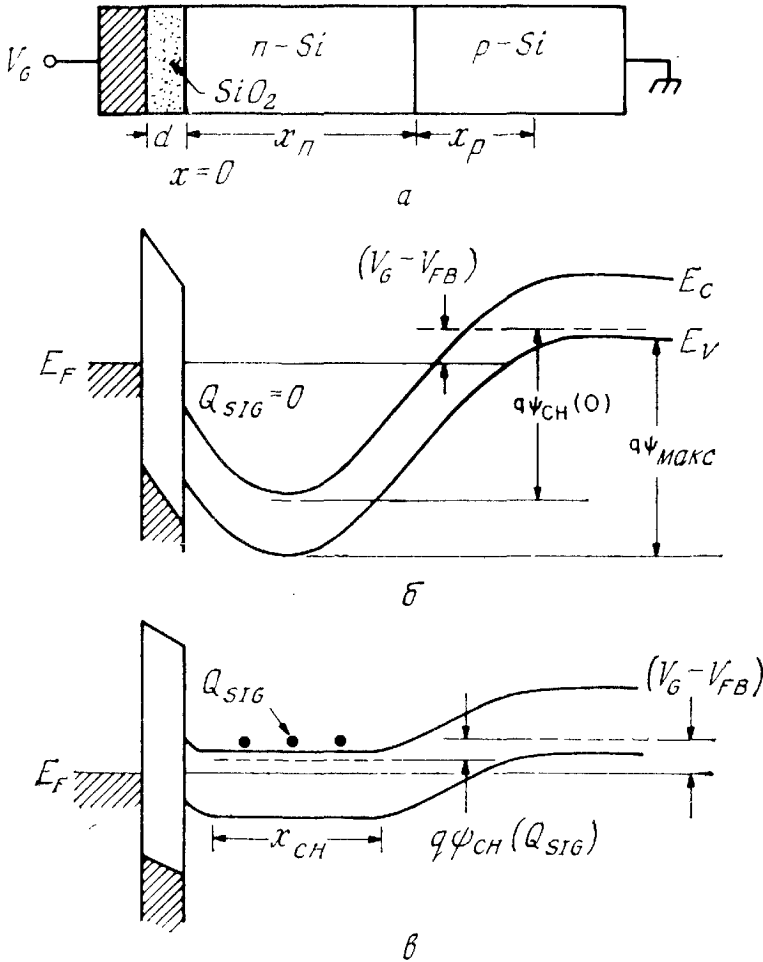


Рис. 53. Схема ПЗС со скрытым каналом (а), его зонная диаграмма для пустой ямы (б) и зонная диаграмма в присутствии сигнального заряда (в) [68].

Зонные диаграммы ПЗС со скрытым каналом показаны на рис. 53 [68]. В отсутствие сигнального заряда сравнительно узкий  $n$ -слой прибора полностью обеднен тактовыми импульсами положительного напряжения на затворах структуры (рис. 53, б). Когда сигнальный заряд вводится в скрытый канал, он будет храниться в его центральной части (рис. 53, в).

Распределение потенциала для случая, показанного на рис. 53, б, можно рассчитать аналитически, когда концентрации примеси в  $n$ - и  $p$ -областях постоянны, воспользовавшись приближением полного обеднения. В этом случае его определяют с помощью уравнений Пуассона [11]:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = 0, \quad -d < x < 0, \quad (72a)$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -qN_D/\epsilon_s, \quad 0 < x < x_n, \quad (72б)$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = qN_A/\epsilon_s, \quad x_n < x < x_n + x_p \quad (72в)$$

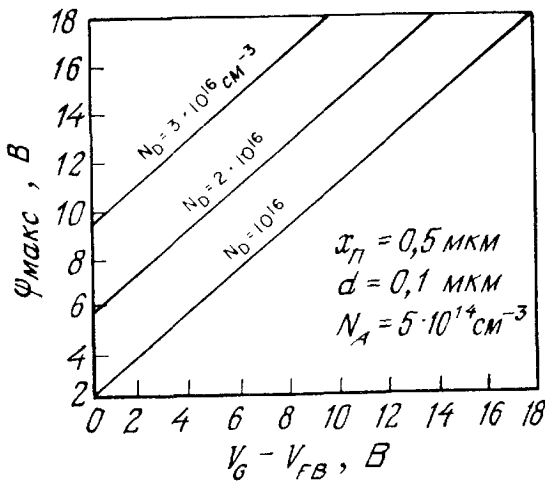


Рис. 54. Зависимости максимального потенциала в канале  $\psi_{\text{макс}}$  от напряжения на затворе в ПЗС со скрытым каналом [11].

при следующих граничных условиях: 1)  $\psi = (V_G - V_{FB})$  при  $x = -d$ ; 2)  $\psi = 0$  при  $x = x_n + x_p$ ; 3) непрерывность потенциала и электрической индукции при  $x = 0$  и  $x = x_n$ . Решение системы уравнений (72) с указанными граничными условиями дает распределение потенциала по толщине прибора с максимумом (рис. 53, б), величина которого

$$\psi_{\text{макс}} = \psi_J \left( 1 + \frac{N_A}{N_D} \right), \quad (73)$$

где

$$V_G - V_{FB} + V_1 = \psi_J + \sqrt{V_{0x} \psi_J}, \quad (74)$$

$$\psi_J \equiv \frac{qN_A x_p^2}{2\epsilon_s}, \quad V_{0x} \equiv \frac{2qN_A x_p^2}{\epsilon_s} \left( 1 + \frac{\epsilon_s}{\epsilon_i} \frac{d}{x_n} \right)^2,$$

$$V_1 \equiv \frac{qN_D x_n^2}{2\epsilon_s} \left( 1 + \frac{2\epsilon_s}{\epsilon_i} \frac{d}{x_n} \right).$$

Соответствующие этим формулам зависимости  $\psi_{\text{макс}}$  от напряжения на затворе  $V_G$ , рассчитанные при типичных для ПЗС со скрытым каналом значениях параметров, приведены на рис. 54.

Чтобы получить распределение потенциала в скрытом канале при наличии сигнального заряда (рис. 53, в), нужно решить более сложные уравнения, отличающиеся от системы уравнений (72) тем, что вместо  $N_D$  надо брать  $N_D - n(x)$ , а вместо  $N_A$  надо брать  $N_A + n(x) - p(x)$ , где  $n(x)$  и  $p(x)$  — концентрации свободных электронов и дырок соответственно. Результаты численных расчетов [69] для сигнальных пакетов различной величины приведены на рис. 55, где плотность сигнального заряда (на единицу площади границы раздела) нормирована на величину  $N_A L_D$  ( $L_D$  — дебаевская длина). Например, при  $N_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  дебаевская длина равна 0,415 мкм, а  $N_A L_D = 4,15 \cdot 10^9 \text{ заряд/см}^2$ . Графики, приведенные на рис. 55, б, показывают, что с увеличением сигналь-



Рис. 55. Распределение потенциала (а) в скрытом канале ПЗС с однородно легированными *n*-слоем и *p*-областью ( $V_G = 4$  В) и соответствующее распределение объемной плотности сигнала (б) [69].

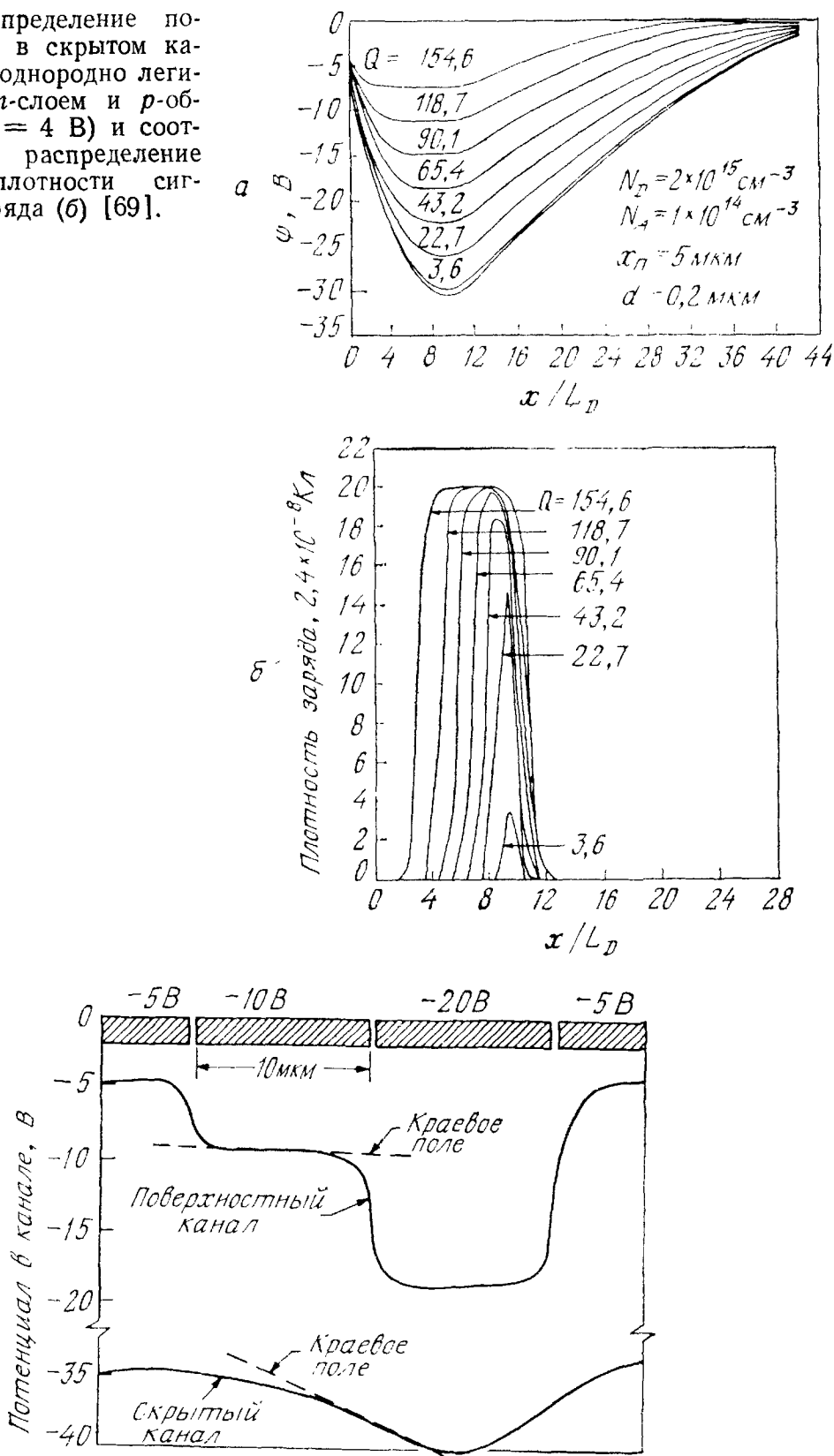


Рис. 56. Результаты двумерного расчета продольного распределения потенциала в центре скрытого канала ПЗС. Для сравнения приведен соответствующий профиль потенциала в аналогичном ПЗС с поверхностным каналом [67].

ного заряда его пространственное распределение становится более широким и сдвигается в сторону границы раздела с окислом.

Результаты двумерного численного расчета изменения потенциала вдоль скрытого канала приведены на рис. 56. Для сравнения здесь также показана соответствующая зависимость в аналогичном приборе с поверхностным каналом. Ясно, что больший градиент потенциала в ПЗС со скрытым каналом под центром затвора (краевое поле) будет способствовать более высокой скорости переноса заряда. Действительно, как оказалось, значения неэффективности переноса  $\varepsilon \sim 10^{-4}—10^{-5}$  сравнительно легко достигаются в ПЗС со скрытым каналом, что на порядок меньше, чем в типичных конструкциях ПЗС с поверхностным каналом тех же геометрических размеров.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Moll J. L. Variable Capacitance with Large Capacity Change, *Wescon Conv. Rec.*, Pt. 3, p. 32 (1959).
2. Pfann W. G., Garrett C. G. Semiconductor Varactor Using Space-Charge Layers, *Proc. IRE*, **47**, 2011 (1959).
3. Frankl D. R. Some Effects of Material Parameters on the Design of Surface Space-Charge Varactor, *Solid State Electron.*, **2**, 71 (1961).
4. Lindner R. Semiconductor Surface Varactor, *Bell Syst. Tech. J.*, **41**, 803 (1962).
5. Termann L. M. An Investigation of Surface States at a Silicon/Silicon Dioxide Interface Employing Metal — Oxide — Silicon Diodes, *Solid State Electron.*, **5**, 285 (1962).
6. Lehovec K., Slobodsky A. Field-Effect Capacitance Analysis of Surface States on Silicon, *Phys. Status Solidi*, **3**, 447 (1963).
7. Nicollian E. H., Brews J. R. MOS Physics and Technology, Wiley, N. Y., 1982.
8. Boyle W. S., Smith G. E. Charge Coupled Semiconductor Devices, *Bell Syst. Tech. J.*, **49**, 587 (1970).
9. Amelio G. F., Tompsett M. F., Smith G. E. Experimental Verification of the Charge Coupled Diode Concept, *Bell Syst. Tech. J.*, **49**, 593 (1970).
10. Sequin C. H., Tompsett M. F. Charge Transfer Devices, Academic, N. Y., 1975.
11. Kim C. K. The Physics of Charge-Coupled Devices, in Howes M. J., Morgan D. V., Eds., *Charge-Coupled Devices and Systems*, Wiley, N. Y., 1979, p. 1.
12. Melen R., Buss D., Eds. *Charge-Coupled Devices: Technology and Applications*, IEEE Press, N. Y., 1977.
13. Garrett C. G. B., Brattain W. H. Physical Theory of Semiconductor Surfaces, *Phys. Rev.*, **99**, 376 (1955).
14. Kingston R. H., Neustadter S. F. Calculation of the Space Charge, Electric Field, and Free Carrier Concentration at the Surface of a Semiconductor, *J. Appl. Phys.*, **26**, 718 (1955).
15. Hofstein S. R., Warfield G. Physical Limitation on the Frequency Response of a Semiconductor Surface Inversion Layer, *Solid State Electron.*, **8**, 321 (1965).
16. Grove A. S., Deal B. E., Snow E. H., Sah C. T. Investigation of Thermally Oxidized Silicon Surfaces Using Metal — Oxide — Semiconductor Structures, *Solid State Electron.*, **8**, 145 (1965).

17. Grove A. S., Snow E. H., Deal B. E., Sah C. T. Simple Physical Model for the Space-Charge Capacitance of Metal — Oxide — Semiconductor Structures, *J. Appl. Phys.*, **33**, 2458 (1964).
18. Goetzberger A. Ideal MOS Curves for Silicon, *Bell Syst. Tech. J.*, **45**, 1097 (1966).
19. Deal B. E. Standardized Terminology for Oxide Charges Associated with Thermally Oxidized Silicon, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-27**, 606 (1980).
20. Tamm I. Über eine mögliche Art der Elektronenbindung an Kristalloberflächen, *Phys. Z. Sowjetunion*, **1**, 733 (1933).
21. Shockley W. On the Surface States Associated with a Periodic Potential, *Phys. Rev.*, **56**, 317 (1939).
22. Shockley W., Pearson G. L. Modulation of Conductance of Thin Films of Semiconductors by Surface Charges, *Phys. Rev.*, **74**, 232 (1948).
23. Allen F. G., Gobeli G. W. Work Function, Photoelectric Threshold and Surface States of Atomically Clean Silicon, *Phys. Rev.*, **127**, 150 (1962).
24. Nicollian E. H., Goetzberger A. MOS Conductance Technique for Measuring Surface State Parameters, *Appl. Phys. Lett.*, **7**, 216 (1965).
25. Berglund C. N. Surface States at Steam-Grown Silicon — Silicon Dioxide Interface, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-13**, 701 (1966).
26. Nicollian E. H., Goetzberger A. The Si — SiO<sub>2</sub> Interface — Electrical Properties as Determined by the MIS Conductance Technique, *Bell Syst. Tech. J.*, **46**, 1055 (1967).
27. White W. H., Cricchi J. R. Characterization of Thin-Oxide MNOS Memory Transistors, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-19**, 1280 (1972).
28. Deal B. E., Sklar M., Grove A. S., Snow E. H. Characteristics of the Surface-State Charge ( $Q_{ss}$ ) of Thermally Oxidized Silicon, *J. Electrochem. Soc.*, **114**, 266 (1967).
29. Ligenza J. R. Effect of Crystal Orientation of Oxidation Rates of Silicon in High Pressure Steam, *J. Phys. Chem.*, **65**, 2011 (1961).
30. Snow E. H., Grove A. S., Deal B. E., Sah C. T. Ion Transport Phenomena in Insulating Films, *J. Appl. Phys.*, **36**, 1664 (1965).
31. Yon E., Ko W. H., Kuper A. B. Sodium Distribution in Thermal Oxide on Silicon by Radiochemical and MOS Analysis, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-13**, 276 (1966).
32. Dalton J. V., Drobek J. Structure and Sodium Migration in Silicon Nitride Films, *J. Electrochem. Soc.*, **115**, 865 (1968).
33. Cheney G. T., Jacobs R. M., Korb H. W., Nigh H. E., Stack J. Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> — SiO<sub>2</sub> IGFET Integrated Circuits, Paper No. 2.2, IEEE Device Meet., Washington, D. C., Oct. 18—21, 1967.
34. Snow E. H., Deal B. E. Polarization Phenomena and Other Properties of Phosphosilicate Glass Films on Silicon, *J. Electrochem. Soc.*, **113**, 2631 (1966).
35. Chu T. L., Szidon J. R., Lee C. H. The Preparation and  $C - V$  Characteristics of Si — Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> and Si — SiO<sub>2</sub> — Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> Structure, *Solid State Electron.*, **10**, 897 (1967).
36. Reizman F., Van Gelder W. Optical Thickness Measurement of SiO<sub>2</sub> — Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> Films on Silicon, *Solid State Electron.*, **10**, 625 (1967).
37. Williams R. Photoemission of Electrons from Silicon into Silicon Dioxide, *Phys. Rev.*, **140**, A569 (1965).
38. Deal B. E., Snow E. H., Mead C. A. Barrier Energies in Metal — Silicon Dioxide — Silicon Structures, *J. Phys. Chem. Solids*, **27**, 1873 (1966).
39. Werner W. M. The Work Function Difference of the MOS-System with Aluminium Field Plates and Polycrystalline Silicon Field Plates, *Solid State Electron.*, **17**, 769 (1974).
40. Goetzberger A. Behavior of MOS Inversion Layers at Low Temperature, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-14**, 787 (1967).
41. Goetzberger A., Nicollian E. H. Temperature Dependence of Inversion Layer Frequency Response in Silicon, *Bell Syst. Tech. J.*, **46**, 513 (1967).

42. Grosvalet J., Jund C. Influence of Illumination on MIS Capacitance in the Strong Inversion Region, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-14**, 777 (1967).
43. Collins D. R., Sah C. T. Effects of X-Ray Irradiation on the Characteristics of MOS Structures, *Appl. Phys. Lett.*, **8**, 124 (1966).
44. Snow E. H., Grove A. S., Fitzgeralds D. J. Effect of Ionization Radiation on Oxidized Silicon Surfaces and Planar Devices, *Proc. IEEE*, **55**, 1168 (1967).
45. Nicollian E. H., Goetzberger A., Berglund C. N. Avalanche Injection Currents and Charging Phenomena in Thermal SiO<sub>2</sub>, *Appl. Phys. Lett.*, **15**, 174 (1969).
46. Rusu A., Bulucea C. Deep-Depletion Breakdown Voltage of SiO<sub>2</sub>/Si MOS Capacitors, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-26**, 201 (1979).
47. Sze S. M., Gibbons G. Effects of Junction Curvature on Breakdown Voltage in Semiconductors, *Solid State Electron.*, **9**, 831 (1966).
48. Frenkel J. On the Theory of Electric Breakdown of Dielectrics and Electronic Semiconductors, *Tech. Phys. USSR*, **5**, 685 (1938); On Pre-Breakdown Phenomena in Insulators and Electronic Semiconductors, *Phys. Rev.*, **54**, 647 (1938).
49. O'Dwyer J. J. The Theory of Electrical Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics, Clarendon, Oxford, 1973.
50. Sze S. M. Current Transport and Maximum Dielectric Strength of Silicon Nitride Films, *J. Appl. Phys.*, **38**, 2951 (1967).
51. Johnson W. C. Study of Electronic Transport and Breakdown in Thin Insulating Films, Tech. Rep. No. 7, Princeton University, 1979.
52. Av-Ron M., Shatzkes M., DiStefano T. H., Cadoff I. B. The Nature of Electron Tunneling in SiO<sub>2</sub>, in Pantelider S. T., Ed. The Physics of SiO<sub>2</sub> and Its Interfaces, Pergamon, N. Y., 1978, p. 46.
53. Klein N. Electrical Breakdown in Solids, Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. 26, Academic, N. Y., 1969.
54. Osburn C. M., Ormond D. W. Dielectric Breakdown in Silicon Dioxide Films on Silicon, *J. Electrochem. Soc., Solid State Sci. Technol.*, **119**, 591 (1972).
55. Harari E. Dielectric Breakdown in Electrically Stressed Thin Films of Thermal SiO<sub>2</sub>, *J. Appl. Phys.*, **49**, 2478 (1978).
56. Barbe D. F. Imaging Devices Using the Charge-Coupled Concept, *Proc. IEEE*, **63**, 38 (1975).
57. Beynon J. D. E. The Basic Principles of Charge-Coupled Devices, *Microelectronics*, **7**, 7 (1975).
58. Ong D. G., Pierret R. F. Approximate Formula for Surface Carrier Concentration in Charge-Coupled Devices, *Electron. Lett.*, **10**, 6 (1974).
59. Boyle W. S., Smith G. E. Charge-Coupled Devices — A New Approach to MIS Device Structures, *IEEE Spectrum*, **8**, 18 (1971).
60. Tompsett M. F. Video-Signal Generation, in McLean T. P., Schagen P., Eds., Electronic Imaging, Academic, N. Y., 1979, p. 55.
61. Carnes J. E., Kosonocky W. F., Ramberg E. G. Free Charge Transfer in Charge-Coupled Devices, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-19**, 789 (1972).
62. Elsaid M. H., Chamberlain S. G., Watt L. A. K. Computer Model and Charge Transport Studies in Short Gate Charge-Coupled Devices, *Solid State Electron.*, **20**, 61 (1977).
63. Tompsett M. F. The Quantitative Effect of Interface States on the Performance of Charge-Coupled Devices, *IEEE Trans. Electron. Devices*, **ED-20**, 45 (1973).
64. Tao T. F., Ellis J. R., Kost L., Doshier A. Feasibility Study of PbTe and PbSnTe Infrared Charge Coupled Imager, Proc. Appl. Conf. CCD, Naval Electron. Lab. Center, San Diego, p. 259 (1973).
65. Augusta B., Harroun T. Conceptual Desing of an Eight Megabyte High Performance Charge-Coupled Storage Device, Proc. Appl. Conf. CCD, Naval Electron. Lab. Center, San Diego, p. 55 (1973).

66. Boyle W. S., Smith G. E. U. S. Patent 3792322 (1974).
67. Walden R. H., Krambeck R. H., Strain R. J., McKenna J., Schryer N. L., Smith G. E. The Buried Channel Charge Coupled Device, *Bell Syst. Tech. J.*, **51**, 1635 (1972).
68. Burt D. J. Basic Operation of the Charge Coupled Device, Int. Conf. Technol. Appl. CCD, University of Edinburgh, p. 1 (1974).
69. Kent W. H. Charge Distribution in Buried-Channel Charge-Coupled Devices, *Bell Syst. Tech. J.*, **52**, 1009 (1973).
70. Brews J. R. A Simplified High-Frequency MOS Capacitance Formula, *Solid State Electron.*, **20**, 607 (1977).
71. Deyhimy I., Eden R. C., Anderson R. J., Harris I. S., Jr. A 500-MHz GaAs Charge-Coupled Device, *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 151 (1980).

# Оглавление

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА . . . . .	5
ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА . . . . .	6
ВВЕДЕНИЕ . . . . .	8
<b>ЧАСТЬ I. ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ . . . . .</b>	<b>11</b>
Глава 1. Физика и свойства полупроводников . . . . .	11
1.1. Введение . . . . .	11
1.2. Кристаллическая структура . . . . .	11
1.3. Энергетические зоны . . . . .	16
1.4. Концентрация носителей при термодинамическом равновесии . . . . .	20
1.5. Явления переноса . . . . .	33
1.6. Фононные спектры. Оптические и тепловые свойства полупроводников. Поведение полупроводников при сильных электрических полях . . . . .	45
1.7. Основные уравнения для анализа работы полупроводниковых приборов . . . . .	58
Литература . . . . .	65
<b>ЧАСТЬ II. БИПОЛЯРНЫЕ ПРИБОРЫ . . . . .</b>	<b>69</b>
Глава 2. Плоскостные диоды . . . . .	69
2.1. Введение . . . . .	69
2.2. Основы технологии . . . . .	69
2.3. Обедненный слой и барьерная емкость . . . . .	80
2.4. Вольт-амперные характеристики . . . . .	91
2.5. Пробой $p-n$ -перехода . . . . .	103
2.6. Переходные процессы и шумы . . . . .	117
2.7. Схемные функции . . . . .	121
2.8. Гетеропереходы . . . . .	132
Литература . . . . .	139
Глава 3. Биполярные транзисторы . . . . .	142
3.1. Введение . . . . .	142
3.2. Статические характеристики . . . . .	143
3.3. СВЧ-транзисторы . . . . .	166
3.4. Мощные транзисторы . . . . .	180
3.5. Переключающие транзисторы . . . . .	186
3.6. Разновидности биполярных транзисторов . . . . .	192
Литература . . . . .	198

<b>Глава 4. Тиристоры . . . . .</b>	<b>202</b>
4.1. Введение . . . . .	202
4.2. Основные характеристики . . . . .	202
4.3. Диодный и триодный тиристоры . . . . .	221
4.4. Мощные тиристоры . . . . .	235
4.5. Диак и триак . . . . .	243
4.6. Однопереходные транзисторы и переключающие тиристоры . . . . .	247
4.7. Полевые тиристоры . . . . .	252
Литература . . . . .	254
<b>ЧАСТЬ III. УНИПОЛЯРНЫЕ ПРИБОРЫ . . . . .</b>	<b>257</b>
<b>Глава 5. Контакты металл — полупроводник . . . . .</b>	<b>257</b>
5.1. Введение . . . . .	257
5.2. Зонные диаграммы . . . . .	258
5.3. Эффект Шоттки . . . . .	262
5.4. Теории процессов переноса заряда . . . . .	266
5.5. Высота барьера . . . . .	283
5.6. Структуры приборов . . . . .	310
5.7. Омический контакт . . . . .	318
Литература . . . . .	321
<b>Глава 6. Полевые транзисторы с <math>p-n</math>-переходом в качестве затвора и полевые транзисторы типа металл — полупроводник . . . . .</b>	<b>325</b>
6.1. Введение . . . . .	325
6.2. Основные характеристики приборов . . . . .	327
6.3. Особенности характеристик реальных приборов . . . . .	338
6.4. Высокочастотные характеристики . . . . .	355
6.5. Другие полевые приборы . . . . .	366
Литература . . . . .	374
<b>Глава 7. МДП-структуры. Приборы с зарядовой связью . . . . .</b>	<b>377</b>
7.1. Введение . . . . .	377
7.2. Идеальная МДП-структура . . . . .	378
7.3. Si — SiO <sub>2</sub> — МОП-структуры . . . . .	394
7.4. Приборы с зарядовой связью . . . . .	429
Литература . . . . .	450

## УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу: 129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., д. 2, издательство «Мир».

С. Зи

### ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

В 2-х томах

Книга 1

Старший научный редактор И. М. Андреева  
Младший научный редактор Л. С. Сысоева  
Художник Д. А. Аникеев  
Художественный редактор В. Б. Прищепа  
Технический редактор В. П. Сизова  
Корректор В. С. Соколов

ИБ № 3809

Сдано в набор 10.04.84.  
Подписано к печати 13.09.84.  
Формат 60×90<sup>1/16</sup>.  
Бумага типографская № 1.  
Гарнитура литературная. Печать высокая.  
Объем 14,25 бум. л. Усл. печ. л. 28,50. Усл. кр.-отт. 28,50.  
Уч.-изд. л. 26,13. Изд. № 20/2918  
Тираж 16 000 экз. Зак. 106. Цена 2 р. 20 к.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., 2.

Ленинградская типография № 6 ордена Трудового Красного Знамени  
Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой  
Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР  
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.  
193144, г. Ленинград, ул. Моисеенко, 10.