

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«ПЕРМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ»

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

КУРС ЛЕКЦИЙ

*Допущено методическим советом
Пермского государственного
национального исследовательского университета
в качестве учебного пособия для студентов,
обучающихся по направлениям подготовки бакалавров
«Радиофизика», «Нанотехнологии и микросистемная техника»
и специальности «Информационная безопасность
автоматизированных систем»*



Пермь 2015

УДК 537(075.8)

ББК 22.379я73

А 53

Ажеганов А.С.

А 53 Полупроводниковая электроника: курс лекций: учеб. пособие / А. С. Ажеганов, И. Л. Вольхин; Перм. гос. нац. исслед. ун-т. – Пермь, 2015. – 270 с.: ил.

ISBN 978-5-7944-2577-2

На основе зонной теории твердого тела рассмотрены принципы работы полупроводниковых диодов, биполярных и полевых транзисторов, тиристоров, а также интегральных микросхем.

Пособие предназначено для студентов вузов, обучающихся по направлениям «Радиофизика», «Нанотехнологии и микросистемная техника» и специальности «Информационная безопасность автоматизированных систем», а также по другим специальностям физического и радиотехнического профилей.

УДК 537(075.8)

ББК 22.379я73

*Печатается по решению редакционно-издательского совета
Пермского государственного национального исследовательского
университета*

Научный редактор доц., канд. физ.-мат. наук **Н. К. Шестакова**

Рецензенты: зам. зав. каф. измерительно-вычислительных комплексов летательных аппаратов аэрокосмического ф-та Перм. нац. исслед. политех. ун-та, канд. техн. наук **М. А. Аверкиев**; главный технолог волоконно-оптических технологий ОАО “Пермская научно-производственная приборостроительная компания” **Д. И. Шевцов**

Издается в рамках Программы государственной поддержки развития кооперации российских высших учебных заведений и организаций, реализующих комплексные проекты по созданию высокотехнологичного производства, договор №13.G25.31.0004

ISBN 978-5-7944-2577-2

© Пермский государственный национальный
исследовательский университет, 2015

© Ажеганов А.С., Вольхин И.Л., 2015

ПРЕДИСЛОВИЕ

Дисциплина “Полупроводниковая электроника” преподается на физическом факультете Пермского государственного национального исследовательского университета для студентов, обучающихся по направлениям “Радиофизика”, “Нанотехнологии и микросистемная техника” и специальности «Информационная безопасность автоматизированных систем».

1) В связи с образованием в Пермском крае кластера национальных исследовательских университетов, реализующих комплексные проекты по созданию высокотехнологических производств, возникла необходимость корректировки содержательной части дисциплины.

2) Учебно-методическое пособие “Полупроводниковая электроника” включает в себя материал курса лекций, читаемых на физическом факультете ПГНИУ и частично материалы, не предназначенные для самостоятельного изучения.

3) С переходом на трехступенчатую систему образования увеличены часы, отведенные на самостоятельную работу студентов.

4) Закрепление теоретических знаний происходит в ходе самостоятельной работы студентов при выполнении лабораторного практикума. Краткая теория, описания макетов, методики выполнения лабораторных работ и обработки полученных результатов изложены в учебно-методическом пособии “Полупроводниковая электроника: лабораторный практикум”/ сост. И.Л.Вольхин, А.С.Ажеганов; Перм. гос. нац. иссл. ун-т. – Пермь, 2012. 172 с.

Курс лекций “Полупроводниковая электроника” создан на базе лекций, читавшихся в Пермском государственном университете доцентами Н.Н.Коротаевым, В.П.Зелениным, В.И.Прошутинским и И.Л.Вольхиным, а также на основе книг, приведенных в списке литературы, и интернет-источников.

Глава 1. ЗОННАЯ ТЕОРИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

В курсе “Полупроводниковая электроника” рассматриваются принципы работы полупроводниковых приборов на основе зонной модели твердого тела. Модель дает наглядное представление об электропроводности металлов и полупроводников, явлениях, возникающих в контактах металл-полупроводник и контактах двух полупроводников.

При комнатных температурах большинство металлов, полупроводников и диэлектриков находятся в кристаллическом состоянии. В кристаллах атомы располагаются в строго определенном порядке друг относительно друга – в узлах кристаллической решетки. Кристаллическую решетку можно разбить на одинаковые элементарные ячейки, содержащие минимальное число атомов.

Кристаллы металлов имеют объемно-центрированные (рис.1.1,*a*) или гранецентрированные (рис.1.1,*б*) кубические ячейки. Атомы располагаются в вершинах куба, а также в центре ячейки или центрах граней.

Полупроводники германий и кремний кристаллизуются в одинаковую решетку типа алмаза. Ее можно представить в виде системы двух кубических гранецентрированных подрешеток, сдвинутых одна относительно другой на $\frac{1}{4}$ вдоль диагонали куба (рис.1.1,*в*). Каждый атом имеет 4 ближайших соседа, находящихся на равных расстояниях. Таким образом, каждый атом находится в центре правильного тетраэдра с соседями в его вершинах.

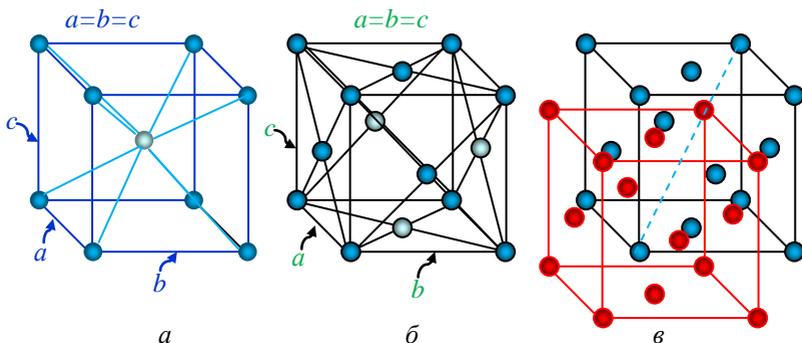


Рис. 1.1. Элементарные ячейки кристаллов: *a* – натрия, *б* – меди, *в* – кремния

Кристаллические решетки полупроводниковых соединений (арсенида галлия GaAs и др.) также образованы двумя кубическими гранецентрированными подрешетками, сдвинутыми относительно друг друга, но заняты атомами разного типа.

1.1. Образование энергетических зон в кристалле

1.1.1. Энергетические уровни свободных атомов

Состояние электрона в атоме определяется четырьмя квантовыми числами: главным n , орбитальным l , магнитным m и спиновым s . Состояние, для которого квантовое число $l = 0$, называется s -состоянием; состояние с $l = 1$ – p -состоянием; состояние с $l = 2$ – d -состоянием и т.д. Энергия электрона в многоэлектронных атомах $E(n, l)$ определяется квантовыми числами n и l . Квантовые числа n и l могут принимать лишь дискретные ряды значений ($n = 1, 2, 3, \dots$; $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$), и соответственно энергетический спектр электрона в атоме также дискретный. Он состоит из ряда разрешенных уровней энергии $W(n, l)$, разделенных областями запрещенных энергий.

В соответствии с принципом Паули в s -состоянии ($l = 0$, $m = 0$) могут находиться два электрона, отличающихся друг от друга направлением спинов ($s = +1/2$ и $s = -1/2$).

В p -состоянии может находиться до $2(2l + 1) = 6$ электронов, отличающихся магнитными ($m = -1, 0, +1$) и спиновыми ($s = +1/2, -1/2$) квантовыми числами.

В d -состоянии может находиться до $2(2l+1) = 2(2 \cdot 2 + 1) = 10$ электронов и т. д.

В качестве примера рассмотрим электронную конфигурацию атома натрия ${}_{11}\text{Na}^{23}$:

Таблица 1.1

Слой	К ($n = 1$)		L ($n = 2$)		M ($n = 3$)	
Оболочка	$1s$	$2s$	$2p$	$3s$	$3p$	
Число электронов в оболочке	2	2	6	1	–	

Сравним с электронной конфигурацией атома неона ${}_{10}\text{Ne}^{20}$ – предыдущего элемента в таблице Менделеева:

Таблица 1.2

Слой	К	L	
Оболочка	1s	2s	2p
Число электронов в оболочке	2	2	6

Атом инертного газа ${}_{10}\text{Ne}^{20}$ имеет полностью заполненные К- и L-слои. Атом с заполненными слоями электронной оболочки – прочная, сильно связанная структура. Результирующие момент импульса и магнитный момент такого атома равны нулю.

Электронную оболочку атома Na можно представить в виде прочного “остова”, соответствующего электронной оболочке атома Ne и одного внешнего электрона в слое M. Электроны, находящиеся в слое, расположенном над “остовом” атома, называются *валентными*.

1.1.2. Энергетический спектр электронов в кристалле

Макроскопических размеров кристаллы содержат очень большое число атомов: кристалл ${}_{11}\text{Na}^{23}$ массой в 1 моль (23 г) содержит $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ атомов, кристалл объемом 1 мм³ (0,97 мг) образован из $N = 2,5 \cdot 10^{19}$ атомов Na.

Энергетический спектр отдельных изолированных атомов состоит из ряда дискретных уровней $W(n, l)$. При образовании кристалла из N атомов каждый уровень будет повторяться N раз, т.е. в одинаковых состояниях должно находиться по N электронов, что противоречит принципу Паули. Однако энергия электрического взаимодействия электронов приводит к смещению энергетических уровней атомов относительно друг друга, т.е. к снятию вырождения. При этом каждый энергетический уровень атомов расщепляется на N близко расположенных друг от друга подуровней, образующих энергетическую зону в кристалле. На рис.1.2 схематично показано образование энергетических зон из дискретных атомных уровней при сближении атомов до расстояния a – расстояния между узлами кристаллической решетки.

Электрическое поле решетки оказывает наибольшее влияние на внешние валентные электроны. В кристаллической решетке атомы упакованы столь плотно, что их валентные оболочки частично перекрывают одна другую. Поэтому энергетиче-

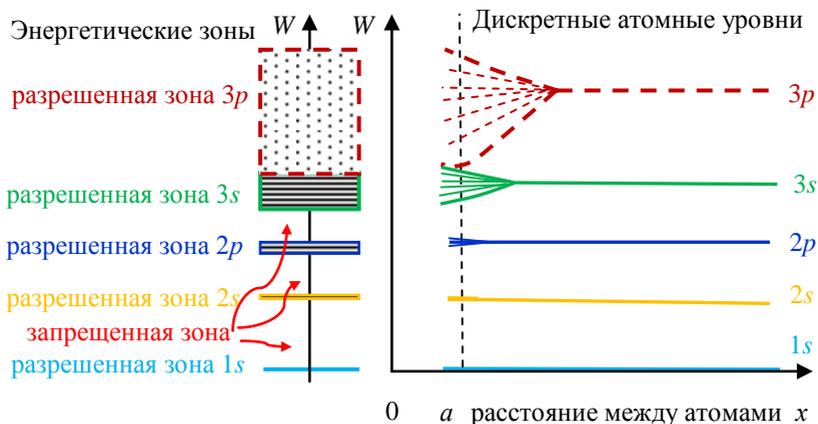


Рис.1.2. Образование энергетических зон в кристалле натрия из дискретных энергетических уровней отдельных атомов

ческая зона валентных электронов – *валентная зона* – оказывается наиболее широкой. Внутренние электроны атома (электроны атомного остова) испытывают лишь незначительное возмущение, и их энергетические зоны оказываются узкими, практически как и в отдельных атомах.

Разрешенный энергетический уровень $3p$, но свободный от электронов в невозбужденном состоянии атома, расщепляясь, образует зону свободных уровней, или *свободную зону*. Верхний энергетический уровень разрешенной зоны называется *потолком* зоны, самый нижний – *дном* зоны.

Таким образом, каждому энергетическому уровню атома соответствует *зона разрешенных энергий* в кристалле: уровню $3s$ – зона $3s$, уровню $3p$ – зона $3p$ и т.д. Зоны разрешенных энергий разделены областями ΔW – *запрещенными зонами*.

1.2. Энергетические диаграммы металлов, полупроводников и диэлектриков

1.2.1. Обобществление электронов в кристалле

Явление обобществления электронов в кристалле проанализируем с помощью следующего примера. Рассмотрим цепочку атомов натрия (“одномерный кристалл”) (рис. 1.3). Атомы изображены в виде потенциальных ям (на рисунке они показаны штриховыми линиями), внутри которых расположены разре-

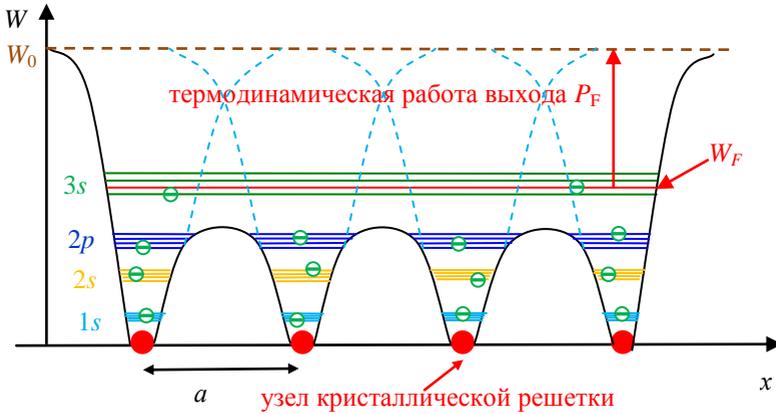


Рис.1.3. Расположение энергетических зон электронов в кристалле натрия

шенные энергетические зоны $1s$, $2s$, $2p$, $3s$. Постоянная решетки кристалла $a = 0,42$ нм близка по величине к диаметру атомов. Атомы находятся на столь малых расстояниях, что их потенциальные ямы частично налагаются одна на другую и дают цепочку ям, расположенных ниже нулевого уровня W_0 (уровня энергии свободных электронов). На рисунке они показаны сплошной линией.

Атомы отделены друг от друга потенциальными барьерами толщиной порядка a . Высота барьера различна для электронов разных атомных уровней. Наибольшая высота барьера для $1s$ -электронов, наименьшая – для $2p$ -электронов. Для $3s$ -электронов барьер оказывается ниже положения уровня $3s$ в атоме натрия. Поэтому валентные $3s$ -электроны могут беспрепятственно переходить от одного атома к другому. Это явление называется *обобществлением валентных электронов*: валентные электроны не локализованы в оболочках отдельных атомов, а свободно перемещаются по всей кристаллической решетке. Такие обобществленные электроны называются *свободными*, а их совокупность – *электронным газом*.

В реальных трехмерных кристаллах процесс образования свободных электронов подобен рассмотренному. Основное отличие в том, что форма и высота потенциальных барьеров между атомами зависят от выбранного направления относительно

осей кристаллической решетки (явление анизотропии кристаллов).

Рассмотренный пример образования газа свободных электронов характерен для металлов. Процесс обобществления валентных электронов в кристаллах диэлектриков происходит несколько другим путем. Энергетический уровень валентных электронов в диэлектрике находится ниже потенциального барьера, разделяющего соседние атомы. Однако из-за близости атомов друг к другу высота и толщина барьера становятся столь малыми, что валентные электроны могут совершать туннельные переходы сквозь барьеры, перемещаясь от одного атома к другому. Чем тоньше и ниже потенциальные барьеры, тем в большей степени обобществляются валентные электроны в кристалле.

Оценим промежуток времени, в течение которого валентный электрон может быть локализован в валентной оболочке конкретного атома. Для этого используем соотношение неопределенности

$$\Delta W \Delta t \geq h.$$

Положим $\Delta W \approx 1$ эВ – типичная ширина энергетической зоны валентных электронов (ΔW – неопределенность в величине энергии электрона, поскольку он может находиться на любом из подуровней внутри зоны). Отсюда

$$\Delta t \approx \frac{h}{\Delta W} \approx \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}} \approx 4 \cdot 10^{-15} \text{ с}.$$

Это очень малый промежуток времени. Для сравнения: период световой волны

$$T = \frac{1}{\nu} = \frac{\lambda}{c} \approx \frac{600 \cdot 10^{-9}}{3 \cdot 10^8} \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ с},$$

а период теплового колебания атомов в кристалле $T \approx 10^{-12}$ с.

1.2.2. Заполнение зон электронами и электропроводность кристаллов

Взаимодействие между атомами в кристаллической решетке приводит к снятию вырождения энергетических уровней валентных электронов. Уровень s образует зону s , состоящую из N подуровней, на которых могут разместиться $2N$ электронов; уровень p образует зону p , состоящую из $3N$ подуровней, на ко-

торых могут разместиться $6N$ электронов. Число подуровней в зонах очень большое, но все же не бесконечное. Именно конечность числа подуровней играет основную роль в распределении электронов по состояниям и определяет электрические свойства кристалла.

По характеру заполнения зон электронами все кристаллы можно разделить на две большие группы:

К первой группе относятся кристаллы металлов, у которых валентная зона заполнена лишь частично. Частично заполненная зона образуется из атомного уровня, который был частично заполнен в атоме. Пример – атом натрия, его $3s$ -уровень образует зону, в которой из $2N$ разрешенных состояний только половина (N состояний) занята электронами (рис. 1.4,а).

Частично заполненные зоны могут образоваться вследствие наложения пустых зон на заполненные (рис. 1.4,б). Электроны с уровней заполненной зоны могут переходить без изменения энергии на свободные уровни пустой зоны.

Пример – кристалл металла магния. Электронная конфигурация атома магния $_{12}\text{Mg}$:

Таблица 1.3

Слой	К	L		M	
Оболочка	$1s$	$2s$	$2p$	$3s$	$3p$
Число электронов	2	2	6	2	–

Валентная $3s$ -оболочка атома $_{12}\text{Mg}$ заполнена. На вышележащем электронном уровне $3p$ -оболочки электронов нет. В кристалле магния $3s$ -уровень образует заполненную валентную $3s$ -зону, содержащую $2N$ электронов. Уровень $3p$ атома Mg расщепляется в $3p$ -зону разрешенных энергий, которая перекрывается с заполненной $3s$ -зоной.

Ко второй группе относятся кристаллы диэлектриков и полупроводников. В этих кристаллах над целиком заполненными валентными зонами располагаются пустые зоны. При этом валентная зона отделена от ближайшей свободной зоны запрещенной зоной ΔW (рис. 1.4,в и г).

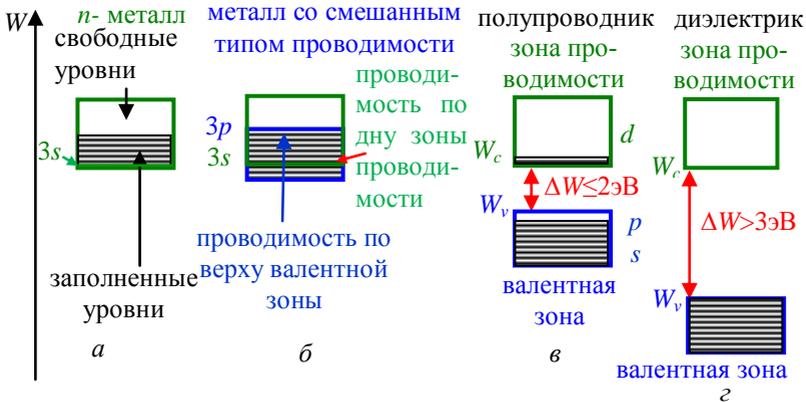


Рис.1.4. Взаимное расположение энергетических зон в твердом теле: *a* – *n*-металл, *б* – металл со смешанным типом проводимости, *в* – полупроводник, *г* – диэлектрик

По ширине запрещенной зоны кристаллы второй группы условно делят на диэлектрики и полупроводники. К диэлектрикам относят кристаллы, имеющие сравнительно широкую запрещенную зону $\Delta W > 3$ эВ (рис.1.4,*г*). Примеры типичных диэлектриков: алмаз (C), $\Delta W = 5,2$ эВ; корунд, сапфир, рубин (Al_2O_3), $\Delta W = 7$ эВ; окись кремния (SiO_2), $\Delta W = 8$ эВ.

К полупроводникам относят кристаллы, имеющие сравнительно узкую запрещенную зону $\Delta W < 3$ эВ (рис.1.4,*в*).

Наиболее широко используемые полупроводники:

германий	Ge,	$\Delta W = 0,66$ эВ,
кремний	Si,	$\Delta W = 1,08$ эВ,
арсенид галлия	GaAs,	$\Delta W = 1,43$ эВ.

Полупроводниками являются также окислы многих металлов (например, Cu_2O , $\Delta W = 2$ эВ).

Несмотря на то, что электроны валентных зон в кристаллах являются “обобщественными” (“свободные” электроны в металлах или валентные электроны в диэлектриках, совершающие туннельные переходы от атома к атому), электропроводность кристаллов различается на много порядков: у металлов $\sigma \sim 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, у диэлектриков $\sigma \sim 10^{-11} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$.

Рассмотрим поведение во внешнем электрическом поле \vec{E} электронов, находящихся в частично заполненных и целиком

заполненных валентных зонах кристалла. Электроны валентной зоны, переходя от атома к атому, совершают тепловое движение по кристаллу. Электрическое поле стремится замедлить электроны, движущиеся в направлении поля \vec{E} , и ускорить электроны, движущиеся против поля. Изменения в движении электронов связаны с их переходом в новые квантовые состояния с большей или меньшей энергией. Такие переходы могут осуществляться только в том случае, если в энергетической зоне имеются незанятые состояния, т.е. если зона заполнена не полностью.

Расстояние между соседними подуровнями в валентной зоне настолько мало, что зону можно считать практически непрерывной (например, в кристалле натрия объемом 1 мм^3 валентная зона содержит $N \approx 10^{19}$ подуровней и при ширине зоны в 1 эВ расстояние между подуровнями 10^{-19} эВ). При этом даже очень слабое электрическое поле может сообщить электронам добавочную энергию, чтобы перевести их на ближайшие свободные уровни. В кристалле появится преимущественное движение электронов против направления поля, т.е. возникнет электрический ток. Кристаллы металлов с частично заполненной валентной зоной являются хорошими проводниками.

Теперь рассмотрим случай, когда валентная зона кристалла целиком заполнена и отделена от ближайшей свободной зоны широкой запрещенной зоной. Электроны валентной зоны не могут изменить характер своего движения под действием поля, т.к. внутри зоны нет ни одного свободного энергетического уровня. Поэтому в таких кристаллах внешнее поле не может вызвать направленное движение электронов, т.е. электрический ток.

Таким образом, кристаллы с заполненными валентными зонами являются диэлектриками, несмотря на то, что их валентные электроны являются обобществленными, т.е. способными перемещаться от атома к атому.

1.3. Электропроводность металлов

Разрешенные энергетические уровни валентной зоны могут быть заняты или не заняты электронами. При этом в соответствии с принципом Паули на каждом подуровне не может быть более двух электронов с противоположными спинами. Распре-

деление электронов по энергетическим уровням описывается статистикой Ферми–Дирака. Вероятность того, что состояние с энергией W при данной температуре T занято электроном, выражается функцией Ферми

$$F_F(W, T) = \frac{1}{1 + \exp \frac{W - W_F}{kT}}. \quad (1.1)$$

Вероятность $F_F(W, T)$ выражается в долях единицы ($0 < F_F(W, T) < 1$).

Величина W_F называется *энергией Ферми* или *химическим потенциалом*. На зонной диаграмме *энергия Ферми* изображается в виде *уровня Ферми* (рис.1.5). Уровень Ферми в общем случае не совпадает ни с одним из разрешенных энергетических уровней электронов в кристалле. Поэтому на уровне W_F не может быть электронов, и величина W_F , введенная в функции распределения (1.1), имеет чисто статистический смысл.

Электроны валентной зоны занимают нижние подуровни энергии в основном (невозбужденном) состоянии атомов.

При $T = 0$ К функция Ферми имеет значения:

$$F_F(W, T) = \begin{cases} 1 & \text{для всех состояний с } W < W_F \\ 0 & \text{для всех состояний с } W > W_F \end{cases}.$$

Таким образом, при абсолютном нуле все состояния с энергией $W < W_F$ заняты электронами, состояния с $W > W_F$ – свободны. На рис.1.5 график функции $F_F(W)$ при $T = 0$ К показан штриховой линией.

Сплошной линией на этом же рисунке показан график функции Ферми $F_F(W, T)$ при $T > 0$. С повышением температуры функция Ферми превращается в гладкую кривую. Вероятность нахождения электронов на уровнях $W > W_F$ становится отличной от нуля. Соответственно падает вероятность заполнения состояний с $W < W_F$. Значению $W = W_F$ в формуле (1.1) соответствует $F_F(W, T) = 1/2$ при любой температуре. Это означает, что вероятность заполнения состояний с $W > W_F$ всегда меньше 0,5 и чем выше уровень, тем меньше вероятность того, что он будет занят электроном.

Заштрихованные площадки на графике (рис.1.5) пропорциональны числу электронов, покидающих состояния с $W < W_F$ и переходящих на уровни, расположенные выше W_F . По величине

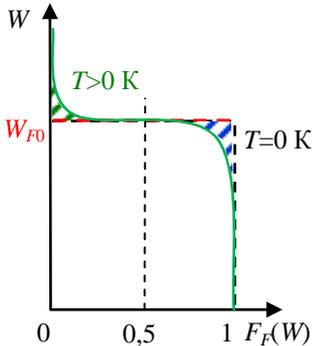


Рис.1.5. Функция распределения Ферми в валентной зоне металла

не эти площадки равны, т.к. выражают одно и то же число электронов.

При комнатной температуре величина $kT \approx 0,025$ эВ, что значительно меньше ширины валентной зоны. Поэтому тепловому возбуждению подвергается лишь небольшая часть электронов (меньше 1 % общего числа электронов в валентной зоне), располагающихся вблизи уровня Ферми. Однако их число все равно оказывается очень большим — $10^{22} \cdot 0,01 \approx 10^{20}$ на кубический сантиметр, что и обуславливает высокую

проводимость металлов.

В общем случае удельная проводимость σ определяется формулой

$$\sigma = qn\mu_n + qp\mu_p, \quad (1.2)$$

где $q = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл — элементарный заряд, n — концентрация электронов, p — концентрация дырок, μ_n — подвижность электронов, μ_p — подвижность дырок.

В кристаллах металлов, как правило, $n \gg p$ (в случае частично заполненной валентной зоны, рис.1.4,*а* или в случае значительного перекрытия зон, рис.1.4,*б*), при этом дырочной составляющей проводимости пренебрегают.

Подвижность носителей заряда — это скорость дрейфа $v_{др}$, приобретаемая свободными носителями в электрическом поле с напряженностью $E = 1$ В/м.

$$\mu = \frac{v_{др}}{E}, \left[\frac{\text{м}^2}{\text{В} \cdot \text{с}} \right]. \quad (1.3)$$

Подвижность носителей определяется структурой кристаллической решетки и температурой металла. В реальных кристаллах всегда имеются атомы примесей и дефекты кристаллической решетки. На этих неоднородностях происходит рассеяние электронов, что приводит к увеличению электрического сопротивления. При $T > 0$ К атомы совершают тепловые колебания и возникает рассеяние электронов на тепловых колебаниях

атомов решетки. При комнатной температуре это явление в основном и обуславливает величину электрического сопротивления.

Для практических целей температурная зависимость удельного сопротивления чистого металла $\rho = 1/\sigma$ определяется как

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t), \quad (1.4)$$

где ρ_0 – удельное сопротивление при температуре $t = 0^\circ\text{C}$, α – положительный, слабо зависящий от температуры температурный коэффициент сопротивления металлов.

1.4. Электропроводность собственных полупроводников

1.4.1. Образование носителей заряда в собственном полупроводнике

Химически чистые полупроводники (т.е. не содержащие примесей других элементов или соединений) называются *собственными полупроводниками* или *полупроводниками i -типа* (intrinsic semiconductor). К ним относится ряд чистых химических элементов: кремний Si, германий Ge, селен Se и ряд химических соединений, таких как арсенид галлия GaAs, фосфид галлия GaP, карбид кремния SiC.

Кристаллы элементов IV подгруппы – углерода, кремния и германия – имеют одинаковую кристаллическую решетку, которую называют решеткой алмаза (рис.1.1,в). Каждый атом в решетке имеет четыре ближайших соседа, с которыми он образует

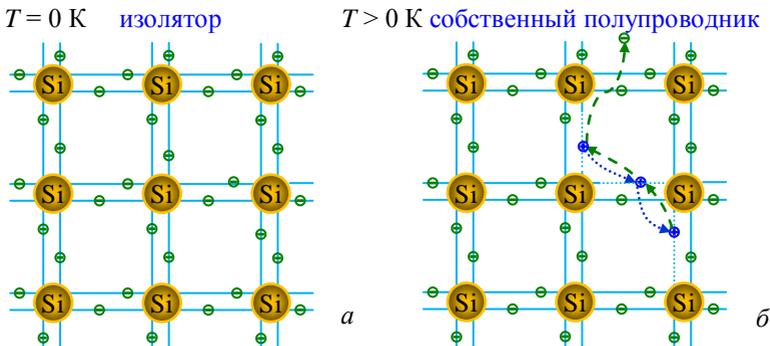


Рис.1.6. Образование носителей заряда в собственном полупроводнике при повышении температуры: a – $T = 0$ К, свободных носителей нет, b – $T > 0$ К, тепловая генерация пар электрон-дырка

гомеополярные (ковалентные) связи. Тетраэдрическое расположение ближайших соседей каждого атома можно изобразить двумерной схемой (рис.1.6,*a*). Ковалентные связи, образованные парами электронов с антипараллельными спинами, изображены в виде двойных линий.

Электронная конфигурация элементов IV подгруппы (заштрихованы оболочки атомных остовов) (табл.1.4)

Таблица 1.4

Слой	K			L			M			N		
Оболочка	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d			
Атом ${}_6\text{C}$	2	2	2	-								
Атом ${}_{14}\text{Si}$	2	2	6	2	2	-						
Атом ${}_{32}\text{Ge}$	2	2	6	2	6	10	2	2				-

Атомы IV подгруппы имеют 4 валентных электрона:

$(2s)^2$ и $(2p)^2$ – у алмаза,

$(3s)^2$ и $(3p)^2$ – у кремния,

$(4s)^2$ и $(4p)^2$ – у германия.

При образовании парно-электронных связей каждый атом дополняет свою внешнюю оболочку до 8 электронов, что соответствует полностью заполненным *s*- и *p*-состояниям. В кристалле энергетические уровни *s*- и *p*-состояний расщепляются в единую энергетическую зону (валентную зону). Валентные зоны кристаллов C, Si и Ge являются заполненными, т.к. все состояния заняты электронами.

Выше валентной зоны в кристаллах Si и Ge существует полностью свободная зона (рис.1.4,*б*), образованная уровнями *d*-оболочки. Эта зона, которую называют *зоной проводимости*, отделена от валентной *запрещенной зоной*. Ширина запрещенной зоны в кристалле кремния 1,1 эВ, в кристалле германия – 0,7 эВ.

При низких температурах ($T \rightarrow 0$ К) все валентные электроны атомов локализованы в ковалентных связях (рис.1.6,*a*). Но, учитывая идентичность электронов, нельзя сказать, в какой из связей локализован в данный момент тот или иной электрон. Каждый атом одновременно связан с четырьмя соседними, и

валентные электроны могут переходить из связи в связь, меняясь местами. Таким образом, валентные электроны являются *обобщественными* в кристалле полупроводника.

При повышении температуры возрастает число атомов N_T , у которых энергия тепловых колебаний превышает энергию ковалентной связи ΔW :

$$\frac{N_T}{N} \sim \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right).$$

Атом может передать порцию энергии, большую или равную ΔW , одному из валентных электронов. Связь электрона с атомом разрывается, и он становится свободным электроном в кристалле (рис.1.6,б). Валентная связь становится незаполненной (дефектной). При уходе электрона из валентной связи оказывается нескомпенсированным положительный заряд ядер атомов, участвующих в связи.

Такой положительный заряд называется *дыркой*. “Вакантное место” в незаполненной связи может быть занято электроном из соседней связи. Образовавшаяся вакансия в свою очередь может быть занята электроном из другой связи и т.д. Положительная дырка хаотически движется по кристаллу в направлении, противоположном перемещению электронов (синяя пунктирная линия на рис.1.6,б). Движение дырки можно рассматривать как движение квазичастицы, имеющей положительный заряд $+q$, численно равный заряду электрона, и эффективную массу, равную эффективной массе электрона, ранее занимавшего это вакантное место.

Если поместить кристалл в электрическое поле, то наиболее вероятными будут такие переходы электронов из связи в связь, при которых положительно заряженная дырка перемещалась бы в направлении поля.

На рис.1.7 показана схема зонной структуры собственного полупроводника. При абсолютном нуле температуры ($T = 0$ К) валентная зона полностью заполнена. Зона проводимости, отделенная запрещенной зоной шири-

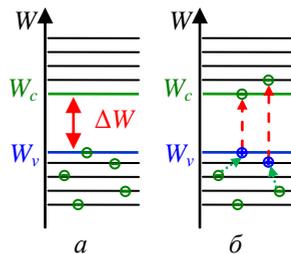


Рис.1.7. Схема зонной структуры собственного полупроводника: *a* – при $T = 0$ К, *б* – $T > 0$ К

ной ΔW , является пустой. Собственный полупроводник, как и диэлектрик, имеет нулевую проводимость.

При воздействии внешних факторов, чаще всего теплового или светового воздействия, электроны валентной зоны могут получить дополнительную энергию, достаточную для преодоления запрещенной зоны ΔW и перехода в зону проводимости. В зоне проводимости появляются *свободные электроны*, а в валентной зоне – свободные уровни (*дырки*), на которые могут переходить электроны валентной зоны (рис.1.7,б). На зонной диаграмме переход электрона из заполненной связи в незаполненную изображается как переход электрона внутри валентной зоны на освободившийся подуровень.

При приложении к кристаллу внешнего электрического поля в нем возникает направленное движение электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, т.е. появляется электрический ток. Кристалл становится проводящим.

Таким образом, нарушение валентной связи за счет тепловой энергии приводит к появлению в кристалле полупроводника двух свободных носителей заряда – электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Электропроводность полупроводника, возникающая в результате нарушения валентных связей, называется *собственной электропроводностью*.

Одновременно с генерацией происходит рекомбинация носителей заряда в полупроводнике, при этом электрон проводимости возвращается в валентную зону на свободный уровень энергии и пара электрон-дырка исчезает (рекомбинирует). Возникшая при рекомбинации избыточная энергия выделяется в виде тепла или кванта света. В состоянии термодинамического равновесия процессы генерации и рекомбинации уравновешены, при этом в собственном полупроводнике существуют равновесные концентрации электронов и дырок $n_i = p_i$.

Функция распределения Ферми для собственного полупроводника показана на рис.1.8. Вероятность нахождения электронов на уровнях зоны проводимости $W \geq W_c$ описывается формулой (1.1). В валентной зоне на любом энергетическом уровне $W \leq W_v$ электрон либо есть, либо его нет (дырка). Тогда сумма вероятностей заполнения энергетического уровня электроном

$F_{Fn}(W)$ или дыркой $F_{Fp}(W)$ равна единице и вероятность заполнения энергетического уровня дыркой будет

$$F_{Fp}(W) = 1 - F_{Fn}(W) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{W - W_F}{kT}\right)}. \quad (1.5)$$

В широкозонных полупроводниках $\Delta W \sim 1$ эВ, а уровень энергии Ферми располагается примерно посередине запрещенной зоны, поэтому $|W - W_F| \approx 0,5$ эВ. При $T = 300$ К тепловая энергия $kT \approx 0,025$ эВ и единицей в знаменателе по сравнению с экспоненциальным членом в (1.1) и (1.5) можно пренебречь. В результате выражения (1.1) и (1.5) упрощаются:

$$F_{Fn}(W) = \exp\left(-\frac{W - W_F}{kT}\right) \quad \text{при } W \geq W_c, \quad (1.6)$$

$$F_{Fp}(W) = \exp\left(-\frac{W_F - W}{kT}\right) \quad \text{при } W \leq W_v. \quad (1.7)$$

1.4.2. Концентрация электронов и дырок в полупроводнике

Концентрация электронов проводимости в полупроводнике определяется числом разрешенных уровней энергии в зоне проводимости и вероятностью их заполнения. Допустим $N_c(W)$ – плотность расположения энергетических уровней (плотность квантовых состояний) в зоне проводимости. Тогда количество электронов, занимающих разрешенные уровни в полосе энергии dW , определится числом разрешенных уровней в данной полосе $N_c(W)dW$ и вероятностью их заполнения $F_{Fn}(W)$:

$$dn_i = N_c(W)F_{Fn}(W)dW.$$

Количество электронов, занимающих уровни во всей зоне проводимости, определяется интегрированием

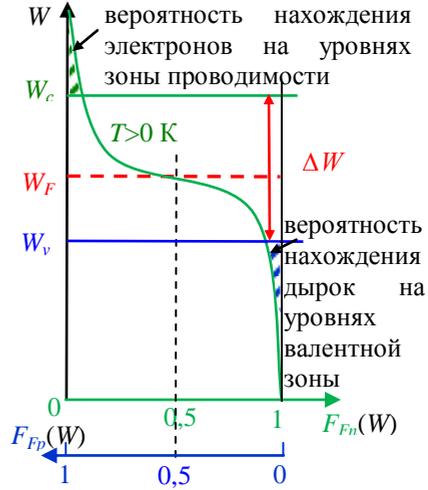


Рис.1.8. Функция распределения Ферми для собственного полупроводника

$$n_i = \int_{W_c}^{\infty} F_{Fn}(W) N_c(W) dW, \quad (1.8)$$

где W_c – нижний уровень (дно) зоны. Верхний предел интегрирования можно выбрать равным бесконечности, т.к. вероятность $F_{Fn}(W)$ заполнения энергетических уровней существенно отлична от нуля только у дна зоны проводимости $W \approx W_c$.

Из (1.8) с учетом (1.6) получим, что концентрация электронов в зоне проводимости

$$n_i = N_c \exp\left(-\frac{W_c - W_F}{kT}\right). \quad (1.9)$$

Аналогично рассчитывается концентрация дырок в валентной зоне

$$p_i = N_v \exp\left(-\frac{W_F - W_v}{kT}\right). \quad (1.10)$$

В *собственных полупроводниках* концентрация электронов в зоне проводимости равна концентрации дырок в валентной зоне $n_i = p_i$, т.к. каждый электрон, переходя в зону проводимости, оставляет после своего ухода дырку. Приравнивая выражения для n_i и p_i (1.9) и (1.10), получим, что при $N_c \approx N_v$

$$W_F = \frac{W_v + W_c}{2} = W_v + \frac{\Delta W}{2} = W_c - \frac{\Delta W}{2}, \quad (1.11)$$

где $\Delta W = W_c - W_v$ – ширина запрещенной зоны. Таким образом, уровень Ферми в собственном полупроводнике располагается посередине запрещенной зоны.

При подстановке (1.11) в (1.9) и (1.10) получаем, что концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике

$$n_i = N_c \exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right), \quad (1.12)$$

$$p_i = N_v \exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right). \quad (1.13)$$

Произведение концентраций электронов n и дырок p для невырожденного полупроводника не зависит от положения уровня Ферми. Согласно (1.9), (1.10) и (1.12), (1.13) оно равно

$$n_i p_i = N_c N_v \exp\left(-\frac{W_c - W_v}{kT}\right) = N_c N_v \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right), \quad (1.14)$$

$$n_i p_i = n_i^2 = p_i^2. \quad (1.15)$$

Формула (1.14) показывает, что *произведение концентраций электронов и дырок для данного полупроводника определяется шириной запрещенной зоны ΔW и температурой T .*

В табл.1.5 приведены величины равновесных концентраций электронов и дырок, возникших в результате тепловой генерации в собственных полупроводниках при $T = 300$ К.

Таблица 1.5. Концентрации электронов и дырок в собственных полупроводниках при $T = 300$ К

Вещество	ΔW , эВ	$n_i = p_i, \frac{1}{\text{см}^3}$
Ge	0,7	$2,5 \cdot 10^{13}$
Si	1,1	$1,6 \cdot 10^{10}$
GaAs	1,4	$1,1 \cdot 10^7$

Зависимость концентрации электронов и дырок и положение уровня энергии Ферми W_{Fi} от температуры для собственного полупроводника представлены на рис.1.9.

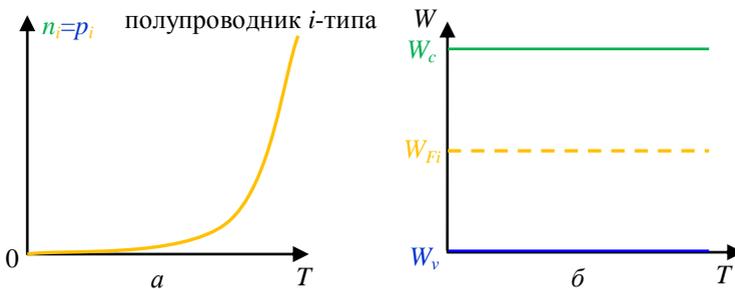


Рис.1.9. Зависимость от температуры T для собственного полупроводника: *а* – концентрации электронов n_i и дырок p_i ; *б* – положения уровней энергии W_c , W_v и W_{Fi}

Проводимость собственных полупроводников определяется подстановкой (1.12) и (1.13) в формулу (1.2):

$$\begin{aligned} \sigma &= q\mu_n N_c \exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right) + q\mu_p N_v \exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right) = \\ &= \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right), \end{aligned} \quad (1.16)$$

где $\sigma_0 = q(\mu_n N_c + \mu_p N_v)$. Коэффициент σ_0 слабо зависит от температуры и напряженности электрического поля, и для собственных полупроводников во всем интервале температур основной вклад в изменение проводимости вносит экспоненциальное изменение концентрации носителей заряда.

На длину свободного пробега и подвижность μ_n и μ_p носителей заряда в основном влияют два физических фактора: рассеяние носителей заряда на тепловых колебаниях атомов кристаллической решетки и рассеяние на ионах примесей. Зависимости подвижности от температуры для разных концентраций примесей N приведены на рис.1.10. При больших температурах преобладает рассеяние на тепловых колебаниях атомов и с ростом температуры подвижность уменьшается.

При большой напряженности электрического поля E в полупроводнике происходит “разогрев” электронов: их дрейфовая скорость становится соизмеримой со скоростью хаотического теплового движения, что приводит к увеличению числа столкновений. При этом средняя длина свободного пробега уменьшается, а подвижность начиная с $E_{кр} \sim 10^4$ В/см падает (рис.1.11).

1.5. Электропроводность примесных полупроводников

Для придания полупроводнику необходимых электрических свойств в кристалл полупроводника вводят примесные атомы. Эти атомы создают дополнительные (примесные) уровни, которые могут располагаться в запрещенной зоне полупроводника.

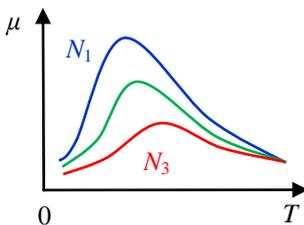


Рис.1.10. Температурные зависимости подвижности носителей заряда μ при различных концентрациях примесей $N_1 < N_2 < N_3$

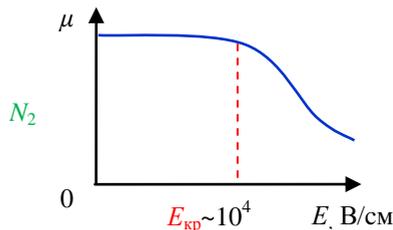


Рис.1.11. Зависимость подвижности носителей заряда μ от напряженности электрического поля E

1.5.1. Электронные полупроводники

Пусть имеется кристалл кремния, в котором часть атомов кремния Si замещена атомами пятивалентного фосфора P (очень небольшая часть, один атом фосфора на $10^4 \div 10^5$ атомов кремния).

Каждый атом кремния имеет 4 валентных электрона и образует ковалентные связи с четырьмя соседними атомами. Атом фосфора имеет 5 валентных электронов. Четыре из них войдут в ковалентные связи с 4 соседними атомами Si. Пятый валентный электрон в химической связи не участвует. Для того чтобы оторвать его от атома фосфора и превратить в свободный электрон, требуется значительно меньшее количество энергии ($\Delta W_d < 0,01$ эВ), чем для высвобождения электрона из валентной связи ($\Delta W \sim 1$ эВ).

При комнатной температуре ($kT \approx 0,025$ эВ) практически все атомы фосфора ионизированы. Таким образом, введение в кристаллическую решетку кремния (или германия) атомов V группы Периодической системы элементов приводит к появлению в узлах кристаллической решетки положительных ионов, а в зоне проводимости – свободных электронов.

Такие электроны при своем появлении в зоне проводимости не оставляют вакансий (дырок) в валентной зоне. Концентрация электронов n_n превышает концентрацию дырок p_n . Электроны становятся *основными носителями*, а дырки – *неосновными*.

Полупроводники, в которых основными носителями являются электроны, называются *электронными полупроводниками* или *полупроводниками n-типа* (от латинского negative – отрицательный). Примеси, являющиеся источником электронов проводимости, называются *донорными*.

На зонной диаграмме полупроводника *n-типа* энергетический уровень пятого электрона атомов донорной примеси располагается ниже дна зоны проводимости на расстоянии $\Delta W_d \sim 0,01$ эВ (рис.1.12,а).

Донорный уровень не расщепляется в зону уровней, т.к. атомы примеси обычно удалены друг от друга и не взаимодействуют между собой. При очень низких (гелиевых) температу-

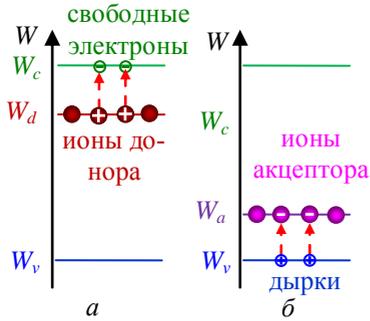


Рис.1.12. Зонная диаграмма активации примеси: *а* – донорной, *б* – акцепторной

рах этот уровень занят электронами. При повышении температуры электроны покидают донорный уровень и переходят в зону проводимости. Энергия активации донорной примеси ΔW_d – минимальная энергия, которую необходимо сообщить электрону, находящемуся на донорном уровне, чтобы перевести его в зону проводимости.

1.5.2. Дырочные полупроводники

Для создания полупроводника с дырочной проводимостью в кристаллическую решетку кремния Si (или германия Ge) вводятся атомы III группы Периодической системы элементов, например бора B. Внешняя электронная оболочка атома III группы содержит 3 валентных электрона. В кристаллической решетке кремния атом бора образует три заполненные валентные связи. Четвертая связь остается незаполненной. Вследствие теплового движения электрон одной из соседних валентных связей между атомами Si может перейти в эту связь. Образуются заполненные связи атома бора с четырьмя соседними атомами кремния. При этом в оболочке атома бора появляется лишний электрон и атом бора превращается в отрицательный ион. В возникшей незаполненной связи между атомами кремния появляется положительный заряд – дырка.

Примеси, принимающие на свои валентные уровни валентные электроны полупроводника и являющиеся источником дырок, называются *акцепторными*.

На зонной диаграмме полупроводника свободный уровень атома бора (*акцепторный уровень*) расположен вблизи от потолка валентной зоны кристалла кремния (рис.1.12,б). При очень низких (гелиевых) температурах этот уровень свободен. При повышении температуры один из валентных электронов

покидает валентную зону и заполняет этот уровень, оставляя в валентной зоне свободный уровень – дырку (рис.1.12,б).

Минимальная энергия, которую необходимо сообщить электрону валентной зоны, чтобы перевести его на акцепторный уровень, называется *энергией активации акцептора*.

Введение акцепторной примеси в полупроводник повышает концентрацию дырок $p_p > n_p$. Дырки становятся *основными носителями*, а электроны *неосновными*. Полупроводник, в котором основными носителями являются дырки, называется дырочным полупроводником или *полупроводником p-типа* (от латинского positive – положительный).

1.5.3. Концентрация носителей заряда в примесных полупроводниках

Соотношения для концентраций электронов n_n и дырок p_n в полупроводнике n -типа получим путем замены W_F на энергию Ферми в n -полупроводнике W_{Fn} в уравнениях (1.9) и (1.10):

$$n_n = N_c \exp\left(-\frac{W_c - W_{Fn}}{kT}\right), \quad (1.17)$$

$$p_n = N_v \exp\left(-\frac{W_{Fn} - W_v}{kT}\right). \quad (1.18)$$

Аналогично соотношения для концентраций дырок p_p и электронов n_p в полупроводнике p -типа получим путем замены W_F на W_{Fp} в уравнениях (1.10) и (1.11):

$$p_p = N_v \exp\left(-\frac{W_{Fp} - W_v}{kT}\right), \quad (1.19)$$

$$n_p = N_c \exp\left(-\frac{W_c - W_{Fp}}{kT}\right), \quad (1.20)$$

где W_{Fn} и W_{Fp} – энергии уровней Ферми в полупроводниках n - и p -типа.

Концентрация свободных носителей заряда в данной зоне определяется расстоянием этой зоны от уровня Ферми: чем меньше это расстояние, тем выше концентрация носителей.

Произведение концентраций электронов и дырок в примесном полупроводнике равно произведению концентраций носителей в собственном полупроводнике при той же температуре (см. уравнения (1.14) и (1.15)):

для n -полупроводника

$$n_n p_n = N_c N_v \exp\left(-\frac{W_c - W_v}{kT}\right) = n_i p_i = n_i^2, \quad (1.21)$$

аналогично для p -полупроводника

$$n_p p_p = N_c N_v \exp\left(-\frac{W_c - W_v}{kT}\right) = n_i p_i = n_i^2. \quad (1.22)$$

Концентрации неосновных носителей n_p и p_n в примесных полупроводниках оказываются ниже, чем концентрации носителей в собственном полупроводнике n_i и p_i при той же температуре.

1.5.4. Положение уровня Ферми в примесных полупроводниках

Найдем положение уровня Ферми в полупроводнике n -типа при температуре, когда практически все атомы доноров ионизированы. Тогда концентрация электронов в зоне проводимости n_n равна

$$n_n \cong N_d + n_i,$$

где n_i – концентрация электронов, созданная тепловой генерацией пар электрон-дырка.

Подставив $n_n \cong N_d + n_i$ в соотношение (1.17)

$$N_d + n_i = N_c \exp\left(-\frac{W_c - W_{Fn}}{kT}\right)$$

и разделив это уравнение почленно на уравнение (1.12) для концентрации электронов в зоне проводимости собственного полупроводника при той же температуре

$$n_i = N_c \exp\left(-\frac{W_c - W_v}{2kT}\right),$$

найдем

$$\frac{N_d + n_i}{n_i} = \exp\left[\frac{1}{kT}\left(W_{Fn} - \frac{W_v + W_c}{2}\right)\right].$$

После логарифмирования получим

$$W_{Fn} = \frac{W_v + W_c}{2} + kT \ln\left(\frac{N_d + n_i}{n_i}\right). \quad (1.23)$$

Уровень Ферми в n -полупроводнике лежит выше середины $(W_v + W_c)/2$ запрещенной зоны.

Аналогично для акцепторного полупроводника получим, что уровень Ферми в p -полупроводнике лежит ниже середины запрещенной зоны

$$W_{Fp} = \frac{W_v + W_c}{2} - kT \ln \left(\frac{N_a + n_i}{n_i} \right). \quad (1.24)$$

Функции распределения электронов $F_{Fn}(W)$ и дырок $F_{Fp}(W)$ для примесных полупроводников n - и p -типа определяются формулами (1.1) и (1.5) путем замены W_F на W_{Fn} и W_{Fp} . Графики функций $F(W)$ представлены на рис.1.13,*а* и рис.1.13,*б* соответственно.

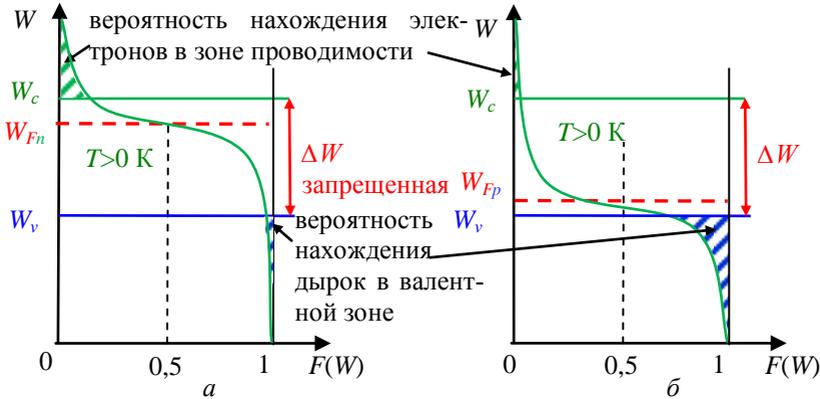


Рис.1.13. Функция распределения Ферми для примесного полупроводника: *а* – n -типа и *б* – p -типа

1.5.5. Зависимость концентрации носителей заряда и проводимости примесных полупроводников от температуры

В примесном полупроводнике n -типа уровень энергии донорной примеси W_d располагается в запрещенной зоне недалеко от дна зоны проводимости (рис.1.14,*а*). При $T = 0$ К уровни энергии валентной зоны и примеси заполнены электронами, в зоне проводимости электронов нет, поэтому уровень Ферми располагается между W_c и W_d (рис.1.14,*а*). Энергетический зазор $W_c - W_d \ll \Delta W$, и при повышении температуры вероятность перехода электронов с уровня энергии донорной примеси существенно больше, чем с уровня энергии верха валентной зоны. Поэтому концентрация свободных электронов в зоне проводимости n_n вначале экспоненциально растет согласно (1.17):

$$n_n = N_c \exp \left(- \frac{W_c - W_{Fn}}{kT} \right),$$

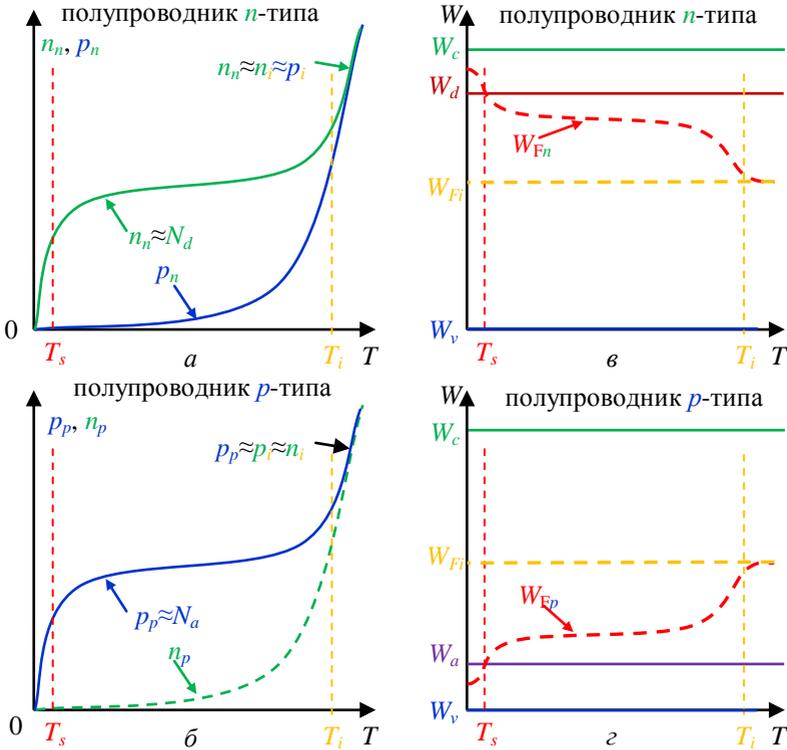


Рис.1.14. Зависимость от температуры

для полупроводника n -типа: концентрации электронов n_n , дырок p_n – a , положения уровней энергии W_c , W_v и W_{Fi} – δ ;

для полупроводника p -типа: концентрации дырок p_p и электронов n_p – ϵ , положения уровней энергии W_c , W_v и W_{Fi} – ζ

а уровень Ферми понижается (рис.1.14, a и δ). При температуре активации примеси T_s половина атомов доноров ионизирована. Вероятность нахождения электрона на уровне донорной примеси $F_{Fn}(W) = 0,5$, и уровень Ферми пересекает W_d .

При дальнейшем повышении температуры концентрация свободных носителей практически не изменяется: $n_n \approx N_d$ (N_d – концентрация донорной примеси) и уровень Ферми лежит вблизи примесного уровня W_d .

При температуре существенно выше комнатной ускоряется процесс тепловой генерации электрон-дырочных пар, при этом

растет концентрация электронов $n_n = N_d + n_i$ и дырок p_n , а уровень Ферми постепенно понижается (1.25).

При температуре, называемой температурой истощения примеси T_i , концентрация электронов n_i и дырок p_i собственной проводимости полупроводника становится соизмеримой с N_d . При $T > T_i$ концентрация тепловых электронов и дырок больше концентрации примесных электронов $n_i \approx p_i > N_d$ и вклад собственной проводимости становится определяющим (1.25):

$$\left(\frac{N_d + n_i}{n_i}\right) \cong 1, \quad \ln\left(\frac{N_d + n_i}{n_i}\right) \cong 0.$$

При этом уровень Ферми асимптотически стремится к положению уровня Ферми в собственном полупроводнике W_{Fi} .

Аналогичные явления наблюдаются и в примесном полупроводнике p -типа (рис. 1.14, б и в).

В области температур выше T_s и ниже T_i вклад тепловых электронов и дырок можно не учитывать и проводимость примесных полупроводников слабо зависит от температуры. Проводимость примесных полупроводников определяется подстановкой $n_n \approx N_d$, $p_n \approx 0$ и $p_p \approx N_a$, $n_p \approx 0$ в формулу (1.2):

$$\sigma_n = q\mu_n N_d, \quad (1.25)$$

$$\sigma_p = q\mu_p N_a. \quad (1.26)$$

В этой температурной области работают полупроводниковые диоды, транзисторы и интегральные микросхемы.

1.5.6. Вырожденные полупроводники

С увеличением концентрации донорных примесей N_d уровень Ферми повышается (1.23). При высокой степени легирования $N_d > 10^{20} \text{ см}^{-3}$ концентрация электронов в зоне проводимости становится настолько высокой, что электропроводность полупроводника приближается к электропроводности металла. Уровень Ферми приближается к дну зоны проводимости W_v на расстояние $\sim kT$ или даже оказывается выше дна зоны.

1.5.7. Компенсированные полупроводники

Кристалл полупроводника может одновременно содержать и донорные, и акцепторные примеси. Если концентрация примесей одинакова, то примеси будут взаимно компенсировать друг друга. Донорные электроны будут занимать акцепторные уровни.

ни, и концентрация носителей заряда будет мало отличаться от концентрации носителей в собственном полупроводнике. Такой полупроводник называют *компенсированным*.

Компенсированные полупроводники могут обладать электронной или дырочной электропроводностью. Тип электропроводности определяется превышением одного типа примеси над другим. Одно и то же значение концентрации свободных носителей может быть получено при введении различных количеств донорных и акцепторных примесей.

Компенсированные полупроводники обладают рядом существенных недостатков по сравнению с чистыми полупроводниками, легированными примесями одного типа. С увеличением концентрации примесей падает подвижность носителей и уменьшается их среднее время жизни.

Однако в силу технологических особенностей при производстве большинства полупроводниковых приборов используются компенсированные полупроводники.

1.5.8. Неравновесные носители заряда

В кристалле полупроводника, находящегося в состоянии термодинамического равновесия, происходит непрерывный обмен электронами между уровнями валентной зоны, зоны проводимости и примесными уровнями. При заданной температуре устанавливается равновесная концентрация носителей заряда (см.: (1.17), (1.18) и (1.19), (1.20)).

Нарушим равновесное состояние в небольшой области полупроводника. Для этого осветим кристалл коротким световым импульсом. Энергия квантов видимого света (от 1,5 до 3,0 эВ) превышает энергию, необходимую для разрыва валентных связей (ширину запрещенной зоны ΔW). В освещенной части полупроводника возникнут дополнительные пары электрон – дырка (явление внутреннего фотоэффекта). Концентрация носителей заряда в этой области повысится.

Представляет интерес не абсолютное, а относительное изменение концентрации. Допустим, что световой поток создал дополнительную концентрацию пар электрон-дырка $\Delta n_{\phi} = \Delta p_{\phi} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Если освещали чистый кристалл кремния с концентрацией собственных носителей $n_i = p_i = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (при $T = 300 \text{ К}$), то концентрация носителей повысится приблизительно в 10 раз. Если освещали n -полупроводник с концентрацией доноров $N_d \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, то концентрация основных носителей – электронов $n_n \approx N_d$ – возрастет всего на 1%, в то время как концентрация неосновных носителей – дырок p_n (1.21) –

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{(1,6 \cdot 10^{10})^2}{10^{13}} = 2,5 \cdot 10^7$$

возрастет в 10^4 раз. Эта концентрация, отличающаяся от равновесной, называется *неравновесной концентрацией неосновных носителей*.

Через некоторое время в полупроводнике восстановится равновесная концентрация носителей в результате двух процессов – *диффузии* и *рекомбинации* неравновесных носителей (в нашем случае – дырок). *Среднее время жизни* τ неравновесных дырок будет тем меньше, чем больше концентрация основных носителей – электронов.

Диффузия неосновных носителей – распространение носителей из области с высокой концентрацией в области с пониженной концентрацией. За время жизни τ дырки распространятся на расстояние L , называемое диффузионной длиной. Диффузионная длина L определяется как расстояние, на котором концентрация неравновесных носителей уменьшается в $e = 2,72$ раза. Диффузионная длина и время жизни τ связаны между собой уравнением

$$L = \sqrt{D\tau}, \quad (1.27)$$

где коэффициент пропорциональности D называется *коэффициентом диффузии*. По соотношению Эйнштейна

$$D = \mu \frac{kT}{q}, \quad (1.28)$$

где μ – подвижность носителей, q – элементарный заряд.

В результате диффузии концентрация неравновесных носителей убывает с расстоянием как

$$\Delta p_{\Phi}(x) = \Delta p_{\Phi}(x = 0) \exp\left(-\frac{x}{L}\right). \quad (1.29)$$

Одновременно с диффузией неравновесных носителей – дырок – идет процесс их рекомбинации с основными носителями – электронами. В результате рекомбинации избыточная концентрация дырок будет убывать:

$$\Delta p_{\Phi}(t) = \Delta p_{\Phi}(t = 0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (1.30)$$

Процесс рекомбинации идет двумя путями:

- *межзонная рекомбинация* – непосредственный переход электрона из области проводимости на вакантное состояние (дырку) в валентной зоне;
- рекомбинация при посредстве *рекомбинационных центров*.

Рекомбинационными центрами являются примесные атомы или дефекты в кристалле, захватывающие на короткое время дырку (или электрон). Захватывая носитель, атом превращается в ион и спустя короткое время ион нейтрализуется носителем противоположного знака. Наличие рекомбинационных центров резко сокращает время жизни носителей. Активными рекомбинационными центрами в кристаллах кремния и германия являются атомы золота.

1.5.9. Неоднородный полупроводник

При изготовлении полупроводниковых приборов кристаллы полупроводников легируют донорными или акцепторными примесями. При этом примеси, как правило, распределяются в объеме полупроводника неравномерно. Допустим, примеси были внесены путем диффузии со стороны одной грани кристалла. Тогда концентрация примеси максимальна вблизи поверхности и будет убывать в глубине кристалла (вдоль оси x) (рис.1.15,*а*):

$$N(x) = N_1 \exp(-Kx). \quad (1.31)$$

Пусть в полупроводник внесена донорная примесь N_d . При данной температуре T концентрацию основных носителей n_n примем равной концентрации доноров $n_n = N_d$. Концентрация электронов проводимости будет максимальна у левой грани кристалла и будет спадать по направлению к правой грани (рис.1.15,*а*). Начнется процесс диффузии электронов из области высокой концентрации в область низкой и возникнет диффузионный ток (рис.1.15,*б*)

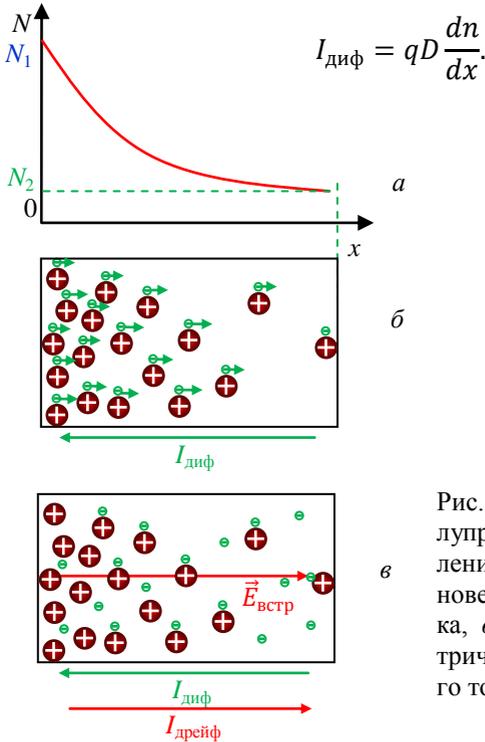


Рис.1.15. Неоднородный полупроводник: *a* – распределение примесей, *б* – возникновение диффузионного тока, *в* – возникновение электрического поля и дрейфового тока в кристалле

Электроны, уходя от левой грани кристалла, оставляют нескомпенсированный положительный заряд ионов доноров. В правой части кристалла возникнет нескомпенсированный отрицательный заряд пришедших электронов. В кристалле возникнет электрическое поле \vec{E} , препятствующее дальнейшему изменению концентрации электронов.

В равновесном состоянии диффузионный ток электронов должен быть уравновешен встречным током дрейфа электронов в поле \vec{E} (рис.1.16,в)

$$I_{\text{дрейф}} = qn\mu E(x).$$

Приравнявая $I_{\text{диф}} + I_{\text{дрейф}}$ к нулю, получим величину напряженности поля в полупроводнике

$$E = -\frac{D}{\mu n} \frac{dn}{dx}. \quad (1.32)$$

При экспоненциальном распределении примесей (1.31) и учете соотношения Эйнштейна (1.28)

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

получим

$$E = \frac{DK}{\mu} = \frac{kT}{q} K. \quad (1.33)$$

При экспоненциальном распределении примесей в полупроводнике установится постоянное электрическое поле. Электрическое поле, возникшее внутри кристалла полупроводника из-за градиента концентрации примесей, называется *встроенным полем*.

Рассмотрим энергетическую диаграмму неоднородного полупроводника (рис.1.16). В левой части кристалла имеется высокая концентрация основных носителей заряда и уровень Ферми будет расположен близко к дну зоны проводимости W_c . В правой – низкая концентрация и W_F близок к середине запрещенной зоны. Уровень Ферми (энергия Ферми) – условный энергетический уровень, общий для всего объема полупроводника (статистическая вероятность занятия этого уровня электроном с энергией W_F равна 0,5 в любой точке кристалла). Поэтому на зонной диаграмме он изображен в виде горизонтальной прямой линии $W_F = \text{const}$, а границы энергетических зон искривлены.

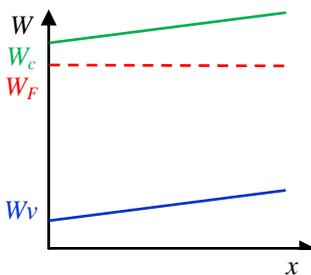


Рис.1.16. Диаграмма энергетических зон в неоднородном электронном полупроводнике с экспоненциальным распределением примесей

При экспоненциальном распределении примесей линии W_v и W_c будут иметь постоянный наклон, т.к. $E = -\text{grad}W = \text{const}$.

Аналогичная диаграмма энергетических зон будет и в случае *p*-полупроводника с градиентом акцепторной примеси. Отличие в том, что уровень Ферми в *p*-полупроводнике будет расположен ниже середины запрещенной зоны. Распределением неосновных носителей мы пренебрегли ввиду малости их концентрации.

Глава 2. ВИДЫ ПЕРЕХОДОВ

2.1. Классификация электрических контактов твердых тел

Электрический контакт (переход) – поверхность соприкосновения материалов, проводящих электрический ток, обладающая электропроводностью. В зависимости от природы соприкасающихся материалов различают электрические контакты типа металл–металл, металл–полупроводник и полупроводник–полупроводник (рис.2.1).

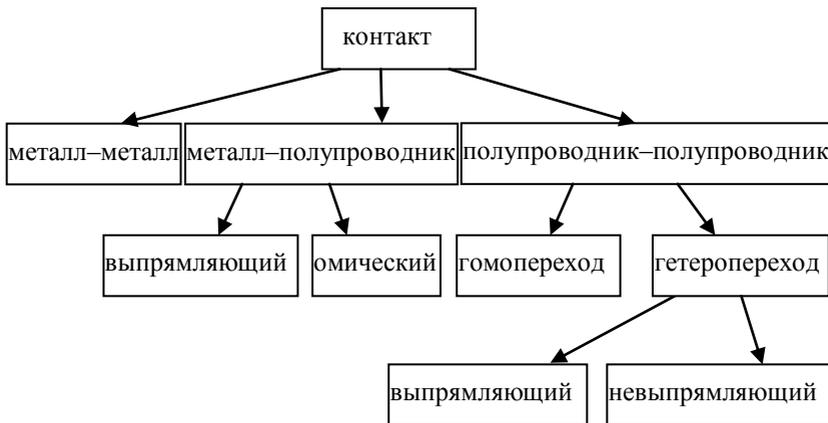


Рис.2.1. Структура контактов

Информация о свойствах контактов может быть получена из их энергетических диаграмм. Основное правило при построении энергетической диаграммы любого контакта: в состоянии термодинамического равновесия уровень энергии Ферми должен находиться на одной высоте независимо от свойств материалов находящихся в контакте.

2.2. Переходы металл–металл

На энергетической диаграмме (рис.2.2,*a*) показаны занятые электронами энергетические уровни в валентных зонах двух металлов. На этой же диаграмме уровень W_0 обозначает энергию свободного электрона в вакууме, удаленного от поверхности металла.

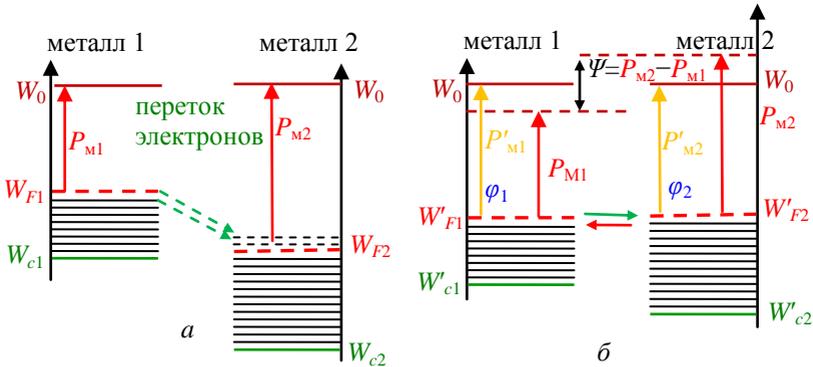


Рис.2.2. Возникновение контактной разности потенциалов при контакте двух металлов

Будем считать, что энергия свободного электрона в вакууме $W_0 = 0$. Чтобы удалить электрон из металла, необходимо затратить работу, не меньшую, чем

$$P = W_0 - W_F = -W_F.$$

Величина $P_M = -W_F$ называется *внешней работой выхода* электрона из металла.

Рассмотрим образование контактной разности потенциалов при контакте двух разнородных металлов, характеризуемых работами выхода P_{M1} и P_{M2} (рис.2.2,а). Пусть $P_{M1} < P_{M2}$, тогда при контакте металлов будет происходить переход (диффузия) электронов из металла 1 на свободные уровни валентной зоны металла 2. Обратный переход невозможен, т.к. уровни энергии, на которые могли бы переходить электроны из металла 2 в металл 1, уже заняты. В результате металл 1 будет терять электроны и его потенциал будет повышаться. Металл 2 будет получать электроны и его потенциал будет понижаться.

На энергетических диаграммах эти изменения потенциалов отобразятся как понижение энергетических уровней зоны проводимости у металла 1 и повышение уровней у металла 2. Соответственно изменятся и работы выхода электронов: работа выхода из металла 1 будет возрастать $-P'_{M1} > P_{M1}$, из металла 2 – понижаться $-P'_{M2} < P_{M2}$.

Статистическое равновесие установится, когда станут равными работы выхода электронов $P_{m1}' = P_{m2}'$ из металлов 1 и 2, при этом сравниваются и уровни Ферми (рис.2.2,б):

$$W_F = W_{F1}' = W_{F2}'.$$

Между металлами устанавливается *контактная разность потенциалов*

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{P_{m2} - P_{m1}}{q_e} = \frac{W_{F1} - W_{F2}}{q_e}.$$

Равенство уровня Ферми для всего объема металла, находящегося в статистическом (термодинамическом) равновесии, является принципом, позволяющим описать возникновение контактной разности потенциалов на *металлургической границе* – поверхности контакта металлов. Этот принцип справедлив и для полупроводников.

При установлении термодинамического равновесия рис.2.2,б в узком пограничном слое вблизи плоскости контакта возникают положительные и отрицательные объемные заряды, создающие электрическое поле \vec{E}_k и контактную разность потенциалов (рис.2.3)

$$\varphi = \frac{P_{m2} - P_{m1}}{q_e}. \quad (2.1)$$

После достижения термодинамического равновесия движение электронов через область контакта не прекращается. Электроны, находящиеся на частично заполненных уровнях энергии вблизи уровня Ферми W_F , могут переходить из металла в металл. Продолжающийся *процесс диффузии* электронов из металла 1 в металл 2 (переход электронов через потенциальный барьер

$$\Psi = q_e \varphi \quad (2.2)$$

пограничного слоя вследствие теплового движения) создает *диффузионный ток* $I_{\text{диф}}$ (рис.2.3). Электрическое поле \vec{E}_k в пограничном слое препятствует переходу электронов из металла 1 в металл 2, но в то же время электроны металла 2, совершая тепловое движение, попадают в пограничный слой и *дрейфуют* под действием кулоновских сил из металла 2 в металл 1.

Таким образом, поток электронов из металла 2 в металл 1 создает *дрейфовый ток* $I_{\text{дрейф}}$ через плоскость контакта. В со-

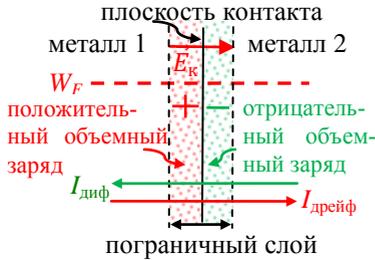


Рис.2.3. Возникновение объемных зарядов в пограничном слое при контакте двух металлов

стоянии термодинамического равновесия диффузионный и дрейфовый токи уравниваются друг друга и результирующий ток через поверхность контакта равен нулю:

$$I = I_{\text{дифф}} + I_{\text{дрейф}} = 0.$$

Если создать электрическую цепь из металлических проводников, то неизбежно возникает второй контакт, в результате чего сумма контактных раз-

ностей потенциалов в цепи будет равна нулю при условии, что температуры контактов одинаковы. Если температуры контактов разные, то возникнет явление, называемое термоЭДС. При подключении к электрической цепи внешнего источника напряжения U контактная разность потенциалов уменьшается ($\varphi - \delta U$) или возрастает ($\varphi + \delta U$), где δU – величина падения напряжения на участке проводника, равном толщине пограничного слоя. При этом меняется соотношение $I_{\text{диф}}$ и $I_{\text{дрейф}}$ токов и через контакт будет протекать электрический ток, пропорциональный напряжению $I = \left(\frac{1}{R}\right)U$, где R – сопротивление цепи. Таким образом, возникновение разности потенциалов между контактирующими металлами не влияет на условие протекания тока в цепи из разнородных металлов.

2.2. Переходы металл–полупроводник

Металлы и полупроводники сильно отличаются по своим характеристикам, они имеют, как правило, различные работы выхода $P_M \neq P_P$, различную диэлектрическую проницаемость $\epsilon_M \neq \epsilon_P$, различные концентрации носителей заряда, кроме того, у металлов нет запрещенной зоны, а у полупроводников она есть. В табл.1.5 приведены порядки концентрации электронов в зоне проводимости n_i и дырок в валентной зоне p_i при $T = 300$ К для собственных полупроводников с различной шириной запрещенной зоны. Для сравнения: концентрация свободных электронов в металлах n_M имеет порядок $10^{22} \frac{1}{\text{см}^3}$.

В примесных полупроводниках при $T = 300$ К концентрации электронов в зоне проводимости или дырок в валентной зоне равны концентрациям донорной или акцепторной примесей $n_n \cong N_d$, $p_p \cong N_a$. Концентрации донорных N_d и акцепторных N_a примесей для невырожденных полупроводников имеют порядок $10^{15} \div 10^{19} \frac{1}{\text{см}^3}$. Таким образом, в полупроводниках концентрация электронов в зоне проводимости (или дырок в валентной зоне) на 3÷15 порядков меньше, чем концентрация свободных электронов в металлах. Соответственно их проводимость также на несколько порядков меньше и дефекты на поверхности существенно изменяют свойства контактов. Исключение составляют вырожденные полупроводники, в которых концентрации примесей и соответственно электронов или дырок имеют порядок $10^{20} \frac{1}{\text{см}^3}$ и которые по величине проводимости близки к металлам. Для того чтобы сделать хороший контакт металл–полупроводник, необходимо принять специальные меры, например, сильно легировать тонкий приповерхностный слой полупроводника и напылить на него металлический электрод.

В связи с тем, что металлы и полупроводники имеют различные электрофизические характеристики, можно за счет выбора контактирующих пар сделать как выпрямляющие, так и не выпрямляющие (омические) контакты.

2.3. Переходы полупроводник–полупроводник

Переходы между двумя полупроводниками одного типа с одинаковой внешней работой выхода $P_{n1} = P_{n2}$, одинаковой диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ и одинаковой шириной запрещенной зоны $\Delta W_1 = \Delta W_2$ называются *гомопереходами*.

Если переходы образованы двумя полупроводниками с разными $P_{n1} \neq P_{n2}$, $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$ и $\Delta W_1 \neq \Delta W_2$, то они называются *гетеропереходами*.

Переходы, образованные между двумя полупроводниками с одинаковым типом проводимости n – n или p – p , называются *изотипными*, а между полупроводниками с разным типом проводимости n – p или p – n – *анизотипными*.

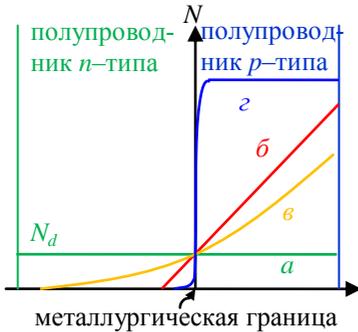


Рис.2.4. Вид распределения примеси в кристалле полупроводника при образовании p - n -перехода: a – равномерное, $б$ – линейное, $в$ – распределенное (плавное), $г$ – резкое

Поверхность раздела областей с различным типом проводимости называется *металлургической границей*. На металлургической границе примеси могут или отсутствовать (собственный полупроводник) или быть в равной концентрации (компенсированный полупроводник, показанный на рис.2.4).

2.4. Основные способы создания p - n -переходов

2.4.1. Выращивание кристалла из расплава

Расплав чистого кремния охлаждается до температуры, близкой к температуре затвердевания (рис.2.5). В тигель опускается затравка (небольшой монокристалл чистого кремния). На поверхности затравки начинается кристаллизация кремния. По мере роста кристалла его медленно вытягивают из расплава. Чтобы наращивание монокристалла шло более равномерно, тигель и стержень с затравкой медленно вращаются в противо-

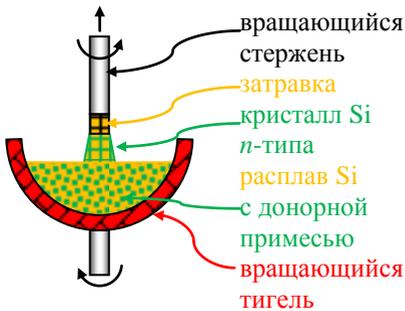


Рис.2.5. Выращивание кристалла из расплава, содержащего примеси

положных направлениях. Чтобы получить монокристалл полупроводника n -типа (или p -типа), в расплав добавляют в нужной концентрации донорную (или акцепторную) примеси.

Выращенный монокристалл размером $\sim 10 - 15$ см распиливают алмазным диском на тонкие пластины толщиной в доли миллиметра. Резку монокристалла производят точно вдоль кристаллографических плоскостей. Поверхности пластин шлифуют и тщательно очищают от возможных загрязнений.

2.4.2. Создание p - n -переходов методом впавления примеси

Монокристалл кремния с электронным типом проводимости разрезается на квадратные пластинки с размером $1 - 2$ мм и толщиной $0,1 - 0,2$ мм. На пластинку накладывается таблетка трехвалентного металла (Al). Алюминий служит акцепторной примесью для получения Si p -типа. Пластинки загружаются в вакуумную печь и нагреваются до температуры $500 - 700$ °С. Алюминий расплавляется и начинает постепенно растворять кремний. На пластинке появляется углубление, заполненное расплавленным раствором кремния в алюминии. При медленном остывании расплава кремний рекристаллизуется и на пластинке нарастает слой с высокой концентрацией акцептора. На границе раздела основного кристалла и рекристаллизованной дырочной области образуется p - n -переход с резким типом распределения примесей (рис.2.6,а-в).

Для создания p - n -перехода в кристалле германия n -типа производят впавление трехвалентного индия (In).

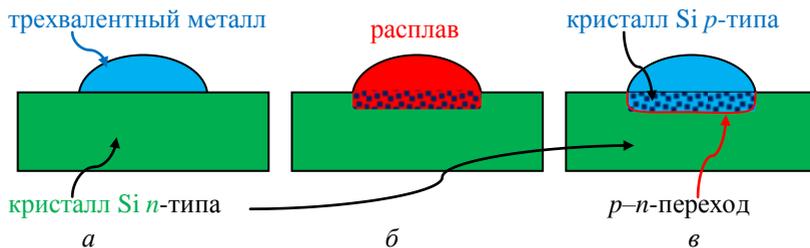


Рис.2.6. Изготовление p - n -перехода путем впавления примеси: а – нанесение примеси, б – впавление примеси, в – образование p - n -перехода

2.4.3. Создание *p-n*-переходов методом диффузии примеси

В методе высокотемпературной диффузии легирующая примесь приводится в контакт с поверхностью монокристалла полупроводника. Монокристалл разогревается, и атомы примеси проникают внутрь монокристалла, замещая его атомы в решетке. Источником атомов примеси могут быть газ, жидкость либо твердое вещество, которое имеет в своем составе нужную примесь.

Метод диффузии является одним из наиболее развитых и широко используемых процессов получения *p-n*-переходов. Кремниевые *p-n*-переходы получают диффузией алюминия и бора в кремний *n*-типа или диффузией фосфора в кремний *p*-типа из газовой среды. Диффузия происходит в специальных диффузионных установках (рис.2.7) при высокой температуре, обеспечивающей нужное значение коэффициента диффузии примеси D :

$$D = D_0 \exp(-E_a/RT),$$

где E_a – энергия активации процесса – величина, характерная для каждой пары веществ, R – универсальная газовая постоянная. Для кремния эта температура равна $1100 \div 1300$ °С.

Сквозь печь 4 с помещенными в нее пластинами 1 кремния (или германия, или арсенида галлия) пропускается поток азота 3 или инертного газа, содержащего пары диффузанта 5. Выпуск газов в атмосферу происходит через патрубок 2.

Молекулы пара адсорбируются на всех поверхностях, в том числе и на поверхности полупроводника. При достаточно высокой температуре начинается диффузия примеси в полупроводник.

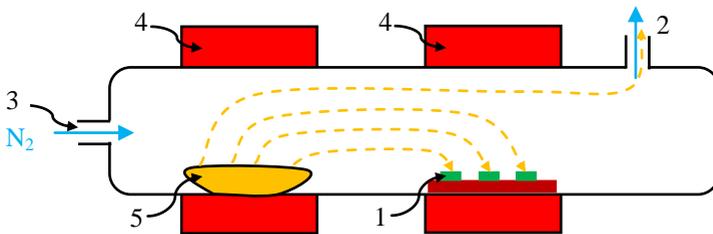


Рис.2.7. Схема диффузионной установки: 1 – пластины полупроводника, 2 – выпуск газов в атмосферу, 3 – впуск инертного газа в камеру, 4 – нагреватель (печь), 5 – красный фосфор (диффузанта)

Процесс диффузии проводят в две стадии. На первой стадии (*стадия загонки*) на поверхности пластин полупроводника создают тонкий диффузионный слой примеси. Концентрация примеси у поверхности получается максимально высокой и быстро падает с глубиной (рис.2.8, момент времени t_1). На второй стадии (*стадия разгонки*) пластины нагревают в атмосфере, не содержащей диффузанта. При этом увеличивается толщина легированного слоя и уменьшается градиент концентрации. Концентрация примеси вблизи поверхности уменьшается до заданной величины (рис.2.8, момент времени t_2).

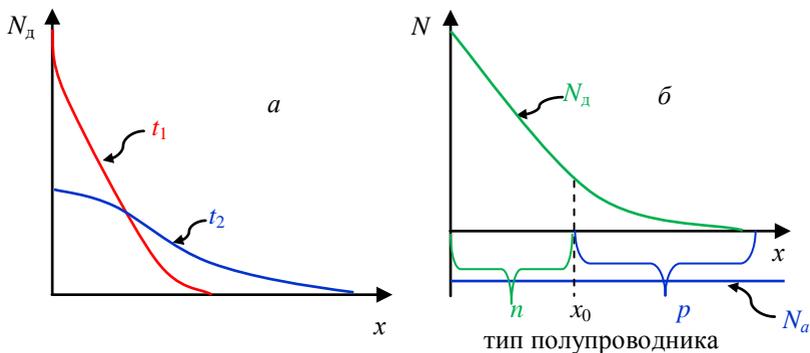


Рис.2.8. Распределение донорных примесей в полупроводнике:
 а – окончание стадии загонки t_1 , окончание стадии разгонки t_2 ;
 б – формирование диффузионного p - n -перехода

Распределение примеси в поверхностном слое полупроводника определяется законами диффузии (законами Фика) и зависит от коэффициента диффузии примеси в данном полупроводнике, температуры и длительности процесса.

График распределения концентрации примесей при диффузии донорной примеси (атомы Р) в полупроводнике p -типа показан на рис.2.8,б. В области от поверхности пластины ($x = 0$) до x_0 концентрация донора выше концентрации акцептора, а кристалл имеет электронный тип проводимости. При $x > x_0$ преобладает концентрация атомов акцептора и полупроводник является дырочным. На расстоянии $x = x_0$ от поверхности концентрация фосфора, введенного путем диффузии, равна концентрации акцепторной примеси, присутствующей в кристалле до диффузии.

В сечении $x = x_0$ образуется p - n -переход. Методом диффузии получают плавные переходы.

Готовые пластины разрезают на квадратики нужных размеров. В одном технологическом цикле получают кристаллы для изготовления тысяч полупроводниковых приборов.

2.4.4. Создание p - n -переходов методом ионного легирования

Ионы примеси разгоняются в ускорителе заряженных частиц до энергии 10 кэВ – 1 МэВ, бомбардируют поверхность полупроводника и внедряются в монокристалл на глубину до нескольких микрометров (рис.2.9,*а*). Однако при этом возникают дефекты в кристаллической решетке, а большинство внедренных ионов оказываются в междоузлиях и не являются электрически активными. Для уменьшения числа радиационных дефектов кристаллической структуры производится отжиг (рис.2.9,*б*). В это же время атомы примеси благодаря диффузии размещаются в узлах кристаллической решетки. После охлаждения в глубине монокристалла образуется p - n -переход (рис.2.9,*в*). Изменяя энергию ионов, можно контролировать глубину их проникновения в кристалл и тип распределения примесей.

На практике используют оба способа внедрения примесей: на стадии загонки примеси используется ионная имплантация, а в дальнейшем – диффузионная разгонка. Появляется возможность создания максимальной концентрации не на поверхности, что характерно для диффузионных процессов, а в глубине среды.

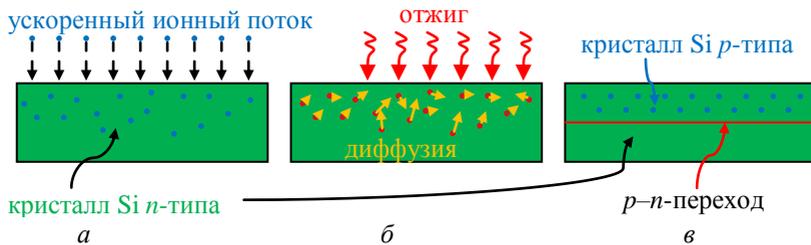


Рис.2.9. Изготовление p - n -перехода путем ионного легирования: *а* – ионное легирование, *б* – упорядочение структуры (отжиг), *в* – изготовленный p - n -переход

Перспективным является использование лазерного отжига полупроводниковых материалов после процесса ионной имплантации. Лазерное излучение позволяет кратковременно, до необходимой температуры, нагревать лишь очень тонкий слой или его выбранные участки.

2.4.5. Метод эпитаксиального наращивания

Эпитаксией называется процесс наращивания тонкого монокристаллического слоя на поверхности монокристалла (подложки), повторяющего его кристаллическую структуру. Различают газофазную, жидкостную и молекулярно-лучевую эпитаксии.

Наиболее часто применяется эпитаксия из газовой фазы, осуществляемая в эпитаксиальном реакторе (рис.2.10). Через реактор проходит поток водорода с парами химических соединений полупроводникового материала. Подложкодержатель служит для установки подложек и их нагрева до температуры $1150 \div 1250$ °С.

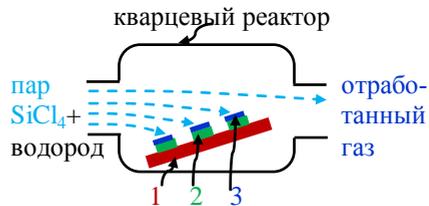
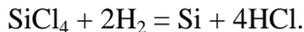


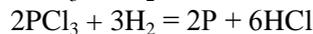
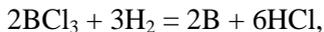
Рис. 2.10. Схема реактора для эпитаксии из парогазовой смеси:

1 – держатель; 2 – кремниевая пластина; 3 – эпитаксиальная пленка

Кремний получают термическим разложением тетрахлорида кремния в атмосфере водорода на поверхности горячей подложки:



При введении в газовую среду добавки трихлоридов бора или фосфора:



можно вырастить эпитаксиальный слой с нужным типом проводимости и концентрацией примесей.

Для получения монокристаллической пленки необходима достаточно высокая температура пластины, чтобы осаждающиеся атомы кремния могли перемещаться (диффундировать) в положения, в которых бы они образовали с подложкой ковалент-

ные связи. При этом атомы должны успеть продолжить кристаллическую решетку до того, как они будут покрыты следующими слоями осаждающихся атомов. Обычно скорость роста эпитаксиальной пленки составляет величину порядка нескольких микрометров в минуту.

На рис.2.11,*а-в* показана схема изготовления $p-n$ -перехода путем осаждения кремния с акцепторной примесью из раствора на подложке – монокристалле Si n -типа. Кремний с легирующими добавками растворяется в расплавленном металле-растворителе, имеющем низкую температуру плавления (Ga, Sn, Pb). Расплав наносят на поверхность подложки и начинают охлаждение. Раствор Si из насыщенного состояния переходит в перенасыщенное, при этом атомы кремния осаждаются на подложку, играющую роль затравки.

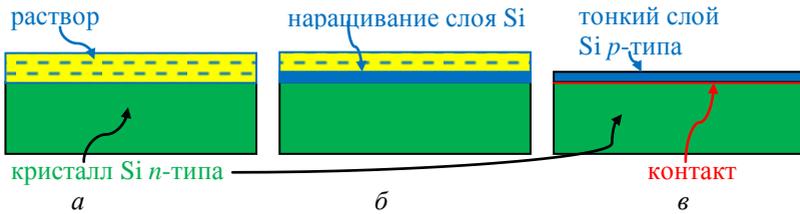


Рис.2.11. Изготовление $p-n$ -перехода наращиванием эпитаксиального слоя кремния из раствора: *а* – нанесение раствора, *б* – наращивание эпитаксиальной пленки, *в* – удаление раствора

Эпитаксиальный слой может иметь как большую, так и меньшую концентрацию примесей по сравнению с концентрацией примесей в подложке. Концентрация примесей на границе между эпитаксиальным слоем и подложкой изменяется скачкообразно, поэтому $p-n$ -переходы, которые получены методом эпитаксии, относятся к ступенчатым. Эпитаксия из жидкой фазы дает некоторые преимущества в сравнении с газофазной эпитаксией при получении сильнолегированных слоев и $p-n$ -переходов.

2.4.6. Молекулярно-лучевая эпитаксия в вакууме

Молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) или молекулярно-пучковая эпитаксия представляет собой процесс осаждения ис-

паренного вещества на монокристаллическую подложку. Несмотря на достаточно простую идею, реализация данной технологии требует чрезвычайно сложных технических решений.

Основные элементы установки МЛЭ показаны на рис.2.12. В ростовой камере создают сверхвысокий вакуум (около 10^{-8} Па). Начальное откачивание газа (до давления около 0,5 Па) производят форвакуумным насосом. Затем в абсорбционном насосе оставшийся газ конденсируется на пластинах, охлаждаемых жидким азотом (77К). Достижение сверхвысокого вакуума обеспечивает магниторазрядный насос. В нем происходит распыление титанового электрода. Атомы титана “захватывают” молекулы газа и осаждаются на втором электроде.

Подложку 1 – монокристаллическую пластину Si или GaAs закрепляют в держателе образца 2. Поверхность подложки должна быть отполирована с точностью до одного атомарного слоя. Перед началом наращивания подложку нагревают до 1250 °С для испарения адсорбированных на поверхности молекул газов.

Источники молекулярных пучков 3 – это графитовые тигли с испаряемым веществом и нагреватели (до 1900 °С). Регулируя температуру нагревателей и положение заслонок 4, добиваются необходимого соотношения интенсивностей молекулярных пучков атомов полупроводника и легирующих примесей.

Испаряемое вещество переносится на подложку. Во время работы нагреватель в держателе образца 2 поддерживает постоянную температуру подложки. При температуре подложки (около 800 °С) происходит миграция (диффузия) адсорбированных атомов осаждаемого вещества по поверхности, в результате которой атомы занимают строго определенные положения. Тем самым обеспечивается ориентированный рост кристаллического слоя на монокристаллической подложке. Чтобы наращивание эпитаксиального слоя шло равномерно по всей поверхности, держатель образца медленно вращается.

Для контроля и управления ходом процесса в вакуумную камеру помещают измерительное оборудование: термодпары для измерения температуры тиглей и подложки, вакуумметры, масс-спектрометр 5 для контроля состава молекулярного пучка, дифрактометр 6, 7. Пучок быстрых электронов отражается от под-

ложки и попадает на флюоресцирующий экран 7. По дифракционной картинке на экране можно определить качество растущего слоя полупроводника.

Особенностью МЛЭ является низкая скорость роста пленки: приблизительно 1 монослой/с или 1 мкм/ч. При более интенсивных пучках возрастает число дефектов в кристаллической решетке наращиваемого слоя, в результате чего он становится поликристаллическим или аморфным.

Метод МЛЭ используется для выращивания гетероструктур (чередование монокристаллических слоев с одинаковой кристаллической решеткой, но с различным химическим составом) для изготовления кристаллов лазерных диодов и приборов СВЧ.

Следует отметить, что кроме рассмотренных существуют и другие технологии изготовления $p-n$ -переходов, а также комбинации технологий, например эпитаксиально-диффузионная.

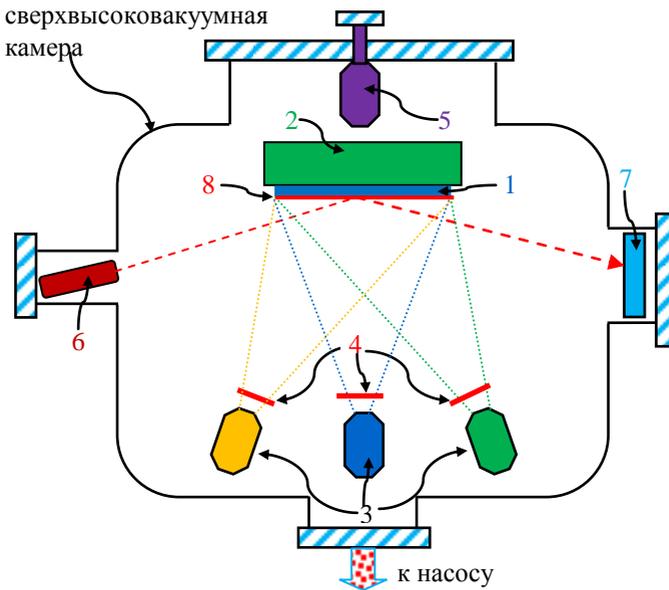


Рис.2.12. Схема установки молекулярно-лучевой эпитаксии: 1 – подложка монокристалл GaAs, 2 – держатель образца с нагревателем, 3 – источники молекулярных пучков, 4 – заслонки, 5 – масс-спектрометр, 6 – электронная пушка дифрактометра, 7 – люминесцентный экран дифрактометра, 8 – эпитаксиальная пленка $Al_xGa_{1-x}As$

Глава 3. p - n -ГОМОПЕРЕХОДЫ

3.1. Образование p - n -гомоперехода

На рис.3.1 представлена схема образования p - n -гомоперехода. На левом рисунке изображены зонные диаграммы полупроводника p -типа и полупроводника n -типа. Большими кружками на рисунке показаны ионы примесей, а маленькими кружками – свободные носители заряда – дырки и электроны. Примеси равномерно распределены в соответствующих областях. Граница между полупроводниками p - и n -типа называется *металлургической границей*, которая изображена сплошной черной линией. Концентрация свободных электронов в зоне проводимости n -полупроводника много выше концентрации свободных электронов в зоне проводимости p -полупроводника. За счет градиента концентрации электроны из n -области диффундируют через металлургическую границу в p -область и рекомбинируют с дырками. Аналогично происходит рекомбинация дырок в n -области.

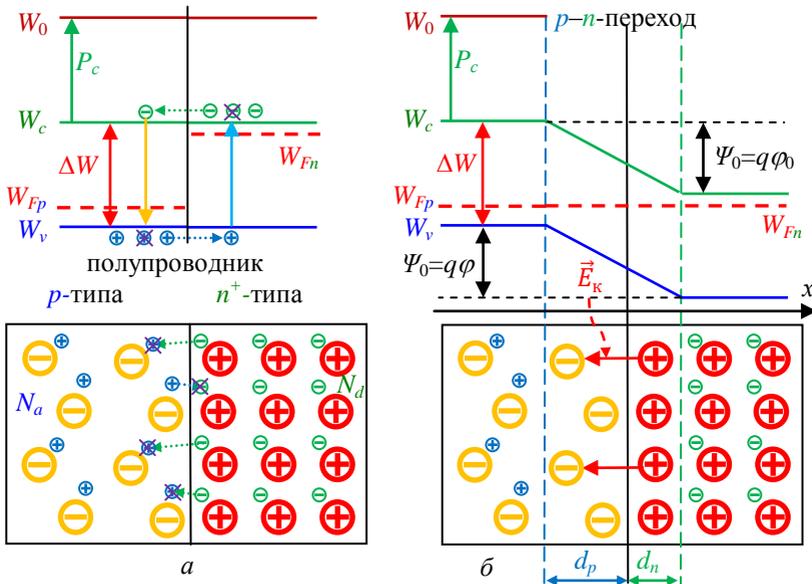


Рис.3.1. Схема образования p - n -перехода: a – диффузия носителей заряда при образовании контакта, b – p - n -переход в состоянии термодинамического равновесия

Суммарный заряд дырок становится меньше суммарного заряда ионов акцептора и в p -области возникает отрицательный объемный заряд. Одновременно в n -области уменьшается число электронов в зоне проводимости вследствие ухода электронов в p -область и прихода дырок из p -полупроводника. В n -области возникает положительный объемный заряд, равный по абсолютной величине заряду p -области.

Области p - и n -полупроводника должны оставаться электрически нейтральными, т.е. потенциал электрического поля в объеме полупроводника должен оставаться постоянным, а напряженность поля \vec{E} равняться нулю. Поэтому положительный и отрицательный объемные заряды будут сосредоточены в тонком слое полупроводника вблизи металлургической границы. В n -области полупроводника объемный заряд создается нескомпенсированным положительным зарядом неподвижных ионов донорной примеси, в p -области – отрицательно заряженными ионами акцепторной примеси.

В слое полупроводника вблизи металлургической границы возникает электрическое поле \vec{E} , препятствующее дальнейшей диффузии электронов и дырок, устанавливается состояние термодинамического равновесия и уровень Ферми выравнивается для всего кристалла (рис.3.1,б). Слой объемных зарядов, разделяющий области полупроводника с n - и p -проводимостью, называется p - n -переходом.

По обе стороны p - n -перехода расположены области с различными видами и концентрациями основных носителей заряда. Область полупроводника с низкой концентрацией носителей называется *базой*, область с более высокой – *эмиттером*.

Электрическое поле в слое объемного заряда выталкивает основные носители – дырки в p -области и электроны в n -области – из p - n -перехода. Концентрация носителей заряда в p - n -переходе приближается к концентрации носителей в собственном полупроводнике.

На рис.3.2,а,б сплошными линиями показаны распределения свободных носителей заряда – электронов n и дырок p в резком p - n -переходе, изготовленном на основе монокристалла

кремния. Концентрации акцепторных N_a и донорных N_d примесей обозначены штриховыми линиями.

На рис.3.2,*а* показан случай симметричного резкого p - n -перехода с концентрацией акцепторных и донорных примесей $N_a = N_d = 10^{15} \frac{1}{\text{см}^3}$.

На рис.3.2,*б* – случай несимметричного резкого p - n^+ -перехода с концентрациями акцепторных и донорных примесей $N_a = 10^{15} \frac{1}{\text{см}^3}$ и $N_d = 10^{17} \frac{1}{\text{см}^3}$. С учетом полной ионизации примесей концентрации основных p - и n - и неосновных n - и p -носителей заряда в p - и n^+ -областях полупроводника соответственно равны

$$\begin{aligned} p_p = N_a &\approx 10^{15} \frac{1}{\text{см}^3}, & n_p = n_i p_i / p_p &\approx 10^5 \frac{1}{\text{см}^3}, \\ n_n = N_d &\approx 10^{17} \frac{1}{\text{см}^3}, & p_n = n_i p_i / n_n &\approx 10^3 \frac{1}{\text{см}^3}. \end{aligned}$$

Здесь $n_i = p_i \approx 10^{10} \frac{1}{\text{см}^3}$ – концентрации носителей заряда в собственном полупроводнике при $T = 300$ К (см. табл. 1.5).

Электроны и дырки являются свободными носителями заряда, совершающими тепловое движение, поэтому их концентрации не могут изменяться скачком, как концентрации жестко связанных с кристаллической решеткой ионов примесей. Концентрации электронов и дырок в симметричном резком p - n -переходе (рис.3.2,*а*) плавно изменяются от $p_p \approx n_n \approx 10^{15} \frac{1}{\text{см}^3}$ до $p_n \approx n_p \approx 10^5 \frac{1}{\text{см}^3}$. На металлургической границе ($x = 0$) $n = p = n_i = 10^{10} \frac{1}{\text{см}^3}$.

В несимметричном p - n -переходе (рис.3.2,*б*) точка $n = p = n_i$ лежит близко (но не совпадает) с металлургической границей.

Объемные заряды, созданные ионами примесей по обе стороны p - n -перехода, равны по абсолютной величине

$$|-qN_a d_p| = qN_d d_n, \quad (3.1)$$

здесь d_p и d_n – толщины слоев объемного заряда в p - n -переходе, $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – величина заряда иона примеси.

Вблизи металлургической границы плотность объемного заряда меняется скачком от $\rho = -qN_a$ до $\rho = +qN_d$ так же, как и концентрации ионов примесей N_a и N_d (рис.3.2,*в*). В слое $0 < x < d_n$ плотность $\rho(x)$ остается приблизительно постоянной

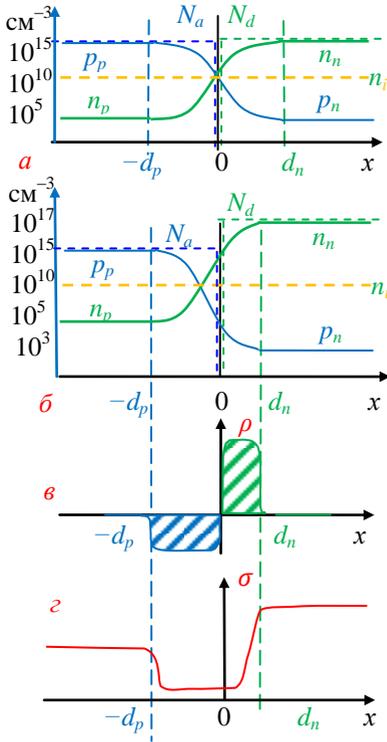


Рис.3.2. Распределение концентрации акцепторных и донорных примесей, свободных носителей заряда в резком p - n -переходе: симметричном – a , несимметричном – $б$; плотность объемного заряда – $в$, удельная проводимость – $г$

$\rho = qN_d$, пока концентрация электронов $n_n(x)$ при $x = d_n$ не станет соизмеримой с концентрацией ионов доноров N_d . Аналогично и в слое объемного заряда со стороны базы $d_p < x < 0$ плотность $\rho(x) = qN_a$, пока концентрация дырок $p_p(x)$ при $x = d_p$ не станет соизмеримой с концентрацией ионов акцепторов N_a .

Удельная проводимость полупроводника σ в первом приближении пропорциональна концентрации свободных носителей заряда $\sigma(x) \sim [n(x) + p(x)]$. На рис.3.2,г выделены три области: высокоомного полупроводника – базы с низкой проводимостью $\sigma_б$, p - n -перехода с σ_{p-n} и низкоомного полупроводника – эмиттера с высокой проводимостью $\sigma_э$. Проводимость полупроводника в области p - n -перехода приблизительно равна проводимости собственного полупроводника $\sigma_{p-n} \approx \sigma_i$. Поэтому p - n -переход с низкой проводимостью называют *обедненной областью* (“обедненной” носителями заряда).

3.2. Зонная диаграмма p - n -перехода в состоянии термодинамического равновесия

Типичная зонная диаграмма для невырожденного несимметричного p - n -гомоперехода в состоянии термодинамического равновесия приведена на рис.3.3.

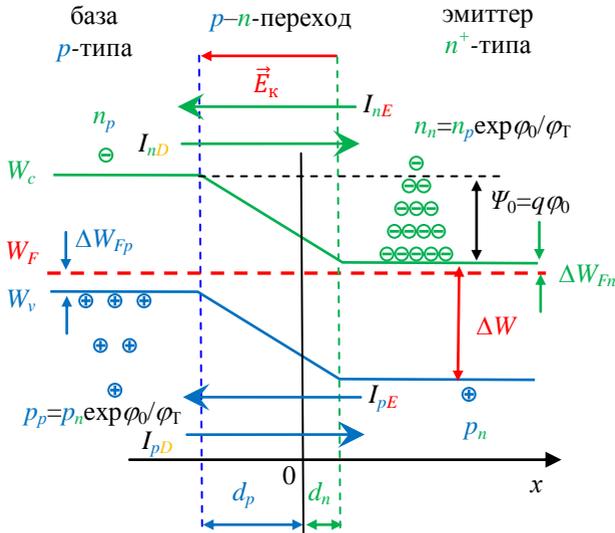


Рис.3.3. Зонная диаграмма несимметричного p - n -перехода с эмиттером электронов в состоянии термодинамического равновесия

Высоколегированная область полупроводника называется эмиттером, низколегированная область – базой. Если область эмиттера легирована донорной примесью, то в ней основными носителями являются электроны и она называется эмиттером электронов. Если введена акцепторная примесь, то основные носители – дырки и высоколегированная область называется эмиттером дырок. На рис.3.3 изображена зонная диаграмма p - n -перехода с эмиттером электронов. Концентрация примесей в эмиттере обычно составляет $10^{17} \div 10^{18} \frac{1}{\text{см}^3}$, что на 2÷3 порядка больше концентрации примесей в базе, как правило, имеющей порядок $10^{14} \div 10^{15} \frac{1}{\text{см}^3}$. Концентрации основных носителей заряда – электронов в области n и дырок в области p – обозначены индексами n_n и p_p , а неосновных, возникших за счет тепловой генерации пар электрон–дырка, n_p и p_n .

При термодинамическом равновесии энергии Ферми контактирующих полупроводников должны быть равны:

$$W_{Fp} = W_{Fn}.$$

Выполнение этого условия приводит к смещению энергетических уровней p - и n -полупроводников и возникновению контактной разности потенциалов φ_0 .

Уровень Ферми в базе p -типа лежит ниже середины запрещенной зоны (1.24):

$$W_{Fp} = \frac{W_v^{\delta} + W_c^{\delta}}{2} - kT \ln \left(\frac{N_a + n_i}{n_i} \right). \quad (3.2)$$

Уровень Ферми в эмиттере n -типа лежит выше середины запрещенной зоны (1.23):

$$W_{Fn} = \frac{W_v^{\delta} + W_c^{\delta}}{2} + kT \ln \left(\frac{N_d + n_i}{n_i} \right). \quad (3.3)$$

Приравнявая (3.2) и (3.3), получим, что уровни дна зоны проводимости и верха валентной зоны в полупроводнике p -типа оказываются выше, чем эти же уровни в полупроводнике n -типа на величину

$$\begin{aligned} \frac{W_v^{\delta} + W_c^{\delta}}{2} - \frac{W_v^{\delta} + W_c^{\delta}}{2} &= kT \left[\ln \left(\frac{N_a + n_i}{n_i} \right) + \ln \left(\frac{N_d + n_i}{n_i} \right) \right] \cong \\ &\cong kT \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right). \end{aligned}$$

В области p - n -перехода происходит смещение уровней энергии W_c и W_v таким образом, что в области n образуется потенциальная яма для электронов глубиной

$$\Psi_0 = W_c^{\delta} - W_v^{\delta} = -kT \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2}. \quad (3.4)$$

Глубина потенциальной ямы зависит от концентрации примесей и температуры.

Аналогично в области p -базы образуется потенциальная яма для дырок такой же глубины.

При комнатных температурах все примеси ионизированы, $n_n \cong N_d$, $p_p \cong N_a$ и контактная разность потенциалов в p - n -переходе

$$\varphi_0 = -\frac{\Psi_0}{q} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2}. \quad (3.5)$$

Она может изменяться от нуля при контакте двух изотипных полупроводников с одинаковой концентрацией примесей, до $\Delta W/q$ при контакте двух анизотипных вырожденных полупро-

водников. В табл.3.1 приведены величины Ψ_0 и φ_0 , рассчитанные для p - n -переходов с концентрацией примесей $N_a = 10^{14} \frac{1}{\text{см}^3}$ и $N_d = 10^{17} \frac{1}{\text{см}^3}$ при $T = 300$ К для германия, кремния и арсенида галлия.

Таблица 3.1

Полупроводник	ΔW , эВ	$n_i^2 = p_i^2, \frac{1}{\text{см}^6}$	Ψ_0 , эВ	φ_0 , В
Ge	0,7	$6,25 \cdot 10^{26}$	0,25	0,25
Si	1,1	$2,5 \cdot 10^{20}$	0,63	0,63
GaAs	1,4	10^{14}	1,0	1,0

В состоянии термодинамического равновесия ток в замкнутой цепи, содержащей несколько контактов, равен нулю. Вследствие этого величина контактной разности потенциалов φ_0 не может быть измерена непосредственно с помощью вольтметра, подключенного к p - n -переходу, поскольку при этом возникают дополнительные контакты металл-полупроводник и соответствующие им контактные разности потенциалов, в сумме с φ_0 дающие ноль.

Два слоя объемных зарядов создают в p - n -переходе электрическое поле. Вектор напряженности электрического поля \vec{E} направлен перпендикулярно металлургической границе (аналогично полю в плоском заряженном конденсаторе).

Найдем величину напряженности поля. Для этого мысленно выделим в p - n -переходе объем в виде цилиндра, образующие которого перпендикулярны металлургической границе (рис.3.4). Расположим одно основание цилиндра S параллельно плоскости металлургической границы в области объемного заряда эмиттера, а другое основание S_1 – в области эмиттера за пределами p - n -перехода.

Согласно теореме Остроградского–Гаусса, можно определить поток вектора напряженности электрического поля через поверхность, ограничивающую выделенный объем. Этот поток проходит только через одно основание S цилиндра, т.к. боковые его поверхности параллельны электрическому полю, а второе основание S_1 лежит в области, где поле отсутствует:

$$-\varepsilon\varepsilon_0 ES = Q.$$

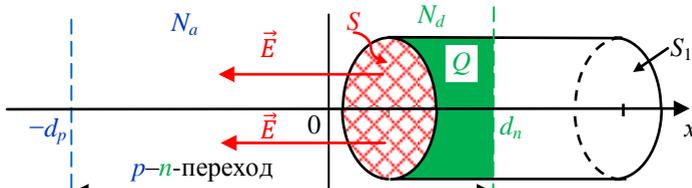


Рис.3.4. К определению напряженности электрического поля \vec{E} в p - n -переходе

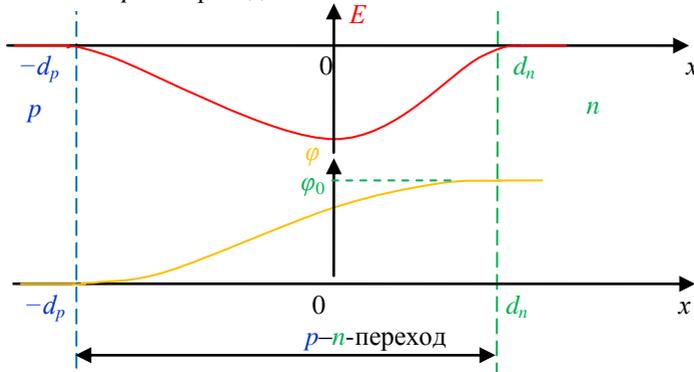


Рис.3.5. Распределение в резком p - n -переходе: a – напряженности \vec{E} электрического поля, b – потенциала φ электрического поля

Объемный заряд ионизированных примесей в выделенном цилиндре

$$Q = qN_d(d_n - x)S, \quad 0 < x < d_n,$$

где N_d – концентрация донорной примеси, $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – величина заряда иона примеси, x – расстояние от основания цилиндра до металлургической границы.

Распределение напряженности электрического поля в слое объемного заряда донорных примесей со стороны эмиттера (рис.3.5, a)

$$E(x) = -\frac{qN_d(d_n - x)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad 0 < x < d_n. \quad (3.6)$$

Аналогично распределение напряженности электрического поля в слое объемного заряда акцепторной примеси со стороны базы (рис.3.5, a)

$$E(x) = -\frac{qN_a(d_p - x)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad d_p < x < 0. \quad (3.7)$$

Напряженность электрического поля имеет максимальное значение на металлургической границе ($x = 0$):

$$|E_{\max}| = \frac{qN_a d_p}{\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{qN_d d_n}{\varepsilon \varepsilon_0}. \quad (3.8)$$

Если принять электрический потенциал в базе равным нулю, а в эмиттере φ_0 , то распределение потенциала $\varphi(x)$ в p - n -переходе (рис.3.5,б) можно получить интегрированием уравнений (3.6) и (3.7):

$$E = -\text{grad}\varphi = -\frac{d\varphi}{dx}.$$

Контактная разность потенциалов в p - n -переходе

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= -\int_{d_p}^{d_n} E(x) dx = -\int_{d_p}^0 E(x) dx - \int_0^{d_n} E(x) dx = \\ &= \frac{qN_a d_p^2}{2\varepsilon \varepsilon_0} + \frac{qN_d d_n^2}{2\varepsilon \varepsilon_0}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Используя (3.8), выражение (3.9) перепишем в следующем виде:

$$\varphi_0 = \frac{|E_{\max}|d_p}{2} + \frac{|E_{\max}|d_n}{2} = \frac{|E_{\max}|d}{2}. \quad (3.10)$$

Найдем толщину p - n -перехода

$$d = d_p + d_n. \quad (3.11)$$

Из выражения (3.8)

$$d_p = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 |E_{\max}|}{qN_a},$$

$$d_n = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 |E_{\max}|}{qN_d},$$

таким образом,

$$d = d_p + d_n = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 |E_{\max}|}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right). \quad (3.12)$$

Подставив (3.10), получим

$$|E_{\max}| = \frac{2\varphi_0}{d},$$

окончательный результат:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon \varepsilon_0 \varphi_0}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}. \quad (3.12)$$

В несимметричном p - n -переходе обедненная область d в основном располагается в области низколегированного полупроводника (базы) d_6 . Величиной обедненной области в высоколегированной части полупроводника (эмиттере) d_3 , как правило, пренебрегают и считают что толщина p - n -перехода приблизительно равна толщине обедненной области в базе:

$$d = d_6 + d_3 \approx d_6. \quad (3.13)$$

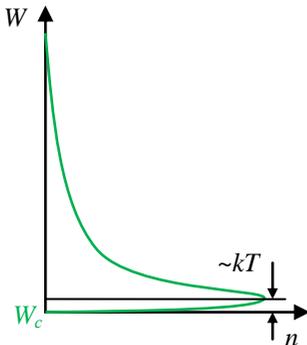


Рис.3.6. Распределение концентрации электронов по энергии W

Таким образом, максимальная концентрация свободных электронов находится практически на уровне дна зоны проводимости. Для упрощения рисунка экспоненциальный спад концентрации электронов заменен линейным. Следует отметить, что электроны в зоне проводимости совершают хаотическое тепловое движение по всему объему полупроводника n -типа и упорядоченное расположение электронов в виде пирамиды является условным, сделанным для упрощения рисунка. Аналогичные замечания относятся и к пирамиде дырок в области p . На рис.3.3 пирамида дырок у верха валентной зоны изображена более разреженной, чем пирамида электронов у дна зоны проводимости, т.к. $n_n \gg p_p$.

3.3. Движение носителей заряда через p - n -переход в состоянии термодинамического равновесия

Электрическое поле \vec{E} в p - n -переходе препятствует прохождению через переход основных носителей заряда из n - и p -областей. В то же время неосновные носители заряда (электроны в p -области и дырки в n -области), совершая тепловое движе-

Почему на рис.3.3 электроны в области n и дырки в области p , находящиеся в потенциальных ямах, изображены в виде пирамид? В соответствии со статистикой Ферми – Дирака при заданной температуре T вероятность заполнения энергетического уровня электроном экспоненциально уменьшается с увеличением энергии W , соответствующей этому уровню (рис.3.6).

Таким образом, максимальная концентрация свободных электронов находится практически на

ние, попадают в область p - n -перехода и перебрасываются электрическим полем (*дрейфуют* через переход) в области, где они являются основными носителями.

Потоки неосновных носителей через переход создают электронный I_{nE} и дырочный I_{pE} дрейфовые токи. Эти дрейфовые составляющие токов через переход должны быть уравновешены диффузионными токами основных носителей. Некоторое количество свободных электронов в n -области, обладающих достаточно высокой энергией теплового движения, могут преодолеть действие сил электрического поля и попасть в p -область. Аналогично “горячие” дырки из p -области диффундируют в n -область. Из закона сохранения заряда следует, что в состоянии термодинамического равновесия выполняется принцип детального равновесия: электронный и дырочный токи равны нулю и общий ток также равен нулю:

$$\begin{aligned} I_n &= I_{nE} + I_{nD} = 0, \\ I_p &= I_{pE} + I_{pD} = 0, \\ I &= I_n + I_p = 0. \end{aligned} \quad (3.14)$$

На рис.3.3 обозначены токи, протекающие через p - n -переход: диффузионные I_{nD} и I_{pD} , связанные с наличием градиента концентрации электронов и дырок, и дрейфовые I_{nE} и I_{pE} , возникающие за счет дрейфа неосновных носителей.

Уравнения для плотностей электронного и дырочного токов, протекающих через p - n -переход:

$$J_n = q\mu_n nE + qD_n \text{grad}n = -q\mu_n n \frac{d\varphi}{dx} + qD_n \frac{dn}{dx}, \quad (3.15)$$

$$J_p = q\mu_p pE + qD_p \text{grad}p = -q\mu_p p \frac{d\varphi}{dx} - qD_p \frac{dp}{dx}, \quad (3.16)$$

здесь q – элементарный заряд, μ_n и μ_p – подвижности, D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок, $E = -\frac{d\varphi}{dx}$, φ – электростатический потенциал вдоль оси x , $\text{grad}n = \frac{dn}{dx}$, а $\text{grad}p = -\frac{dp}{dx}$, т.к. концентрация электронов в p - n -переходе вдоль оси x возрастает, а дырок – убывает (рис.3.3).

Найдем отношение концентраций электронов n_n и n_p по обе стороны p - n -перехода. В уравнении (3.5) для контактной разно-

сти потенциалов p – n -перехода в состоянии термодинамического равновесия

$$\varphi_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2},$$

где n_n и p_p – концентрации основных носителей заряда в n - и p -областях полупроводника.

Учитывая, что произведение концентраций электронов и дырок в p -полупроводнике $p_p \cdot n_p = n_i^2$, из (3.5) получим

$$\varphi_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n}{n_p}, \quad (3.17)$$

отсюда

$$n_n = n_p \exp \frac{\varphi_0}{\varphi_T}. \quad (3.18)$$

Величину

$$\varphi_T = \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \quad (3.19)$$

называют “температурным потенциалом”.

При $T = 300 \text{ К}$ $\varphi_T = 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 / 1,6 \cdot 10^{-19} = 26 \cdot 10^{-3} \text{ В} = 26 \text{ мВ}$.

Аналогично для дырок

$$p_p = p_n \exp \frac{\mu_p}{D_p} \varphi_0 = p_n \exp \frac{\varphi_0}{\varphi_T}. \quad (3.20)$$

Уравнения (3.18) и (3.20) показывают отношения концентраций электронов и дырок по обе стороны p – n -перехода в состоянии термодинамического равновесия.

3.4. Прямое смещение p – n -перехода

Зонная диаграмма прямосмещенного p – n -перехода приведена на рис.3.7. При прямом смещении к p – n -переходу подключается внешний источник напряжения U плюсом к области p , минусом к области n . В реальном полупроводниковом приборе (диоде) на кристалле полупроводника имеются два металлических контакта с эмиттерной и базовой областями p – n -перехода. В связи с тем, что контакт металл–полупроводник будет рассмотрен в следующих главах, на зонной диаграмме (рис.3.7) внешний источник напряжения условно соединен непосредственно с областями p - и n -типа.

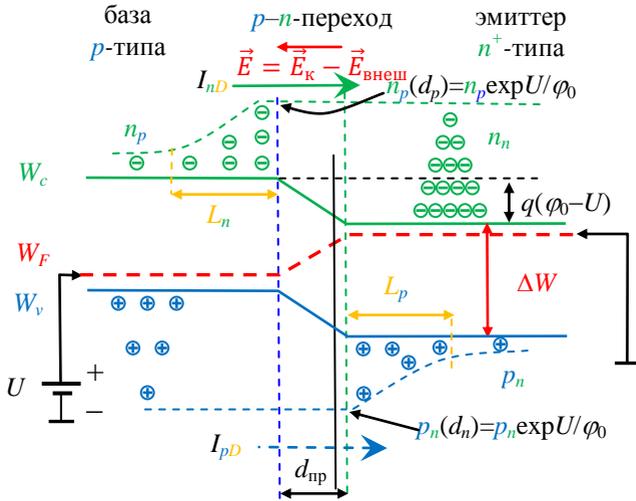


Рис.3.7. Зонная диаграмма прямосмещенного $p-n$ -перехода

При малом, по сравнению с контактной разностью потенциалов, напряжении внешнего источника сопротивление $p-n$ -перехода существенно больше сопротивлений базы, эмиттера и омических контактов. Можно считать, что все внешнее напряжение U приложено непосредственно к $p-n$ -переходу. При этом в $p-n$ -переходе возникает дополнительное электрическое поле $\vec{E}_{\text{внеш}}$, частично компенсирующее \vec{E}_k . Энергия электронов в области n увеличивается, уровень Ферми поднимается, и потенциальный барьер уменьшается до $\Psi = (\varphi_0 - U)q$, так же уменьшается и толщина обедненной области (3.12)

$$d_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 - U)}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}. \quad (3.21)$$

При понижении потенциального барьера становится возможной диффузия основных носителей (электронов из n - в p -область и дырок из p - в n -область). Через переход протекает большой диффузионный ток

$$I_D = I_{nD} + I_{pD}.$$

При этом говорят, что прямосмещенный переход *открыт для основных носителей*.

В полупроводниковых приборах используют, как правило, несимметричные p - n -переходы. В нашем примере концентрация основных носителей в эмиттере $n_n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ на два порядка выше концентрации основных носителей в базе $p_p \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$, поэтому диффузионный ток $I_{pD} \ll I_{nD}$ и полный ток I_D через переход можно считать равным диффузионному току эмиттера $I_D \approx I_{nD}$. Дрейфовый ток неосновных носителей I_E много меньше диффузионного тока основных носителей $I_E \ll I_D$, т. к. концентрации неосновных носителей малы: $n_p \ll p_p$ и $p_n \ll n_n$.

Протекание большого тока вызывает нагрев базовой области, обладающей наибольшим сопротивлением. При больших плотностях тока возможно тепловое разрушение полупроводникового прибора.

Максимальная плотность тока при полностью открытом p - n -переходе составляет

$$J_{Dmax} = qD_n \frac{dn}{dx} \approx qD_n \frac{n_n}{d} \sim 2 \cdot 10^4 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}, \quad (3.22)$$

при $n_n \sim 5 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{см}^3}$, $d \sim 10^{-4} \text{ см}$, $D_n \sim 50 \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$ и $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$. Без специального теплоотвода допустимая плотность тока через переход, изготовленный на основе монокристалла Ge или GaAs, составляет $100 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$, а для Si – $200 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$.

Таким образом, условие $J_{nD} \ll J_{Dmax}$ обычно выполняется. Условие $J_{nD} \ll J_{Dmax}$ означает, что концентрация инжектированных носителей заряда мала по сравнению с концентрацией основных носителей ($n_n = N_d = \text{const}$, $p_p = N_a = \text{const}$).

При выводе соотношения, определяющего концентрацию электронов $n_p(d_p)$ на границе d_p прямосмещенного p - n -перехода, используем формулу (3.18), полученную для отношения концентраций электронов n_n и n_p в объеме полупроводника по обе стороны p - n -перехода в состоянии термодинамического равновесия:

$$n_n = n_p \exp\left(\frac{\varphi_0}{\varphi_T}\right).$$

Заменяем контактную разность потенциалов φ_0 на величину разности потенциалов ($\varphi_0 - U$) на прямосмещенном переходе:

$$n_n = n_p(d_p) \exp\left(\frac{\varphi_0 - U}{\varphi_T}\right).$$

Приравнявая последние два выражения, получим

$$n_p(d_p) = n_p \exp \frac{U}{\varphi_T}. \quad (3.23)$$

Аналогично для дырок

$$p_n(d_n) = p_n \exp \frac{U}{\varphi_T}. \quad (3.24)$$

Формулы (3.23) и (3.24) связывают концентрации носителей заряда на границе невырожденного p - n -перехода $n_p(d_p)$ и $p_n(d_n)$ с концентрациями неосновных носителей в глубине базы n_p и эмиттера p_n при прямом смещении p - n -перехода.

Повышение концентрации электронов в базе вблизи границы p - n -перехода вызывает дальнейшее диффузионное проникновение их в глубь базы p -типа, где электроны являются неосновными носителями заряда. Это явление называют *биполярной инжекцией*, т.е. инжекцией неосновных носителей, при которой знак инжектированных носителей противоположен знаку основных носителей в области базы. В базе вблизи границы p - n -перехода концентрация электронов $n_p(d_p) = n_p \exp \frac{U}{\varphi_T}$ выше равновесной, поэтому на длине диффузии L_n происходят их рекомбинации и концентрация электронов экспоненциально уменьшается до значения n_p в глубине базы (рис.3.7).

Одновременно с инжекцией электронов в базу p -типа происходит инжекция дырок в эмиттер n -типа. Протекающие при этом процессы на длине диффузии L_p дырок в полупроводнике n -типа аналогичны вышеописанному. В рассматриваемом случае $n_n \gg p_p$, поэтому инжекция дырок пренебрежимо мала и в первом приближении можно учитывать только диффузионную составляющую электронного тока I_{nD} .

При увеличении температуры p - n -перехода уменьшается высота потенциального барьера (3.4), (3.5) и изменяется распределение носителей заряда по энергиям (электроны, например, занимают более высокие энергетические уровни в зоне проводимости). Из-за этих двух причин прямой ток через p - n -переход увеличивается с ростом температуры при постоянном напряжении U . Если сравнить плотности прямых токов для p - n -

переходов, изготовленных из материалов с разной шириной запрещенной зоны, то при большей ширине запрещенной зоны будет больше высота потенциального барьера и меньше плотность тока при одинаковом U .

3.5. Обратное смещение p - n -перехода

Зонная диаграмма обратносмещенного p - n -перехода приведена на рис.3.8. При обратном смещении отрицательный полюс источника напряжения U подключается к p -области, а положительный – к n -области. В p - n -переходе внешнее электрическое поле $\vec{E}_{\text{внеш}}$ и внутреннее $\vec{E}_{\text{к}}$ совпадают по направлению. В этом случае средняя энергия электронов в области n уменьшается, уровень Ферми опускается, а потенциальный барьер увеличивается до $\Psi = (\varphi_0 + U)q$. Так же увеличивается и толщина обедненной области (3.12)

$$d_{\text{обп}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 + U)}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}. \quad (3.25)$$

При этом диффузия электронов из области n в область p и дырок из области p в область n становится невозможной. Диффузионные токи основных носителей $I_{nD} = 0$ и $I_{pD} = 0$. Однако за счет

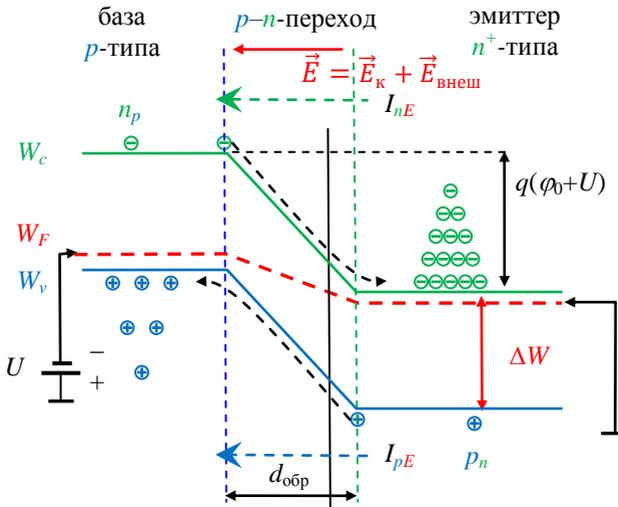


Рис.3.8. Зонная диаграмма обратносмещенного p - n -перехода

диффузии неосновные носители n_p и p_n подходят к краям p - n -перехода и переносятся электрическим полем ($\vec{E}_{\text{внеш}} + \vec{E}_k$) через p - n -переход. Это явление называют *экстракцией неосновных носителей*: электронов n_p из базы в эмиттер и дырок p_n из эмиттера в базу. При этом в эмиттер и базу инжектируются основные носители и такая инжекция называется *монополярной*. Обратносмещенный p - n -переход закрыт для основных носителей и открыт для неосновных. Через него течет малый обратный ток $I_0 = I_{nE} + I_{pE}$. Проводимость p - n -перехода близка к нулю.

Время жизни неосновных носителей τ_p или τ_n достаточно мало и до p - n -перехода могут продиффундировать неосновные носители, возникшие в n - и p -областях на расстоянии, не превышающем соответствующей диффузионной длины L_p или L_n . Остальные неосновные носители, не успевшие дойти до перехода, рекомбинируют в объеме полупроводника. Это справедливо для разных обратных напряжений на p - n -переходе, если толщины прилегающих к переходу базовой и эмиттерной областей превышают диффузионные длины неосновных носителей заряда, поэтому обратный ток, начиная с очень малых значений U , не зависит от напряжения смещения. Обратный ток через p - n -переход называют *током насыщения* или *тепловым током* I_0 , он равен

$$I_0 = J_0 S = q(p_n v_p + n_p v_n) S = q \left(p_n \frac{L_p}{\tau_p} + n_p \frac{L_n}{\tau_n} \right) S, \quad (3.26)$$

где J_0 – плотность обратного тока, S – площадь p - n -перехода, $v_p = \frac{L_p}{\tau_p}$, $v_n = \frac{L_n}{\tau_n}$ – средние скорости дрейфа, L_p и L_n – диффузионные длины, τ_p и τ_n – среднее время жизни дырок и электронов. В состоянии термодинамического равновесия $n_n p_n = n_i^2$ и $p_p n_p = n_i^2$, эти соотношения применимы при обратном смещении p - n -перехода ввиду малости обратного тока. При комнатной температуре имеет место практически полная ионизация примесей и концентрация основных носителей равна концентрации примесей $p_p = N_a$ и $n_n = N_d$, тогда

$$I_0 = q n_i^2 \left(\frac{L_p}{N_d \tau_p} + \frac{L_n}{N_a \tau_n} \right) S.$$

При увеличении температуры полупроводника плотность теплового тока увеличивается, т. к. с температурой экспоненциально растет концентрация собственных носителей заряда (1.12).

В p - n -переходах на основе материала с большей шириной запрещенной зоны плотность теплового тока значительно меньше, т. к. концентрация собственных носителей заряда экспоненциально уменьшается с увеличением ширины запрещенной зоны (1.12). Типичные значения плотности обратного тока для германиевых, кремниевых и арсенид-галлиевых p - n -переходов составляют соответственно 10^{-5} , 10^{-9} и $10^{-11} \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$.

3.6. Вольт-амперная характеристика p - n -перехода

3.6.1. Идеализированная модель Шокли

Идеализированная вольт-амперная характеристика (ВАХ) полупроводникового диода рассчитывается на основе следующих приближений:

1. Рассматривается одномерная модель p - n -перехода с полубесконечными p - и n -областями.

2. Электрические поля (внутреннее и внешнее) сосредоточены только внутри p - n -перехода, база и эмиттер электрически нейтральны.

3. В области p - n -перехода нет генерации и рекомбинации носителей заряда, а также нет ловушек.

4. Уровень инжекции носителей заряда считается малым.

В этом случае в области базы ($x < -d_p$) и эмиттера ($x > d_n$) могут протекать только диффузионные токи. Плотность полного тока одинакова в любом сечении полупроводника – $J = \text{const}(x)$, распределение ее составляющих J_n и J_p приведено на рис.3.9.

Плотность полного тока через p - n -переход равна сумме плотностей диффузионных электронного J_{nD} и дырочного J_{pD} токов на границах d_p и d_n обедненной области:

$$J = qD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-d_p} - qD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=d_n}. \quad (3.27)$$

Распределение концентрации электронов в базе p -типа приведено на рис.3.10,а.

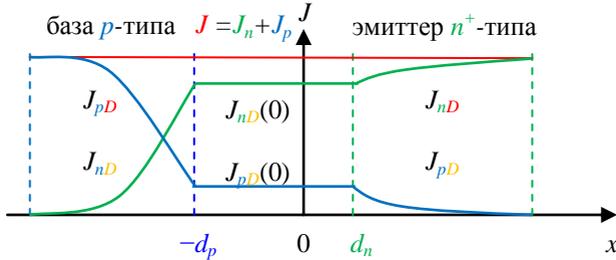


Рис.3.9. Распределение составляющих плотности тока J вдоль p - n -перехода

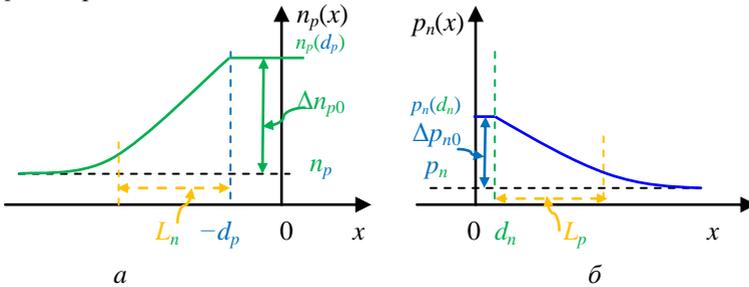


Рис.3.10. Распределение концентрации: a – электронов $n_p(x)$ в базе p -типа, b – дырок $p_n(x)$ в эмиттере n -типа

Из рисунка видно, что

$$n_p(x) = n_p + \Delta n_{p0} \exp\left(-\frac{|x|}{L_n}\right), \quad (3.28)$$

где Δn_{p0} – превышение концентрации неосновных носителей в базе $n_p(d_p)$ на границе p - n -перехода над равновесной концентрацией неосновных носителей n_p в глубине базы (3.23):

$$\Delta n_{p0} = n_p(d_p) - n_p = n_p \left(\exp \frac{U}{\varphi_T} - 1 \right). \quad (3.29)$$

Аналогично для дырок (рис.3.10, b) и (3.24)

$$p_n(x) = p_n + \Delta p_{n0} \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right), \quad (3.30)$$

$$\Delta p_{n0} = p_n(d_p) - p_n = p_n \left(\exp \frac{U}{\varphi_T} - 1 \right). \quad (3.31)$$

С небольшой погрешностью в уравнении (3.27) можно произвести замену $\frac{dn}{dx}$ на $\frac{\Delta n_0}{L_n}$ и $\frac{dp}{dx}$ на $-\frac{\Delta p_0}{L_p}$ (знак минус означает, что с

ростом x концентрация дырок уменьшается), тогда (3.27) преобразуется:

$$J = \frac{qD_n n_p}{L_n} \left(\exp \frac{U}{\varphi_T} - 1 \right) + \frac{qD_p p_n}{L_p} \left(\exp \frac{U}{\varphi_T} - 1 \right)$$

$$J = J_0 \left(\exp \frac{U}{\varphi_T} - 1 \right), \quad (3.32)$$

где

$$J_0 = \frac{qD_n n_p}{L_n} + \frac{qD_p p_n}{L_p} \quad (3.33)$$

называется *плотностью тока насыщения*. Выражение (3.33) идентично выражению (3.26) для тока насыщения обратносмещенного перехода, т.к. (1.25)

$$L = \sqrt{D\tau}.$$

ВАХ $I(U)$ идеального p - n -перехода показана на рис.3.11 кривой a . При $U = 0$ ток через переход $I = 0$. В случае приложения прямого напряжения $U > \varphi_T$ единиц в формуле (3.32) можно пренебречь и зависимость $I(U)$ будет иметь экспоненциальный характер. При достаточно большом значении обратного напряжения $|U| > 3\varphi_T$ плотность обратного тока через p - n -

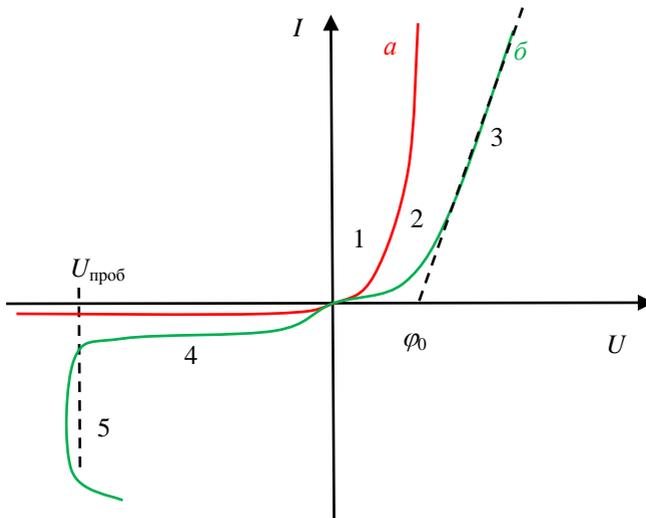


Рис.3.11. Вольт-амперная характеристика p - n -перехода: a — идеальной, b — реальной

переход $J_s = -J_0$ и не зависит от напряжения.

Один из важнейших параметров прямой ветви ВАХ – дифференциальное сопротивление p – n -перехода. Дифференцированием формулы (3.32) можно получить

$$r_{p-n} = \frac{dU}{dI} \approx \frac{\varphi_0}{I}. \quad (3.34)$$

Типичная величина $r_{p-n} \approx 25$ Ом при токе $I = 1$ мА.

Зависимость напряжения на p – n -переходе от температуры при постоянном прямом токе характеризует температурный коэффициент прямого напряжения

$$\alpha_U = \frac{dU_{пр}}{dT}. \quad (3.35)$$

3.6.2. Вольт-амперная характеристика реального p – n -перехода

При прямом смещении ВАХ реального p – n -перехода (кривая b на рис.3.9) располагается ниже ВАХ идеального p – n -перехода по следующим причинам:

В области 1. При малых прямых напряжениях смещения в обедненной области p – n -перехода $n \cdot p > n_i^2$ и темп рекомбинации носителей заряда преобладает над темпом тепловой генерации пар электрон–дырка. Это приводит к возникновению рекомбинационного тока I'_s , на эту же величину уменьшается ток реального p – n -перехода. Этот эффект необходимо учитывать для широкозонных полупроводников кремния и арсенид-галлия. В случае узкозонного германия им можно пренебречь.

В области 2. При увеличении напряжения прямого смещения инжекция неосновных носителей в базу увеличивается. В базе накапливается большой объемный заряд, частично экранирующий электрическое поле источника питания. Это ведет к тому, что при увеличении приложенного напряжения U ток растет не по экспоненциальному, а по степенному закону $I \sim U^n$, где $n > 1$, обычно $n \sim 2$.

В области 3. При дальнейшем увеличении U напряжение на p – n -переходе стремится к величине контактной разности потенциалов φ_0 , а остальное напряжение падает на металлических контактах и областях p и n (в основном на высокоомной области базы рис.3.12):

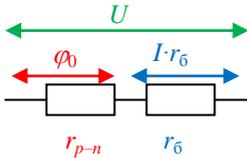


Рис.3.12. Эквивалентная схема диода при больших уровнях инжекции

$$U \approx \varphi_0 + I \cdot r_б. \quad (3.36)$$

При расчете цепей постоянного тока, содержащих диоды, используют эквивалентное сопротивление $R_{\text{экв}}$, образованное дифференциальным сопротивлением p - n -перехода и сопротивлением базы

$$R_{\text{экв}} = \frac{U}{I} \approx \frac{\varphi_0}{I} + r_б.$$

При обратном смещении p - n -перехода отклонение реальной ВАХ от идеальной связано с током тепловой генерации электронов и дырок в обедненной области. При уменьшении обратного напряжения (по абсолютной величине оно возрастает) ширина обедненной области, в которой происходит генерация, увеличивается и обратный ток возрастает. При увеличении температуры обратный ток также возрастает за счет экспоненциального роста числа генерируемых пар электрон-дырка. Величина обратного тока I_0 меньше у полупроводников с широкой запрещенной зоной. При больших обратных напряжениях происходит пробой выпрямляющего электрического перехода (рис.3.13). В зависимости от физических явлений, происходящих в переходе, различают туннельный, лавинный и тепловой пробой.

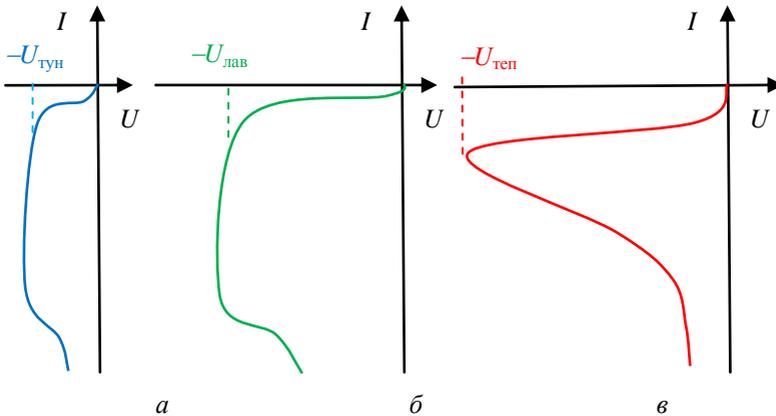


Рис.3.13. Виды пробоя p - n -перехода: a – туннельный, $б$ – лавинный, $в$ – тепловой

3.6.3. Туннельный пробой p - n -перехода

Туннельный пробой происходит в сильнолегированных полупроводниках с резким p - n -переходом. Толщина обедненной области (3.12) в этом случае мала и составляет $d \sim 10^{-6}$ см. При обратном смещении p - n -перехода (рис.3.14) уровни энергии электронов проводимости в области n располагаются напротив свободных уровней энергии в области p и туннелируют через потенциальный барьер без изменения энергии. При этом через p - n -переход протекает туннельный ток $I_{\text{тун}}$.

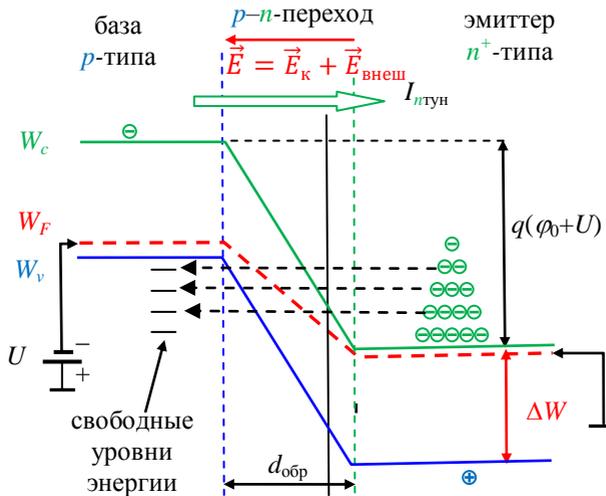


Рис.3.14. Зонная диаграмма p - n -перехода в режиме туннельного пробоя

3.6.4. Лавинный пробой p - n -перехода

Лавинный пробой вызывается лавинным размножением носителей заряда под действием сильного электрического поля в обратносмещенном p - n -переходе. При движении в сильном электрическом поле в p - n -переходе энергия электронов существенно превышает энергию теплового движения kT . Если на длине свободного пробега λ_n электрон получает энергию $W = qE\lambda_n \geq \Delta W$, где ΔW – энергия ионизации нейтрального атома кристаллической решетки, то при соударении атом ионизируется и

электрон из валентной зоны переходит в зону проводимости, как показано на рис.3.15. Образовавшиеся два электрона при следующих соударениях создают еще два свободных электрона. Процесс образования свободных электронов носит лавинный характер. Следует отметить, что дырки движутся в базу и также могут ионизировать нейтральные атомы при столкновении. С учетом неравномерности распределения электрического поля в p - n -переходе (рис.3.5) зона лавинного размножения сосредоточена вблизи его металлургической границы.

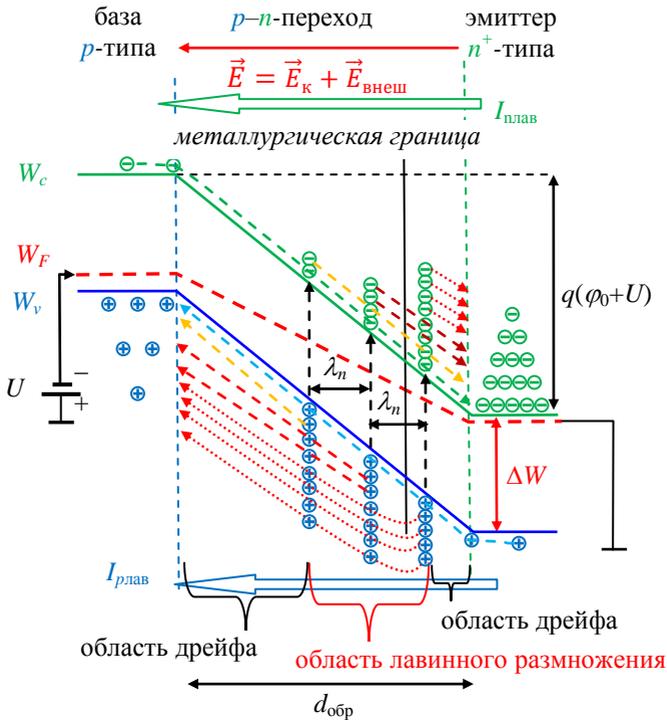


Рис.3.15. Зонная диаграмма p - n -перехода в режиме лавинного пробоя

Туннельный и лавинный пробой являются обратимыми и не приводят к разрушению полупроводника, если сила тока не превышает предельно допустимую.

3.6.5. *Тепловой пробой p – n -перехода*

Тепловой пробой характерен для узкозонных полупроводников, например германиевых, обратный ток которых на один-два порядка больше обратного тока широкозонных полупроводников – кремниевых и арсенид-галлиевых. Тепловой пробой обусловлен локальным перегревом полупроводника в результате прохождения избыточного обратного тока через переход. За счет дефектов кристаллической структуры или флуктуации плотности тока в p – n -переходе образуется “шнур” тока – зона локального перегрева, в которой происходит интенсивное образование пар тепловых электронов и дырок. Это приводит к увеличению проводимости, росту силы тока в “шнуре” и дальнейшему увеличению температуры. На ВАХ (рис.3.13,в) появляется область с отрицательным дифференциальным сопротивлением, ток лавинообразно нарастает и происходит необратимое тепловое разрушение p – n -перехода. Если в схеме нет ограничения тока, то туннельный и лавинный пробой также переходят в тепловой пробой (рис.3.13,а и б).

Глава 4. БАРЬЕРНАЯ ЕМКОСТЬ p - n -ПЕРЕХОДА

4.1. Барьерная емкость p - n -перехода как проявление токов смещения

Свойство, называемое *барьерной емкостью*, проявляется у обратносмещенного p - n -перехода при изменениях запирающего напряжения. Обратносмещенный p - n -переход проявляет емкостные свойства, подобные емкости конденсатора.

Обычный p - n -переход представляет собой двойной слой противоположных по знаку объемных зарядов, созданных ионами

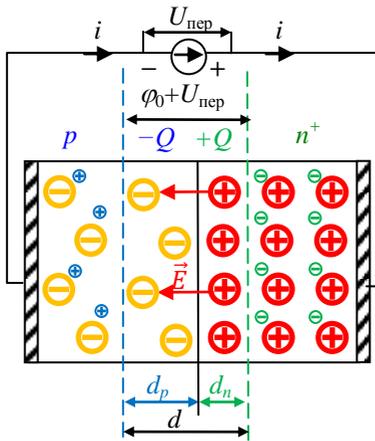


Рис.4.1. Двойной слой объемных зарядов в обратносмещенном p - n -переходе

ми донорных и акцепторных примесей. Слой объемных зарядов разделяет области полупроводника с p - и n -проводимостью (рис.4.1). Электрическое поле \vec{E} между слоями объемных зарядов вытесняет из области p - n -перехода основные носители – электроны в n -область и дырки в p -область. Слой объемных зарядов является областью, обедненной подвижными носителями заряда, и имеет низкую электропроводность, близкую к электропроводности диэлектриков.

Двойной слой объемных зарядов можно рассматривать как обкладки плоского конденсатора, заряженного до контактной разности потенциалов в p - n -переходе

$$\varphi = \varphi_0 + U_{\text{пер}},$$

где φ_0 – контактная разность потенциалов в p - n -переходе в состоянии термодинамического равновесия, $U_{\text{пер}}$ – напряжение внешнего источника, приложенное к p - n -переходу.

Емкость обратносмещенного p - n -перехода, называемая *барьерной емкостью*, определяется как

$$C_{\text{бар}} = \frac{dQ}{dU_{\text{пер}}}. \quad (4.1)$$

Для упрощения решения задачи нахождения $C_{\text{бар}}$ предположим:

1) наличие резкой границы между электронной и дырочной областями полупроводника;

2) однородность каждой из областей, т.е. постоянство концентраций примесей в пределах каждой из областей $N_a = \text{const}$, $N_d = \text{const}$;

3) существенное превосходство концентрации примеси в одной области (эмиттере) над концентрацией примеси в другой области (базе). В приведенном на рис.4.1 примере $N_d \gg N_a$;

4) в обедненной области свободные носители заряда полностью отсутствуют и объемный заряд создается только зарядами ионов примесных атомов.

При приложении к p - n -переходу запирающего напряжения $U_{\text{пер}}$ увеличиваются контактная разность потенциалов

$$\varphi = \varphi_0 + U_{\text{пер}}$$

и электрическое поле в переходе

$$E = E_0 + E_{\text{пер}}.$$

Увеличение контактной разности потенциалов влечет за собой увеличение объемных зарядов Q_p и Q_n по обе стороны металлургической границы. Слой объемного заряда $d = d_p + d_n$ расширяется (3.25):

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 - U)}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}. \quad (4.2)$$

В установившемся состоянии объемные заряды в дырочной и электронной областях должны быть равны:

$$|-Q_p| = |Q_n|.$$

В симметричном p - n -переходе концентрации акцепторов N_a и доноров N_d равны, при этом расширение области объемного заряда будет происходить равномерно вглубь электронной и дырочной областей. Однако обычно p - n -переходы изготавливают несимметричными и концентрация примесей в эмиттере на 1÷3 порядка превышает концентрацию примесей в базе. В этом случае при увеличении напряжения на переходе $U_{\text{пер}}$ расширение области объемного заряда происходит в основном в сторону

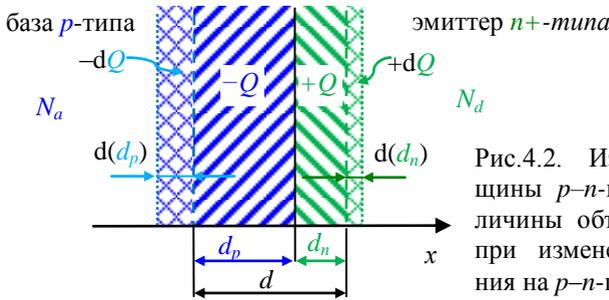


Рис.4.2. Изменение толщины p - n -перехода и величины объемного заряда при изменении напряжения на p - n -переходе

низколегированной базы (рис.4.2). Толщину несимметричного p - n -перехода d можно считать равной толщине слоя объемного заряда в базе $d \approx d_p$ (3.25):

$$d_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 + U_{\text{пер}})}{qN_a}}. \quad (4.3)$$

При приращении напряжения на p - n -переходе на $dU_{\text{пер}}$ толщина слоя объемного заряда увеличивается на $d(d_p)$ (рис.4.2.):

$$\begin{aligned} d(d_p) &= \frac{d(d_p)}{dU_{\text{пер}}} dU_{\text{пер}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qN_a}} \frac{1}{2\sqrt{\varphi_0 + U_{\text{пер}}}} dU_{\text{пер}} = \\ &= \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{qN_a d_p} dU_{\text{пер}}. \end{aligned}$$

Увеличение толщины слоя на $d(d_p)$ приводит к увеличению объемного заряда на

$$dQ = qN_a S d(d_p) = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d_p} dU_{\text{пер}},$$

где S – площадь p - n -перехода, ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводникового материала. Отсюда барьерная емкость p - n -перехода

$$C_{\text{бар}} = \frac{dQ}{dU_{\text{пер}}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d_p}. \quad (4.4)$$

Перезарядка барьерной емкости, как и емкости обычного конденсатора, происходит за счет токов смещения (рис.4.1):

$$i = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dU} \frac{dU}{dt}, \quad i = C \frac{dU}{dt}.$$

Барьерная емкость плоского одномерного p - n -перехода может быть рассчитана по формуле плоского конденсатора. Ре-

зультат не является очевидным, т.к. распределение зарядов в плоском конденсаторе и $p-n$ -переходе неодинаково. Причина совпадения формул – в характере изменения объемного заряда $p-n$ -перехода: при изменении напряжения на $p-n$ -переходе заряд изменяется, потому что сдвигаются границы $p-n$ -перехода. Заряды, обуславливающие барьерную емкость, сосредоточены в двух тонких слоях, расположенных один от другого на расстоянии d (рис.4.2), что очень напоминает поверхностные заряды на металлических обкладках конденсатора. Таким образом, барьерная емкость $p-n$ -перехода проявляется при приложении к обратнорасположенному (закрытому) $p-n$ -переходу изменяющегося во времени напряжения. Барьерная емкость будет тем больше, чем больше концентрация примесей на границе области объемного заряда и чем меньше напряжение на переходе.

4.2. Соотношения для барьерной емкости различных $p-n$ -переходов

С помощью выражения (4.4) можно определить барьерную емкость на основе результатов расчета толщины $p-n$ -перехода. В резком несимметричном $p-n$ -переходе с эмиттером электронов $N_d \gg N_a$ (или с эмиттером дырок $N_a \gg N_d$) толщина $p-n$ -перехода определяется в основном толщиной перехода в области низколегированной базы (4.3) и формула (4.4) принимает вид

$$C_{\text{бар}} = S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N}{2(\varphi_0 - U)}} = \frac{C_0}{\sqrt{1 + \frac{U}{\varphi_0}}}, \quad (4.5)$$

где N – концентрация примесей в слаболегированной базе.

В случае резкого симметричного $p-n$ -перехода при $N_d \approx N_a$ толщина $p-n$ -перехода d определяется по формуле (4.2), а барьерная емкость

$$C_{\text{бар}} = S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0}{2(\varphi_0 - U) \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}}. \quad (4.6)$$

Толщина плавного $p-n$ -перехода с линейным распределением концентрации примесей рассчитывается как

$$d = \sqrt[3]{\frac{12\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 - U)}{qa}}, \quad (4.7)$$

где a – градиент концентрации примесей в базе (обычно его считают постоянным $N_a = ax$), тогда

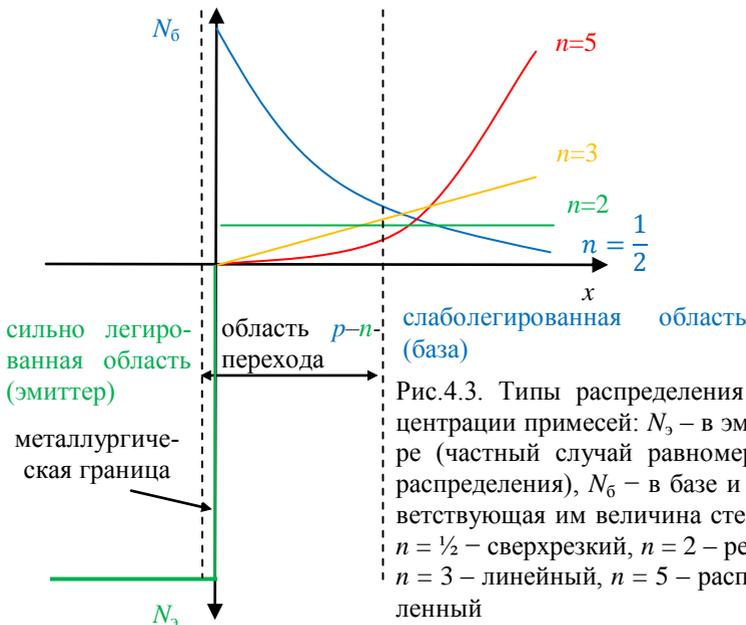
$$C_{\text{бар}} = S \sqrt[3]{\frac{(\varepsilon\varepsilon_0)^2 qa}{12(\varphi_0 - U)}} = \frac{C_0}{\sqrt[3]{1 + \frac{U}{\varphi_0}}}. \quad (4.8)$$

В общем случае величина барьерной емкости

$$C_{\text{бар}} = \frac{C_0}{\sqrt[n]{1 + \frac{U}{\varphi_0}}}. \quad (4.9)$$

Различные типы распределения концентрации примесей в базе и соответствующая им величина степени n приведены на рис.4.3.

Как видно из полученных результатов, при разных распределениях примесей имеют место разные вольт-фарадные характеристики p - n -переходов. Это дает возможность оценить характер распределения примесей в различных p - n -переходах. Часто применяют также графический метод. Для резкого p - n -перехода вольт-фарадная характеристика оказывается прямой в координатах



натах $\frac{1}{C_{\text{бар}}^2}$ от U , а для плавного p - n -перехода с линейным распределением примесей – в координатах $\frac{1}{C_{\text{бар}}^3}$ от U (рис.4.4). Если экспериментальные точки ложатся на прямые в указанных системах координат, то это служит подтверждением принятого характера распределения примесей.

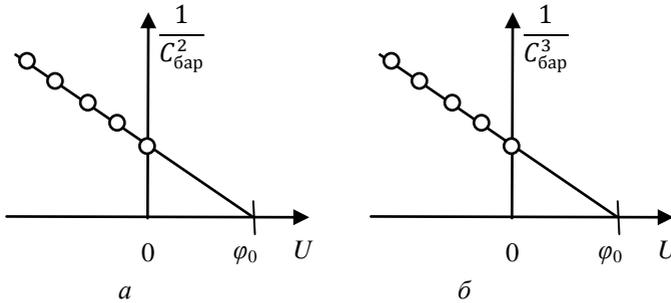


Рис.4.4. Зависимость барьерной емкости от постоянного смещения на p - n -переходе: a – резком, b – плавном

Кроме того, вольт-фарадные характеристики дают возможность определить значение контактной разности потенциалов на p - n -переходе. При экстраполяции вольт-фарадной характеристики, построенной в координатах $\frac{1}{C_{\text{бар}}^2}$ от U или $\frac{1}{C_{\text{бар}}^3}$ от U , отрезок, отсекаемый ею на оси положительных напряжений, соответствует контактной разности потенциалов (рис.4.4).

Таким образом, рассмотренный метод определения контактной разности потенциалов основан на том, что при постоянном напряжении смещения, стремящемся к контактной разности потенциалов, толщина p - n -перехода стремится к нулю. Необходимость экстраполяции вольт-фарадной характеристики связана с большими прямыми токами, проходящими через p - n -переход при прямых напряжениях, и, следовательно, с практической невозможностью экспериментального определения барьерной емкости перехода. Для экстраполяции необходимо выбрать масштаб оси ординат $\frac{1}{C_{\text{бар}}^n}$, в котором вольт-фарадная характеристика исследуемого перехода соответствует прямой линии.

Глава 5. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДАХ

5.1. Переходные процессы в полупроводниковом диоде с p - n -переходом

Диодом называется полупроводниковый прибор, содержащий кристалл полупроводника с одним p - n -переходом и двумя металлическими контактами к области базы и к области эмиттера.

Переходным процессом в электрических цепях называется процесс перехода цепи из одного стационарного состояния (режима) в другое стационарное состояние. Переходные процессы в полупроводниковых диодах связаны в основном с двумя явлениями, происходящими при быстром изменении напряжения на диоде или тока, протекающего через диод:

1) при малых прямых напряжениях ($U_{пр} \ll \varphi_0$) и соответственно малых плотностях тока переходные процессы определяются перезарядкой барьерной емкости. От длительности переходного процесса зависит максимальная рабочая частота цифровых и импульсных устройств, детекторов высокочастотных колебаний в радиоприемных и других устройствах;

2) при сравнительно больших плотностях прямого тока ($U_{пр} \sim \varphi_0$) происходит накопление неосновных носителей заряда в базе диода и их рассасывание при уменьшении напряжения. Эти процессы ограничивают быстродействие мощных выпрямителей и ключевых схем.

5.2. Переходные процессы при малых напряжениях

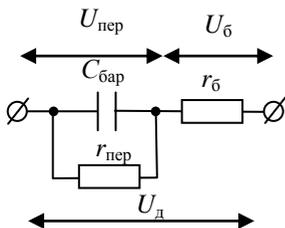


Рис.5.1. Эквивалентная схема диода для малых сигналов

Эквивалентная схема диода приведена на рис.5.1. Предполагаем, что диод подключен к источнику внешнего напряжения $U_д$. Источник напряжения имеет пренебрежимо малое по сравнению с $r_б$ внутреннее сопротивление. Напряжение $U_д$, приложенное к диоду, не зависит от величины тока I , протекающего через диод.

Рассмотрим несимметричный $p-n^+$ -переход с эмиттером электронов. При приложении напряжения в прямом направлении происходит инжекция электронов из области n^+ -эмиттера в область p -базы. Инжекцией дырок из базы в эмиттер можно пренебречь, т.к. ее доля в полном токе через переход незначительна. При малых прямых напряжениях ($U_d \ll \varphi_0$) уровень инжекции мал и концентрация инжектированных в базу диода неосновных носителей – электронов мала по сравнению с концентрацией основных носителей – дырок.

Временные диаграммы, поясняющие протекание переходного процесса при скачкообразном изменении напряжения на диоде U_d (рис.5.2,а), для разности потенциалов на $p-n$ -переходе $\varphi = -(\varphi_0 - U_{пер})$, а также для тока, протекающего через диод I ,

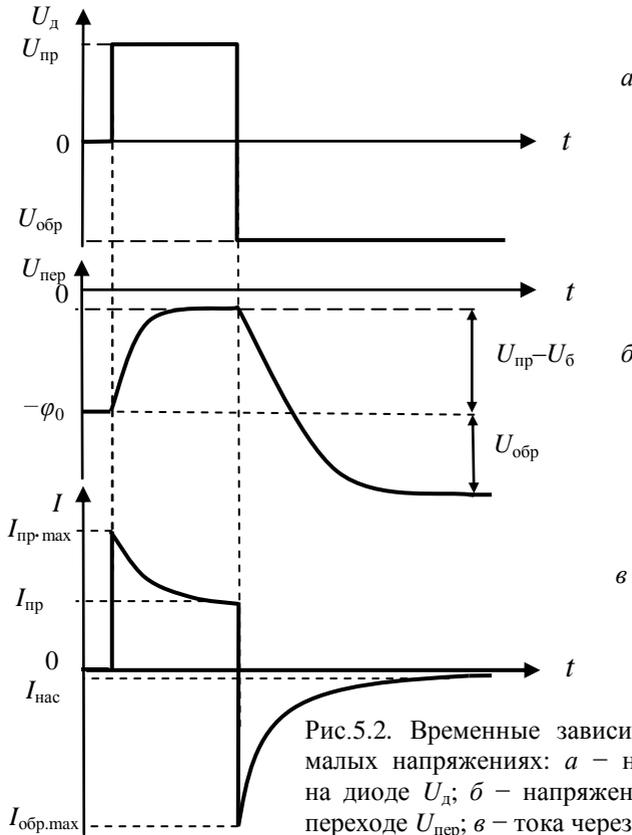


Рис.5.2. Временные зависимости при малых напряжениях: а – напряжения на диоде U_d ; б – напряжения на $p-n$ -переходе $U_{пер}$; в – тока через диод I

изображены на рис.5.2,б и в соответственно.

В момент включения импульса $U_{пр}$ напряжение на барьерной емкости $p-n$ -перехода $U_{пер}$ близко к нулю, а ток через диод $I_{пр.мах} = \frac{U_{пр}}{r_б}$ ограничен только сопротивлением базы диода $r_б$. По мере заряда барьерной емкости напряжение $U_{пер}$ возрастает, а разность потенциалов на $p-n$ -переходе и ток через диод стремятся к установившимся значениям (рис.5.2,б, в):

$$\varphi = -(\varphi_0 - U_{пер}) \quad \text{и} \quad I = \frac{U_{пр} - U_{пер}}{r_б}.$$

В момент переключения напряжения на диоде с прямого на обратное (рис.5.2,а) напряжение на барьерной емкости не может измениться мгновенно, оно достигает установившегося значения $U_{обр}$ через некоторое время, как показано на рис.5.2,б. Ток через диод меняет свое направление и по абсолютной величине спадает экспоненциально от $I_{обр.мах} \approx U_{обр}/r_б$ до тока обратносмещенного $p-n$ -перехода $I_{нас}$. Временная зависимость силы тока, протекающего через диод (рис.5.2,в), качественно совпадает с изменением силы тока при заряде-разряде конденсатора. Однако следует отметить, что барьерная емкость является нелинейной и ее величина зависит от приложенного напряжения.

5.3. Диффузионная емкость $p-n$ -перехода

Диффузионная емкость проявляется при прямом включении $p-n$ -перехода и большом уровне инжекции носителей заряда. Зонная диаграмма прямосмещенного $p-n$ -перехода приведена на рис.5.3. На рисунке изображен несимметричный $p-n^+$ -переход с эмиттером электронов.

Напряжение U_d внешнего источника уменьшает величину электрического поля в $p-n$ -переходе: $\vec{E} = \vec{E}_к - \vec{E}_{внеш}$ ($\vec{E}_к$ – контактное, $\vec{E}_{внеш}$ – поле, возникающее при подключении внешнего напряжения) и повышает энергию электронов в эмиттере n^+ -типа. При этом уровень энергии Ферми W_F поднимается, потенциальный барьер уменьшается до величины $q(\varphi_0 - U_{пер})$, одновременно уменьшается толщина $p-n$ -перехода (3.12)

$$d_{пр} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 - U_{пер})}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)},$$

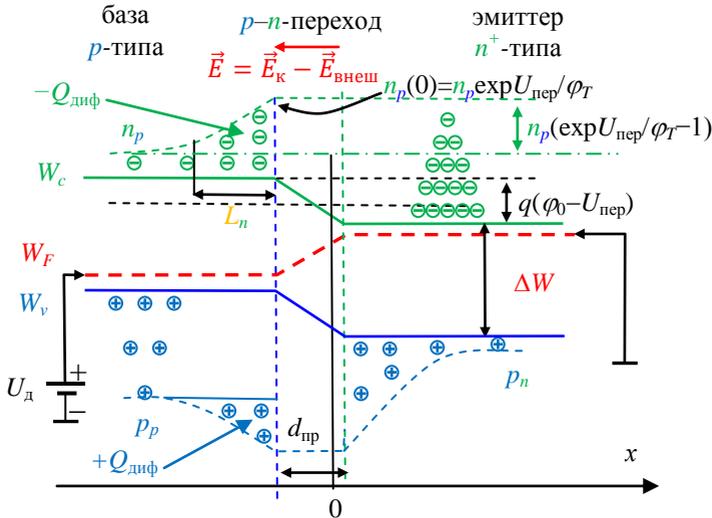


Рис.5.3. Зонная диаграмма прямосмещенного p - n -перехода при большом уровне инжекции

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость кристалла полупроводника, $\varepsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная, N_a и N_d – концентрации акцепторных и донорных примесей соответственно в базе и эмиттере. Из эмиттера в базу инжектируются электроны, которые в базе p -типа являются неосновными носителями заряда. Концентрация электронов в базе на границе p - n -перехода (3.23)

$$n_p(0) = n_p \exp U_{\text{пер}} / \varphi_T$$

выше равновесной концентрации электронов в глубине базы n_p . За счет разности концентраций (3.29)

$$\Delta n_{p0} = n_p(0) - n_p = n_p (\exp U / \varphi_T - 1)$$

происходит диффузия электронов в глубину базы. По мере продвижения электронов в глубину базы их избыточная концентрация убывает за счет рекомбинации с дырками (основными носителями заряда в базе) с увеличением $|x|$ по закону

$$n_p(|x|) - n_p = [n_p(0) - n_p] \exp\left(-\frac{|x|}{L_n}\right), \quad (5.1)$$

здесь L_n – средняя длина диффузии электронов, на которой концентрация электронов уменьшается в 2,7 раза.

Следует отметить, что в соответствии с принципом электрической нейтральности из глубины базы дрейфуют дырки и вблизи p - n -перехода возникает избыточный заряд дырок $+Q$, уравнивающий избыточный заряд электронов $-Q$. Эти два заряда, возникшие в базе вблизи границы p - n -перехода, образуют заряд диффузионной емкости прямосмещенного p - n -перехода.

Накоплением дырочного заряда в области эмиттера можно пренебречь, т.к. дырочный ток в p - n^+ -переходе на несколько порядков меньше электронного и соответственно величина диффузионной емкости эмиттера на несколько порядков меньше диффузионной емкости базы.

Заряд диффузионной емкости в базе не может накопиться или рассосаться мгновенно. Поэтому при изменении напряжения U_d возникает переходный процесс, который длится конечное время. Время переходного процесса определяется многими факторами: концентрацией неосновных носителей, коэффициентом диффузии D [$\frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$], временем жизни неосновных носителей в базе τ_n и наличием электрического поля в базе.

Величину поверхностной плотности заряда диффузионной емкости можно оценить, если заменить экспоненциальное распределение концентрации электронов в базе линейным, спадающим с $n_p(0)$ до n_p на средней длине диффузии L_n (рис.3.8,а). Тогда поверхностная плотность заряда рассчитывается как площадь под треугольником с основанием L_n и высотой $q\Delta n_{p0}$ (3.29)

$$Q_{\text{диф}} = \frac{qn_p \left(\exp \frac{U_{\text{пер}}}{\varphi_T} - 1 \right) L_n}{2}. \quad (5.2)$$

Если пренебречь падением напряжения на низкоомной области эмиттера, омических контактах и выводах диода, то напряжение на p - n -переходе $U_{\text{пер}} = U - U_6$, где U_6 – падение напряжения на высокоомной области базы.

Используя выражение для плотности прямого тока через p - n -переход (3.32)

$$J = J_0 \left(\exp \frac{U_{\text{пер}}}{\varphi_T} - 1 \right), \quad (5.3)$$

где J_0 – плотность тока насыщения через несимметричный переход (3.26)

$$J_0 = qn_p \frac{L_n}{\tau_n},$$

выражение (5.2) преобразуется к виду

$$SQ_{\text{диф}} = \frac{1}{2}JS\tau_n = \frac{1}{2}I\tau_n. \quad (5.4)$$

Накопленный в базе заряд неосновных носителей $SQ_{\text{диф}}$ будет тем больше, чем больше прямой ток через переход $I = JS$ и чем больше время жизни неосновных носителей τ .

Определим диффузионную емкость перехода как отношение изменения накопленного заряда $SQ_{\text{диф}}$ к вызвавшему его изменению напряжения на переходе $U_{\text{пер}}$

$$C_{\text{диф}} = \frac{d(SQ_{\text{диф}})}{dU_{\text{пер}}} = \frac{1}{2} \frac{dI}{dU_{\text{пер}}} \tau_n. \quad (5.5)$$

Дифференцируя (5.3) и подставляя результат в (5.5), получим

$$C_{\text{диф}} = \frac{1}{2\varphi_T} I\tau_n. \quad (5.6)$$

Особенностью диффузионной емкости p – n -перехода в отличие от емкости конденсатора является то, что диффузионная емкость растет с увеличением тока через переход.

5.4. Переходные процессы при большом импульсе напряжения

Рассмотрим переходные процессы, происходящие в полупроводниковом диоде при подаче большого импульса напряжения $U_{\text{пр}} \geq \varphi_0$, $|U_{\text{обр}}| > \varphi_0$ (рис.5.4,а). Полагаем, что внутреннее сопротивление генератора напряжения много меньше сопротивления базы диода.

В исходном состоянии диода (до момента времени t_1) напряжение на диоде $U_d = 0$, ток $I = 0$, p – n -переход находится в состоянии термодинамического равновесия и концентрация электронов в базе составляет n_p .

В момент времени t_1 напряжение на диоде U_d скачком изменяется от нуля до $U_{\text{пр}}$. Если не учитывать падение напряжения на эмиттере, контактах и выводах диода, то оно распределяется между базой U_b и p – n -переходом $U_{\text{пер}}$ (рис.5.4,б,в). Для того чтобы понять, как распределится напряжение, необходимо учесть

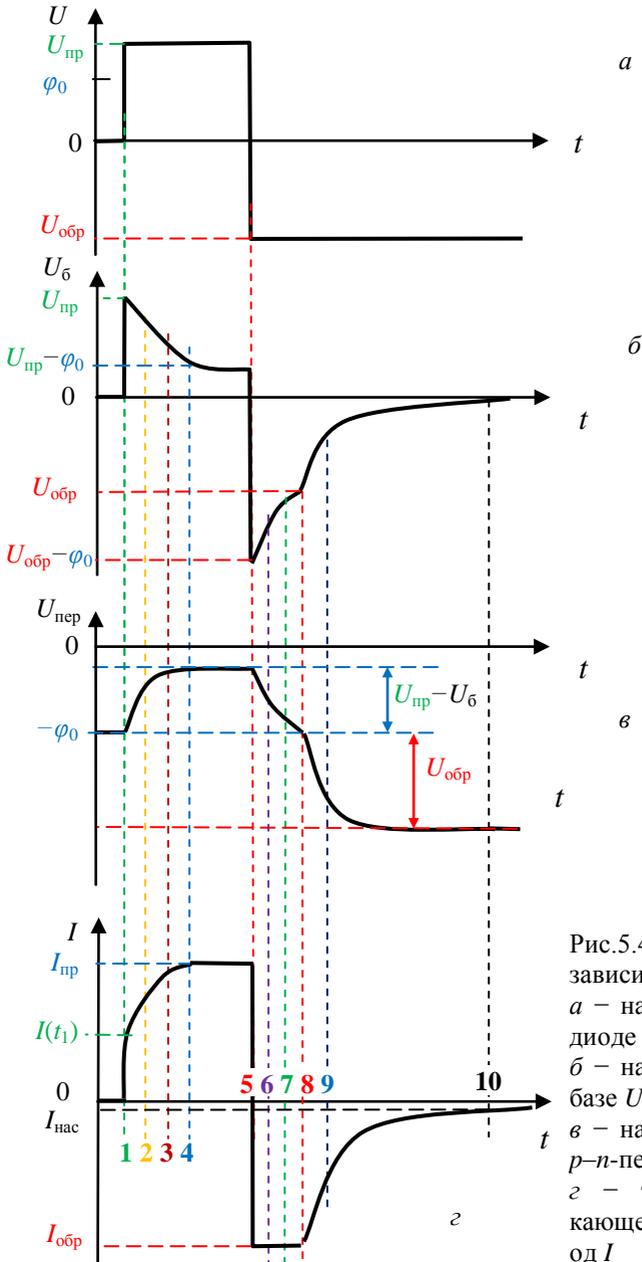


Рис.5.4. Временная зависимость:
 а – напряжения на диоде U ;
 б – напряжения на базе $U_{б}$;
 в – напряжения на $p-n$ -переходе $U_{пер}$;
 г – тока, протекающего через диод I

наличие барьерной и диффузионной емкостей p - n -перехода. Напряжение $U_{\text{пер}}$ возрастает от $U_{\text{пер}}(t_1)$ до $U_{\text{пер}} \approx \varphi_0$ по мере заряда барьерной (интервал $t_1 - t_2$) и диффузионной емкостей (интервал $t_1 - t_4$).

При этом напряжение U_6 падает, стремясь к $U_6 \approx U_{\text{пр}} - \varphi_0$, концентрация электронов в базе на границе p - n -перехода увеличивается и начинается диффузия электронов в глубину базы (рис.5.5,а, кривые 2 и 3). По мере накопления в базе инжектированных электронов и уравнивающих их заряд дырок сопротивление базы уменьшается, а ток через диод I возрастает (рис.5.4,з) и устанавливается равновесие между процессами инжекции электронов через p - n -переход и их рекомбинации с дырками в базе.

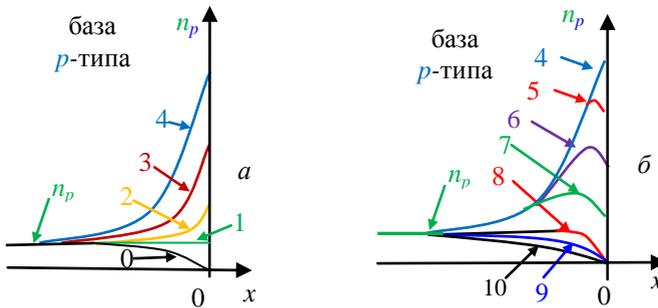


Рис.5.5. Распределение концентрации неосновных носителей в базе диода в различные моменты времени при включении диода в направлении: а – прямом; б – обратном

При длительном прохождении прямого тока процесс инжекции электронов уравнивается процессом их рекомбинации. Устанавливается состояние, при котором концентрация электронов и дырок превышает равновесную вблизи p - n -перехода и снижается, стремясь к равновесной n_p при удалении от него в глубь базы (кривая 4 на рис.5.5,а). Ток через диод достигнет своего стационарного значения $I_{\text{пр}}$.

При изменении полярности импульса напряжения на диоде с $U_{\text{пр}}$ на $U_{\text{обр}}$ (момент времени t_5 , рис.5.4,а) напряжение на базе изменяется скачком: $U_6 = U_{\text{обр}} - \varphi_0$. Эмиттер через p - n -переход больше не инжектирует электроны в базу. Начинается дрейф

накопленных в базе неосновных носителей (электронов) к p - n -переходу и их переброс электрическим полем в переходе \vec{E} обратно в эмиттер. При этом через диод протекает большой обратный ток, ограниченный в основном сопротивлением базы диода $I_{\text{обр max}} = U_6/r_6$ (рис.5.4,з).

Накопленные в базе электроны уходят через p - n -переход или рекомбинируют в базе с дырками (кривые 6,7,8 на рис.5.5,б). Пока концентрация электронов в базе около p - n -перехода превышает равновесное значение n_p , через переход протекает большой дрейфовый ток $I_{\text{обр max}}$ (рис.5.5,з).

Затем начинается *фаза восстановления высокого обратного сопротивления диода*. В интервале времени $t_8 - t_9 - t_{10}$ распределение концентрации электронов в базе стремится к равновесному (кривая 10 на рис.5.5,б), а ток I экспоненциально уменьшается, стремясь к величине тока обратносмещенного диода $I_{\text{обр}}$.

Время рассасывания накопленных неосновных носителей значительно больше времени их накопления, поэтому именно оно и определяет частотные свойства большинства диодов. Для ускорения процесса рассасывания электронов из базы можно уменьшить время жизни неосновных носителей, легировав базу атомами меди или золота, энергетические уровни которых (ловушки) располагаются в глубине запрещенной зоны полупроводника. При этом электроны захватываются и удерживаются ловушками, а затем с уровня ловушек переходят на уровень верха валентной зоны и рекомбинируют с дырками. При таком двухступенчатом процессе время жизни электронов в зоне проводимости может быть уменьшено в четыре – пять раз.

Другой путь уменьшения времени переходных процессов – изготовление диодов с тонкой базой. При толщине базы $l < L_{\text{диф}}$ резко уменьшается как величина накопленного заряда, так и время его рассасывания.

Глава 6. ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ

6.1. Классификация гетеропереходов

Гетеропереходы образуются между полупроводниками с различными электрофизическими характеристиками: шириной запрещенной зоны ΔW , внешней работой выхода P_c , термодинамической работой выхода P_F и диэлектрической проницаемостью ϵ . Для получения гетероперехода необходимо подобрать полупроводниковые пары с одинаковым типом кристаллической решетки, постоянные кристаллических решеток должны отличаться не более, чем на 0,5%. Кроме того, полупроводники должны иметь близкие коэффициенты теплового расширения, чтобы при нагреве или охлаждении кристалла полупроводника не возникло сильных механических напряжений.

Одной из наиболее распространенных пар, отвечающих указанным требованиям, является тройное соединение $Al_xGa_{1-x}As$ и GaAs. За счет изменения параметра состава x от 0 до 0,4 ширина запрещенной зоны линейно увеличивается от 1,42 эВ до 1,92 эВ. Другими материалами для изготовления гетеропереходов являются фосфид индия InP и четырехкомпонентное соединение InGaAsP.

Современная технология позволяет изготавливать гетеропереходы в едином монокристалле путем эпитаксиального наращивания на кристалле – подложке – кристаллического слоя с другим химическим составом. Классификация гетеропереходов и их структура показаны на рис 6.1.

Полупроводники, образующие гетеропереход, могут обладать или одним или разными типами электропроводности. Для каждой пары полупроводников можно осуществить четыре разновидности гетероструктур: изотипные – n_1-n_2 или p_1-p_2 и анизотипные n_1-p_2 или p_1-n_2 . В зависимости от соотношения термодинамических работ выхода P_F и ширины запрещенной зоны ΔW контакты могут быть выпрямляющими или омическими (рис.6.1). В свою очередь выпрямляющие контакты могут быть эмиттерами электронов или дырок. На границе гетероперехода высота потенциального барьера для электронов и дырок получается разная, поэтому прямой ток через гетеропереход связан в основном с движением носителей заряда только одного знака.

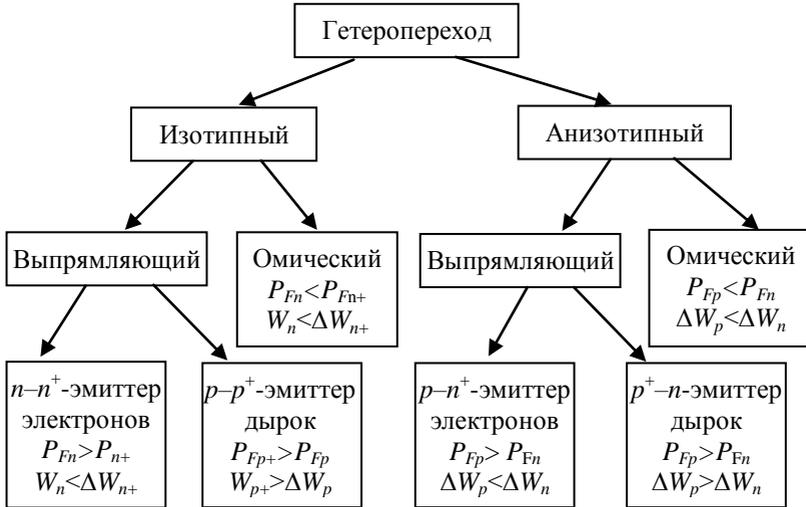


Рис.6.1. Структура гетеропереходов

6.2. Анизотипные гетеропереходы

Энергетические диаграммы гетеропереходов, описывающие взаимное положение энергетических зон и возникающие потенциальные барьеры, имеют особенности по сравнению с диаграммами для гомопереходов.

Рассмотрим **анизотипный выпрямляющий гетеропереход – эмиттер дырок**, образованный широкозонным полупроводником p -типа и узкозонным полупроводником n -типа. Энергетические диаграммы этих полупроводников до образования контакта показаны на рис.6.2. Полупроводниковые материалы различаются:

- 1) шириной запрещенных зон $\Delta W_p > \Delta W_n$;
- 2) внешней работой выхода $P_{cp} < P_{cn}$. Внешней работой выхода называется количество энергии, которая должна быть затрачена для выхода электрона с уровня дна зоны проводимости в свободное пространство $P_c = W_0 - W_c$;
- 3) термодинамической работой выхода $P_{Fp} > P_{Fn}$. Термодинамическая работа выхода определяется как расстояние между уровнем Ферми и уровнем энергии свободного электрона $P_F = W_0 - W_F$.

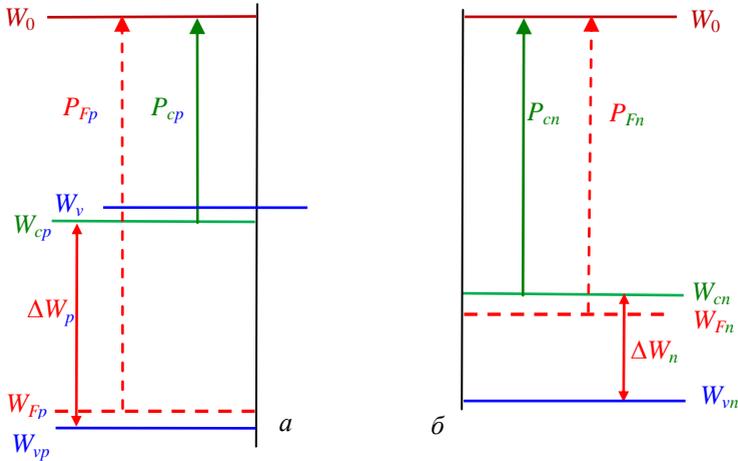


Рис.6.2. Энергетическая диаграмма: *a* – широкозонного полупроводника *p*-типа заряда с большой термодинамической работой выхода P_{Fp} , *б* – узкозонного полупроводника с малой термодинамической работой выхода P_{Fn}

Энергетическая диаграмма гетероперехода между этими полупроводниками показана на рис.6.3. При создании гетероперехода уровень Ферми в обоих полупроводниках становится одинаковым. Уровни энергии *n*-полупроводника понижаются относительно *p*-полупроводника на величину

$$W_{Fn} - W_{Fp} = (W_0 - W_{Fn}) - (W_0 - W_{Fp}) = P_{Fp} - P_{Fn}.$$

Между *p*- и *n*-полупроводниками возникает контактная разность потенциалов

$$\varphi_0 = \frac{W_{Fn} - W_{Fp}}{q} = \frac{P_{Fp} - P_{Fn}}{q} \quad (6.1)$$

и электрическое поле \vec{E} , вектор напряженности которого направлен от *n*- к *p*-полупроводнику. Электрическое поле выталкивает из перехода основные носители заряда и по обе стороны металлургической границы образуются два слоя объемных зарядов $-Q$ и $+Q$. Объемные заряды образованы отрицательными ионами акцепторной примеси (в *p*-полупроводнике) и положительными ионами донорной примеси (в *n*-полупроводнике). Гетеропереход, как и *p-n*-переход, представляет собой двойной

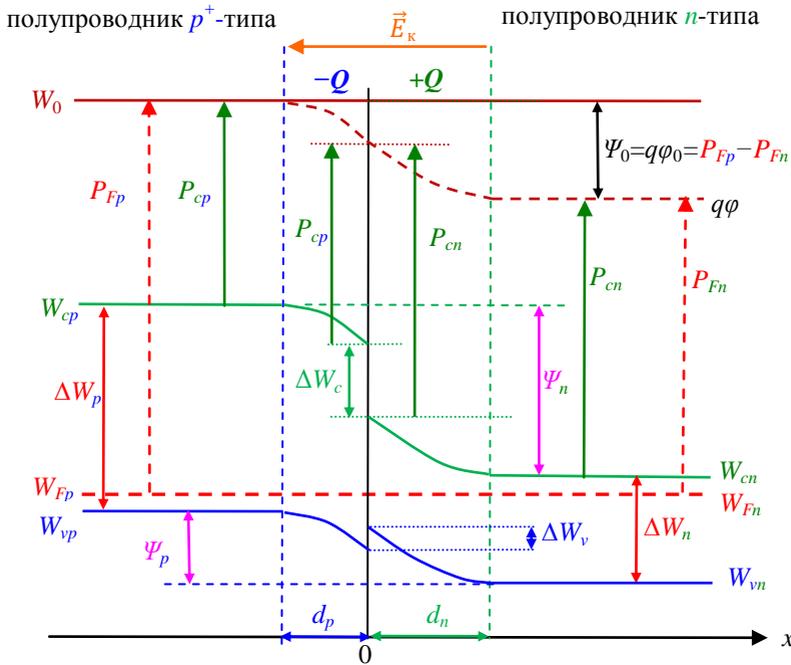


Рис.6.3. Зонная диаграмма анизотипного $P_{Fp} > P_{Fn}$ $\Delta W_p > \Delta W_n$ выпрямляющего гетероперехода эмиттера дырок в состоянии термодинамического равновесия

слой объемного заряда, обедненный подвижными носителями заряда – электронами и дырками.

На энергетической диаграмме ширина гетероперехода d обозначена как $d_p + d_n$ (ширины областей объемных зарядов). В пределах этой области происходит изменение потенциала φ контактирующих полупроводников (плавная кривая $q\varphi$ на рис.6.3).

Откладывая от уровня $q\varphi$ вниз отрезки P_{cp} и P_{cn} , получим кривые, изображающие энергию дна зоны проводимости W_{cp} и W_{cn} в p - и n -полупроводниках.

Так как внешние работы выхода у широкозонного P_{cp} и узкозонного P_{cn} полупроводников в общем случае различны, то в плоскости контакта (на металлургической границе) уровни W_{cp} и W_{cn} не совпадают. “Разрыв” между уровнями энергии дна зоны проводимости в плоскости контакта (см. рис.6.3)

$$\Delta W_c = P_{cn} - P_{cp}. \quad (6.2)$$

Далее, откладывая в левой и правой частях диаграммы отрезки ΔW_p и ΔW_n от уровней W_{cp} и W_{cn} соответственно, найдем положения краев валентных зон W_{vp} и W_{vn} . В плоскости металлургической границы уровни потолка валентных зон тоже не совпадают.

“Разрыв” валентной зоны ΔW_v равен разности в положениях верха валентных зон контактирующих полупроводников на металлургической границе

$$\Delta W_v = W_{vp}(0) - W_{vn}(0).$$

Как видно из построенной на рис.6.3 энергетической диаграммы,

$$\begin{aligned} \Delta W_v &= (P_{cp} + \Delta W_p) - (P_{cn} + \Delta W_n) = \\ &= (\Delta W_p - \Delta W_n) - (P_{cn} - P_{cp}), \\ \Delta W_v &= (\Delta W_p - \Delta W_n) - \Delta W_c. \end{aligned} \quad (6.3)$$

В зависимости от соотношений между внешними работами выхода P_{cp} и P_{cn} , термодинамическими работами выхода P_{Fp} и P_{Fn} и величинами запрещенных зон ΔW_p и ΔW_n разрывы между уровнями W_{cp} и W_{cn} и W_{vp} и W_{vn} могут иметь вид “стенки” (между уровнями W_{cp} и W_{cn}) или “зубца” (между уровнями W_{vp} и W_{vn}).

Необходимо подчеркнуть, что эти “разрывы” не являются скачком потенциала. На металлургической границе оба полупроводника имеют одинаковый потенциал ϕ . “Разрывы” имеются только на диаграммах при графическом изображении границ энергетических зон в двух разных полупроводниках.

В отличие от p - n -гомоперехода высота потенциального барьера у гетероперехода оказывается различной для электронов:

$$\Psi_n = q\phi_0 + \Delta W_c \quad (6.4)$$

и дырок:

$$\Psi_p = q\phi_0 - \Delta W_v. \quad (6.5)$$

Разница в высотах барьеров для электронов и дырок равна разнице в ширине запрещенных зон контактирующих полупроводников:

$$\Psi_n - \Psi_p = \Delta W_c - \Delta W_v = \Delta W_p - \Delta W_n. \quad (6.6)$$

Эта особенность гетеропереходов определяет их главное преимущество перед гомопереходами – способность создавать

высокий уровень инжекции носителей одного знака и используется при создании высокоэффективных эмиттеров в биполярных транзисторах и в инжекционных лазерах.

Зонная диаграмма анизотипного выпрямляющего гетероперехода – эмиттера дырок при прямом смещении – показана на рис.6.4. При этом энергия электронов в полупроводнике p -типа понижается, высота потенциального барьера для дырок уменьшается до $\Psi_p^* = \Psi_p - Uq$ и дырки, преодолев сузившийся барьер, попадают в полупроводник n -типа. Потенциальный барьер для электронов также снижается, но остается слишком большим:

$$\Psi_n^* = \Psi_n - qU = \Psi_p + (\Delta W_p - \Delta W_n) - qU, \\ \Psi_n^* = \Psi_p^* + (\Delta W_p - \Delta W_n),$$

чтобы электроны могли диффундировать в p -полупроводник.

Коэффициент инжекции дырочного эмиттера

$$\gamma_p = \frac{1}{1 + \frac{J_n}{J_p}}. \quad (6.7)$$

С учетом того, что $J_n \ll J_p$, гетеропереход близок по свойствам к идеальному эмиттеру дырок $\gamma_p \rightarrow 1$.

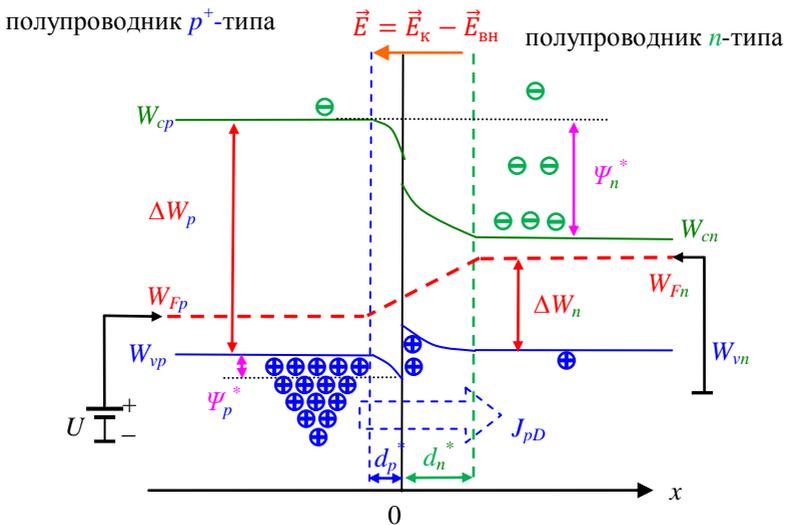


Рис.6.4. Зонная диаграмма анизотипного выпрямляющего гетероперехода – эмиттера дырок при прямом смещении

Вольт-амперная характеристика идеальных выпрямляющих анизотипных гетеропереходов (рис.6.5) аппроксимируется зависимостью вида

$$I = I_0 \left(\exp \frac{qU}{\eta kT} - 1 \right), \quad (6.8)$$

где I_0 – обратный ток гетероперехода, U – напряжение смещения.

Для малых смещений $U < \frac{kT}{q}$ коэффициент $\eta \approx 2$. С ростом U величина η сначала увеличивается за счет рекомбинации в области перехода, а затем уменьшается.

Обратный ток гетероперехода не стремится к насыщению, а подчиняется степенной зависимости $I_0 \sim |U|^m$. Коэффициент m при $T \approx 300\text{K}$ может принимать значения в широком интервале от 0,7 до 4 для несимметричных гетеропереходов. С уменьшением температуры коэффициент $m \sim \sqrt{T}$ растет.

Зонная диаграмма анизотипного выпрямляющего гетероперехода – эмиттера электронов в состоянии термодинамического равновесия – приведена на рис.6.6. Гетеропереход образован узкозонным полупроводником p -типа и широкозонным полупроводником n -типа. Полупроводниковые материалы различаются:

- 1) шириной запрещенных зон $\Delta W_p < \Delta W_n$;
- 2) внешней работой выхода $P_{cp} > P_{cn}$;
- 3) термодинамической работой

выхода $P_{Fp} > P_{Fn}$.

При создании гетероперехода уровень Ферми становится одинаковым по всему кристаллу:

$$W_{Fp} = W_{Fn}^*$$

При этом уровни зон проводимости и валентной зоны узкозонного n -полупроводника смещаются на величину, равную разности термодинамических работ выхода $q\phi_0 = P_{Fp} - P_{Fn}$, и между полупроводниками устанавливается контактная разность потенциалов

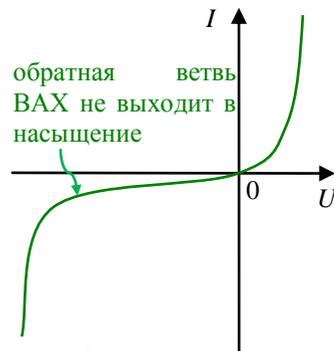


Рис.6.5. ВАХ выпрямляющего анизотипного гетероперехода

$$\varphi_0 = \frac{W_{Fn}^* - W_{Fp}}{q} = \frac{P_{Fp} - P_{Fn}}{q}.$$

Из энергетической диаграммы, изображенной на рис.6.6, видно, что потенциальная яма для электронов в широкозонном n -полупроводнике:

$$\Psi_n = W_{cn} - W_{cp} = (P_{cn} + q\varphi_0) - P_{cp},$$

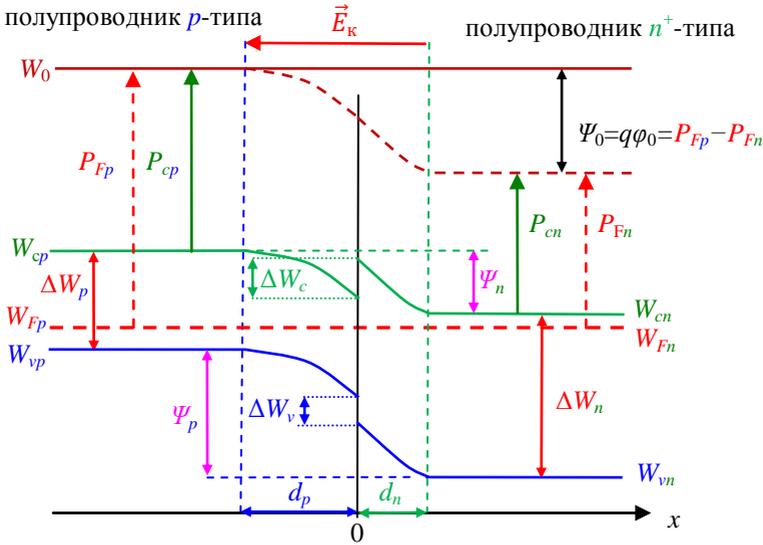


Рис.6.6. Зонная диаграмма анизотипного $P_p > P_n$ $\Delta W_p < \Delta W_n$ выпрямляющего гетероперехода – эмиттера электронов в состоянии термодинамического равновесия

$$\Psi_n = q\varphi_0 - (P_{cp} - P_{cn})$$

имеет меньшую глубину, чем потенциальная яма для дырок в узкозонном полупроводнике

$$\Psi_p = W_{vn} - W_{vp} = (W_{cn} + \Delta W_n) - (W_{cp} + \Delta W_p),$$

$$\Psi_p = (W_{cn} - W_{cp}) + (\Delta W_n - \Delta W_p),$$

$$\Psi_p = \Psi_n + (\Delta W_n - \Delta W_p).$$

Разность высот потенциальных барьеров равна разности величин запрещенных зон:

$$\Psi_p > \Psi_n,$$

$$\Psi_p - \Psi_n = \Delta W_n - \Delta W_p.$$

При приложении к переходу прямого напряжения $U \leq \Psi_n$ потенциальный барьер для электронов $\Psi_n^* = (\Psi_n - U) \rightarrow 0$, вследствие этого будет проходить интенсивная диффузия электронов из широкозонного полупроводника n -типа в узкозонный полупроводник p -типа. В то же время потенциальный барьер для дырок остается весьма значительной высоты:

$$\Psi_p^* = \Psi_p - U \approx \Psi_p - \Psi_n \approx (\Delta W_n - \Delta W_p).$$

Таким образом, гетеропереход, показанный на рис.6.6, является практически идеальным эмиттером электронов.

На рис.6.7 изображена зонная диаграмма **омического гетероперехода** в состоянии термодинамического равновесия. Этот контакт образуется между узкозонным полупроводником p -типа с меньшей термодинамической работой выхода и широкозонным полупроводником n -типа с большей термодинамической работой выхода: $\Delta W_p < \Delta W_n$, $P_{Fp} < P_{Fn}$. В плоскости контакта не возникает потенциальный барьер ни для электронов, ни для дырок. Более того, в плоскости контакта со стороны полупроводника n -типа образуется область, обогащенная электронами, а со стороны полупроводника p -типа – область, обогащенная дырками. Такие контакты с обогащенной носителями заряда зоной

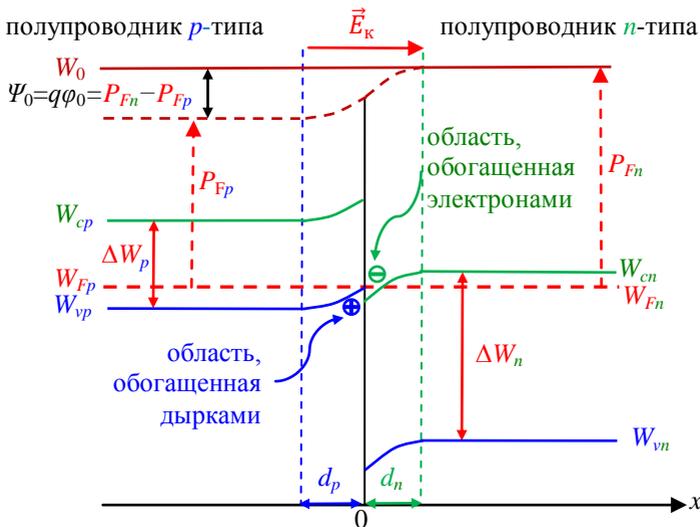


Рис.6.7. Зонная диаграмма анизотипного $P_p < P_n$ $\Delta W_p < \Delta W_n$ омиического гетероперехода в состоянии термодинамического равновесия

вблизи металлургической границы являются хорошими проводниками при любой полярности источника напряжения.

6.3. Изотипные гетеропереходы

В отличие от гомопереходов изотипные гетеропереходы могут быть выпрямляющими. На рис.6.8 показана зонная диаграмма выпрямляющего изотипного гетероперехода $n-n^+$ в состоянии термодинамического равновесия, у которого $P_{Fn} > P_{Fn+}$,

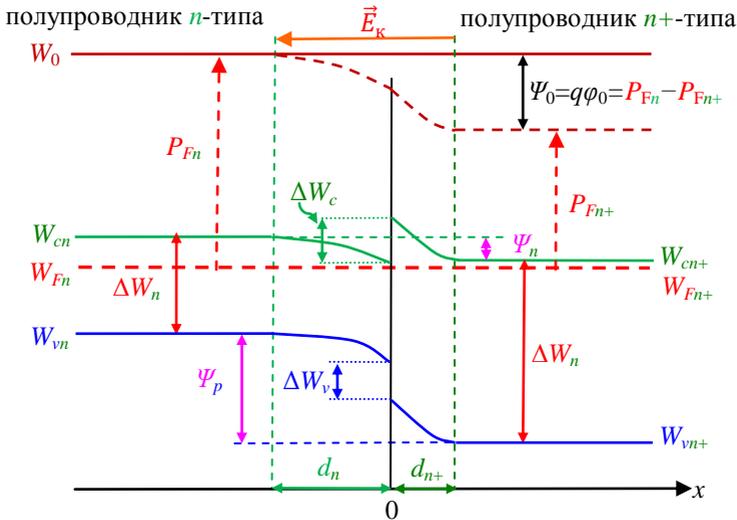


Рис.6.8. Зонная диаграмма выпрямляющего изотипного $P_n > P_{n+}$ $\Delta W_n < \Delta W_{n+}$ гетероперехода – $n-n^+$ эмиттера электронов – в состоянии термодинамического равновесия

а $\Delta W_n < \Delta W_{n+}$. При образовании такого контакта между полупроводниками возникает контактная разность потенциалов

$$\phi_0 = \frac{P_{Fn} - P_{Fn+}}{q}.$$

В результате зона проводимости широкозонного полупроводника изгибается вверх, а узкозонного вниз. В плоскости контакта образуется потенциальный барьер в форме “зубца”, подобный тому, который возникает в валентной зоне выпрямляющего гетероперехода – эмиттера дырок (рис.6.3).

Для малых прямых смещений $U \ll \phi_0$ ВАХ изотипного $n-n^+$ -гетероперехода можно представить в виде

$$I = I_0 \left(1 - \frac{U}{\varphi_0} \right) \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right). \quad (6.9)$$

Для больших прямых смещений ток растет примерно как $\exp \frac{qU}{kT}$, а при обратных ($U < 0$) увеличивается линейно с ростом напряжения. Обратное напряжение пробоя за счет туннельного тока сквозь “зубец” обычно не превышает нескольких вольт. ВАХ выпрямляющего изотипного гетероперехода показана на рис.6.9.

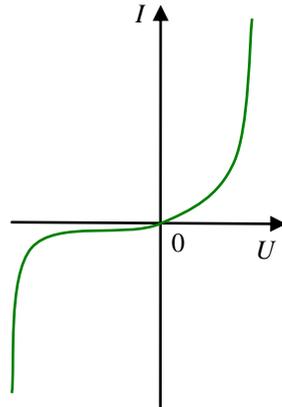


Рис.6.9. ВАХ выпрямляющего изотипного гетероперехода

В изотипных гетеропереходах перенос заряда происходит за счет движения основных носителей. Это позволяет использовать их в качестве детекторов и смесителей в СВЧ диапазоне.

На рис.6.10 показана зонная диаграмма выпрямляющего

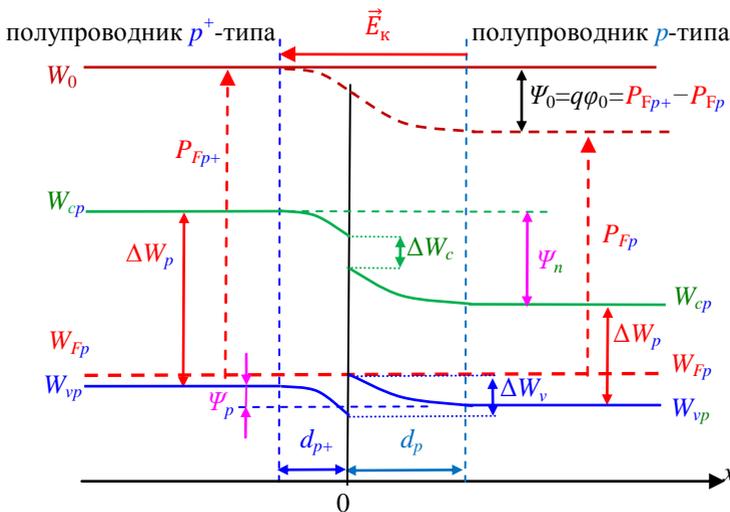


Рис.6.10. Зонная диаграмма выпрямляющего изотипного $P_{p^+} > P_p$ $\Delta W_{p^+} > \Delta W_p$ гетероперехода p^+-p в состоянии термодинамического равновесия

изотипного гетероперехода p^+p в состоянии термодинамического равновесия, у которого $P_{Fp^+} > P_{Fp}$, а $\Delta W_{p^+} > \Delta W_p$.

На рис.6.11 показана зонная диаграмма изотипного омического гетероперехода $n-n^+$ в состоянии термодинамического равновесия, у которого $P_n < P_{n^+}$, $\Delta W_n < \Delta W_{n^+}$.

К недостатком гетеропереходов следует отнести гораздо более сложную технологию их изготовления.

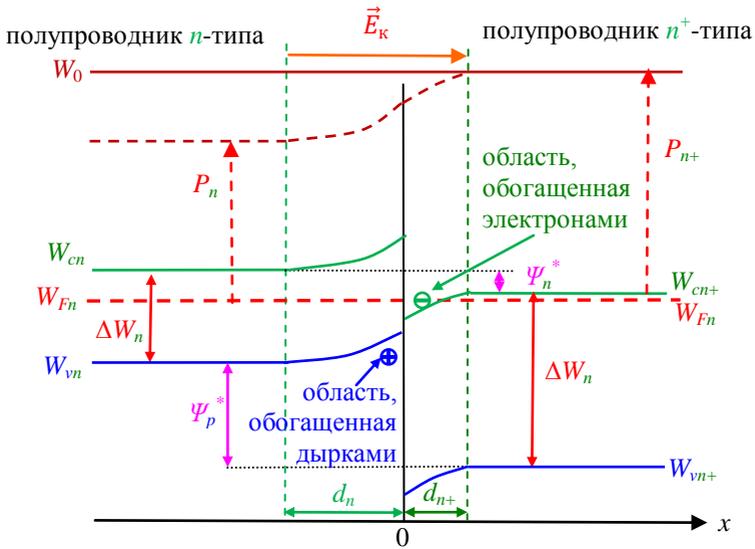


Рис.6.11. Зонная диаграмма омического изотипного $P_n < P_{n^+}$, $\Delta W_n < \Delta W_{n^+}$ гетероперехода $n-n^+$ — эмиттера электронов — в состоянии термодинамического равновесия

Глава 7. КОНТАКТЫ МЕТАЛЛ–ПОЛУПРОВОДНИК

Контакты металл–полупроводник широко используются на практике. Это связано с двумя их характерными особенностями:

1. В связи с тем, что металл и полупроводник обладают различными электрофизическими свойствами: диэлектрической проницаемостью ε , шириной запрещенной зоны ΔW (у металла ее нет, а у полупроводника она есть), внешней $P_M \neq P_C$ и термодинамической $P_{FM} \neq P_{FC}$ работами выхода, контакт между ними в отличие от p – n -перехода может быть как выпрямляющим, так и невыпрямляющим – омическим.

2. Проводимость в контактах металл–полупроводник осуществляется носителями одного знака (монополярная проводимость), отсутствуют инжекция и накопление неосновных носителей заряда, вследствие чего диффузионная емкость контакта равна нулю.

Впервые теория контакта металл–полупроводник была разработана немецким физиком Шоттки. В связи с этим потенциальный барьер, возникающий в выпрямляющем контакте полупроводника с металлом, называют *барьером Шоттки*.

Выпрямляющие контакты используют для изготовления диодов (диоды Шоттки), способных выполнять различные функции в широком диапазоне частот, а с помощью омических контактов кристаллы полупроводниковых приборов подключаются к внешней электрической цепи.

7.1. Выпрямляющие контакты металл–полупроводник

На рис.7.1 построена энергетическая диаграмма для выпрямляющего контакта металл – широкозонный ($\Delta W > 1\text{эВ}$) электронный полупроводник, когда термодинамическая работа выхода $P_{FM} > P_{Fn}$. После контакта между полупроводником и металлом возникают два диффузионных потока электронов: из полупроводника в металл I_{p-m} и из металла в полупроводник I_{m-p} . При этом наибольший поток будет направлен из полупроводника в металл, т.к. работа выхода электронов из полупроводника P_n меньше, чем P_m из металла. В результате поверхность металла будет заряжаться отрицательно, а поверхность полупроводника – положительно. Между металлом и полупроводником возник-

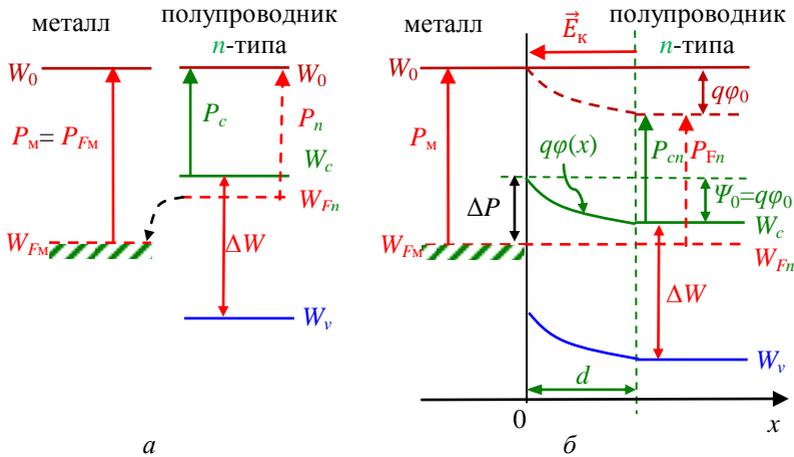


Рис. 7.1. Зонные диаграммы: *a* – металла и полупроводника $P_{FМ} > P_{Fn}$ до образования контакта; *б* – выпрямляющего контакта металл–полупроводник в состоянии термодинамического равновесия

нут контактная разность потенциалов ϕ_0 и электрическое поле \vec{E} , вектор напряженности которого направлен от полупроводника *n*-типа к металлу. Электрическое поле препятствует диффузии электронов из полупроводника в металл.

Появление контактной разности потенциалов приводит к увеличению работы выхода из полупроводника в металл на величину $\Psi_0 = q\phi_0$. В состоянии термодинамического равновесия уровень Ферми в полупроводнике совпадает с уровнем Ферми в металле. Величина Ψ_0 , соответствующая равновесному состоянию, определяется как разность термодинамических работ выхода

$$\Psi_0 = q\phi_0 = P_{FМ} - P_{Fn}. \quad (7.1)$$

В поверхностном слое полупроводника шириной d образуется запорный (обедненный) слой с повышенным сопротивлением, в котором мало свободных электронов, а положительный заряд обусловлен наличием ионизированных атомов донорной примеси. В пределах этой области d происходит изменение потенциала ϕ полупроводника (плавная кривая $q\phi(x)$ на рис. 7.1, б). Откладывая от уровня $q\phi(x)$ отрезки P_{cn} , равные внешней работе выхода, получим кривую W_c , изображающую энергию дна зоны

проводимости. В обедненном слое границы энергетических зон полупроводника изгибаются вверх (рис.7.1,б).

Если в глубине полупроводника уровень дна зоны проводимости

$$W_c = W_0 - q\varphi_0 - P_{cn},$$

то у поверхности контакта

$$W_c(0) = W_0 - P_{cn} = W_c + q\varphi_0. \quad (7.2)$$

Равновесная концентрация электронов проводимости в глубине полупроводника $n_0 = N_d$ связана с положением уровня Ферми соотношением (1.17)

$$n_0 = N_c \exp \left[-\frac{W_c - W_F}{kT} \right]. \quad (7.3)$$

По мере приближения к контакту концентрация свободных электронов в полупроводнике убывает и у поверхности контакта равна

$$n_s = N_c \exp \left[-\frac{W_c(0) - W_F}{kT} \right],$$

$$n_s = n_0 \exp \left[-\frac{q\varphi_0}{kT} \right]. \quad (7.4)$$

Обычно контактная разность потенциалов лежит в интервале $\varphi_0 = 0,3 \div 1$ эВ, поэтому при $kT \approx 25$ мэВ ($T = 300\text{К}$) можно

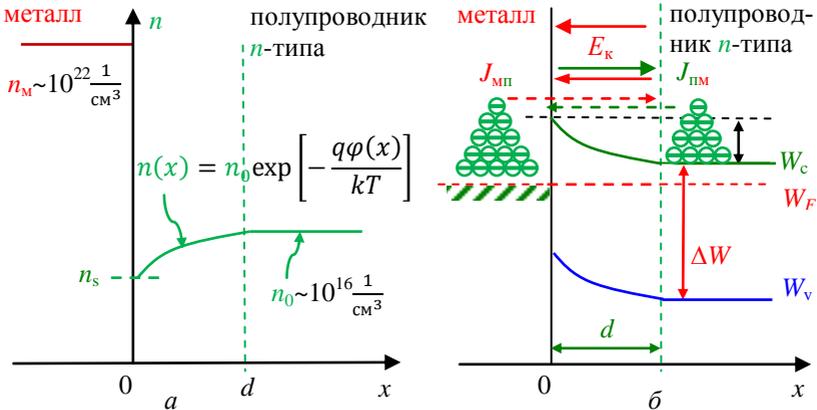


Рис.7.2. Контакт металл–полупроводник в состоянии термодинамического равновесия: а – распределение концентрации электронов, б – протекающие токи

считать, что во всей обедненной области от 0 до d концентрация свободных электронов практически равна нулю:

$$n(0) \approx n(d) \approx n_s \approx 0$$

и объемный положительный заряд доноров $Q_d = \text{const}$. Поверхностная плотность объемного заряда подсчитывается так же, как для резкого p - n -перехода $Q = qN_d d$, а ширина обедненного слоя и величина барьерной емкости могут быть определены по формулам (3.25) и (4.5).

На рис.7.2,а представлено распределение концентрации электронов в выпрямляющем контакте металл-полупроводник в состоянии термодинамического равновесия. Концентрация электронов в металле $n_m \sim 10^{22} \frac{1}{\text{см}^3}$, в полупроводнике n -типа $n_0 \approx N_d \sim 10^{16} \frac{1}{\text{см}^3}$. В интервале от d до 0 концентрация $n(x)$ экспоненциально убывает от n_0 до n_s (7.4).

Потенциальный барьер для электронов, переходящих из металла в полупроводник, равен разности внешних работ выхода электронов из металла и полупроводника:

$$\Delta P = P_m - P_c.$$

Потенциальный барьер для электронов, переходящих из полупроводника в металл, равен разности термодинамических работ выхода

$$\Psi_0 = q\varphi_0 = P_{Fm} - P_{Fn}.$$

В состоянии равновесия поток электронов из металла в полупроводник равен встречному потоку электронов из полупроводника в металл (рис.7,2,б).

Введем J_s как равновесную плотность тока, создаваемого равновесными плотностями электронных потоков $J_{мп}$ и $J_{пм}$. Плотность тока эмиссии электронов из металла в полупроводник (Ge, Si, GaAs) описывается выражением, аналогичным выражению для плотности тока эмиссии из металла в вакуум (тока эмиссии вакуумного диода)

$$J_{мп} = J_s = RT^2 \exp\left(-\frac{\Delta P}{kT}\right), \quad (7.5)$$

где $R \sim 10^5$ А/кг – постоянная Ричардсона, $\Delta P = P_m - P_c$ – внешняя работа выхода из металла в полупроводник.

В состоянии термодинамического равновесия, когда внешнее напряжение равно нулю, ток $J_{\text{мп}}$ уравнивается потоком электронов из полупроводника в металл:

$$J_{\text{пм}} = J_s = \frac{1}{2} q n_s \langle v_n \rangle, \quad (7.6)$$

где n_s – концентрация (7.4), $\langle v_n \rangle$ – средняя скорость теплового движения электронов в полупроводнике у поверхности контакта:

$$\langle v_n \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m^*}}$$

Результирующий ток через контакт равен нулю: $J_{\text{мп}} - J_{\text{пм}} = 0$ (рис.7.2,б).

Подставив (7.4) в (7.6) получим

$$J_{\text{пм}} = J_s = \frac{1}{4} q \langle v_n \rangle n_0 \exp\left(-\frac{q\phi_0}{kT}\right). \quad (7.7)$$

7.2. Вольт-амперная характеристика контакта металл-полупроводник

Приложим к контакту внешнее напряжение U в направлении, совпадающем с контактной разностью потенциалов ϕ_0 : “плюсом” к полупроводнику, “минусом” к металлу (рис.7.3,а). Потенциал полупроводника повысится относительно металла и энергетические уровни в полупроводнике сместятся вниз относительно начальных положений. При этом повысится потенци-

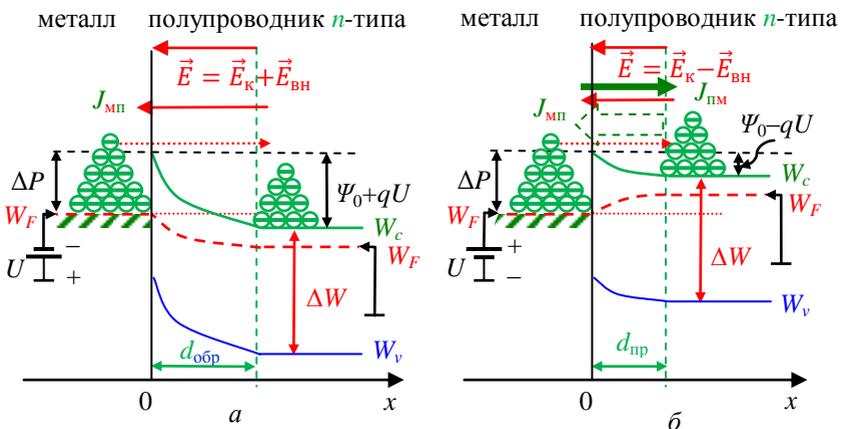


Рис.7.3. Зонная диаграмма выпрямляющего контакта металл-полупроводник, смещенного в направлении: а – обратном, б – прямом

альный барьер для электронов, переходящих из полупроводника в металл,

$$q\varphi_{\text{пм}} = q\varphi_0 - qU \quad \text{при } U < 0,$$

и увеличится толщина обедненного слоя

$$d_{\text{обп}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 q(\varphi_0 - U)}{q^2 N_d}}.$$

Внешнее напряжение, приложение которого приводит к повышению потенциальных барьеров, называют *запирающим напряжением*, или *напряжением обратного смещения*.

Электронам проводимости в металле, чтобы попасть в зону проводимости полупроводника, необходимо преодолеть потенциальный барьер $\Delta P = P_M - P_C$ (см.рис.7.1,в). Высота этого барьера зависит только от внешней работы выхода из металла P_M и полупроводника P_C . Поскольку P_M и P_C являются параметрами материала, ток (7.5), связанный с переходом электронов из металла в полупроводник, не зависит от внешнего напряжения и является величиной постоянной: $J_{\text{мп}} = J_s = \text{const}$.

С другой стороны, плотность тока (7.7), создаваемого потоком электронов из полупроводника в металл, уменьшится, поскольку высота барьера для электронов зоны проводимости возрастает и становится равной $(q\varphi_0 + qU)$:

$$J_{\text{пм}} = \frac{1}{4} q \langle v_n \rangle n_0 \exp\left(-\frac{q\varphi_0 - qU}{kT}\right) = J_s \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \quad (7.8)$$

при $U < 0$.

Результирующая плотность тока, текущего в обратном направлении,

$$J_{\text{обр}} = J_{\text{пм}} - J_{\text{мп}} = J_s \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - J_s, \\ J_{\text{обр}} = J_s \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad \text{при } U < 0. \quad (7.9)$$

Уже при незначительных обратных напряжениях обратный ток через контакт будет в основном определяться потоком электронов из металла в полупроводник и быстро стремиться к предельному значению $J_{\text{обр}} = -J_s$. Плотность тока J_s называют *плотностью тока насыщения*.

Если к контакту металл–полупроводник подключить внешний источник напряжения в прямом направлении ($U > 0$): мину-

сом к полупроводнику, а плюсом к металлу, то высота потенциального барьера для электронов проводимости полупроводника уменьшится и станет равной $(\Psi_0 - qU)$ (рис.7.3,б). Уменьшение высоты барьера приведет к нарушению термодинамического равновесия. В результате электроны полупроводника начнут переходить в металл, создавая при этом ток $I_{\text{пм}}$:

$$J_{\text{пм}} = \frac{1}{4} q \langle v_n \rangle n_0 \exp\left(-\frac{q\varphi_0 - qU}{kT}\right) = J_s \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \quad (\text{при } U > 0).$$

При этом высота потенциального барьера для электронов, переходящих из металла в полупроводник, не изменилась. Плотность тока $J_{\text{мп}}$ остается равной J_s . Поэтому через контакт металл–полупроводник, смещенный в прямом направлении, протекает ток плотностью

$$\begin{aligned} J_{\text{пр}} &= J_{\text{пм}} - J_{\text{мп}} = J_s \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right], \\ J_{\text{пр}} &= J_s \left(\exp\frac{U}{\varphi_T} - 1 \right) \quad \text{при } U > 0, \end{aligned} \quad (7.10)$$

где $\varphi_T = \frac{kT}{q} \approx 25$ мВ – термический потенциал.

При протекании прямого тока происходит инжекция электронов из полупроводника в металл. Количество инжектированных электронов много меньше равновесной концентрации электронов в металле n_m . Поэтому накопления электронов вблизи контакта металл–полупроводник не происходит и диффузионная емкость практически равна нулю. Таким образом, приборы, содержащие контакт металл–полупроводник, оказываются более высокочастотными по сравнению с приборами на основе невырожденных p – n -переходов.

Полученные выражения (7.9) и (7.10) совпадают с формулой ВАХ идеального p – n -перехода (3.32). Однако выражение для обратного тока насыщения (7.8)

$$J_{\text{мп}} = RT^2 \exp\left(-\frac{\Delta P}{kT}\right)$$

отличается от выражения для обратного тока насыщения идеального p – n -перехода (3.33)

$$J_0 = \frac{qD_p P_n}{L_p} + \frac{qD_n n_p}{L_n}$$

не только количественно, но и по физическому смыслу. В p - n -переходе обратный ток связан с экстракцией неосновных носителей, а в контакте металл–полупроводник – с инъекцией основных носителей из металла в полупроводник.

Вольт-амперная характеристика перехода металл–полупроводник приведена на рис.7.4. Из рисунка видно, что контакт полупроводника с металлом действительно обладает

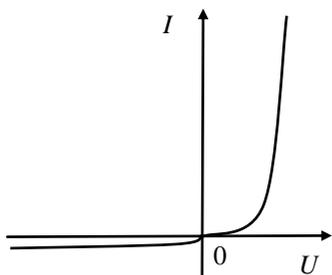


Рис.7.4. ВАХ перехода металл–полупроводник

выпрямляющим действием: он пропускает ток в прямом направлении и почти не пропускает в обратном. Отношение силы тока, текущего в прямом направлении, к силе тока, текущего в обратном направлении при одной и той же разности потенциалов, называют *коэффициентом выпрямления*. Для контактов металл–полупроводник его величина достигает десятков и сотен тысяч единиц.

7.3. Омические (невыпрямляющие) контакты металл–полупроводник

С помощью омических контактов происходит электрическое соединение кристаллов полупроводников с металлическими проводниками. От качества этих контактов в значительной степени зависят параметры и характеристики полупроводниковых приборов, а также их надежность и срок службы. Основные требования к омическим контактам:

- 1) при прямом смещении они должны обеспечивать инъекцию основных носителей в полупроводник;
- 2) при обратном смещении – препятствовать инъекции неосновных носителей в полупроводник;
- 3) иметь минимальное электрическое сопротивление;
- 4) иметь линейную вольт-амперную характеристику (ВАХ).

Эти условия выполняются при правильном подборе пары металл – полупроводник. Зонная диаграмма **контакта металл – полупроводник n -типа** приведена на рис.7.5. Для этой пары должно выполняться соотношение $P_{FM} < P_{Fn}$, где P_{FM} – термоди-

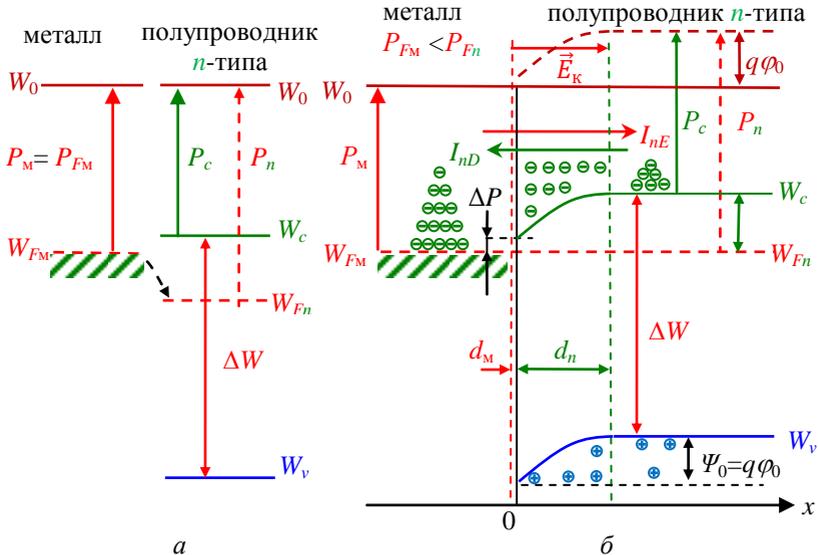


Рис.7.5. Зонные диаграммы: *a* – металла и полупроводника $P_{FM} < P_{Fn}$ до образования контакта, *б* – омического контакта металл – полупроводник *n*-типа в состоянии термодинамического равновесия

налическая работа выхода электрона из металла, а P_{Fn} – из полупроводника *n*-типа. В такой паре работа выхода электронов из металла в полупроводник $P_{FM} - P_{Fn} < 0$ и при установлении термодинамического равновесия часть электронов из металла перетекает в полупроводник. Уровни Ферми W_F в металле и полупроводнике выравниваются. Вблизи металлургической границы со стороны металла возникает тонкий слой d_M , обедненный электронами (т.е. заряженный положительно), а со стороны полупроводника – слой d_n , обогащенный электронами. Между металлом и полупроводником устанавливается контактная разность потенциалов ϕ_0 .

Контактное электрическое поле \vec{E}_k направлено из металла в полупроводник. Оно способствует электрическому дрейфу основных носителей – электронов – из полупроводника в металл и препятствует дрейфу неосновных носителей – дырок. В состоянии термодинамического равновесия дрейфовая $I_{пм}$ и диффузионная $I_{мп}$, составляющие электронного тока через металлургическую границу, уравновешивают друг друга.

Большая концентрация электронов в области контакта обеспечивает его высокую проводимость при любой полярности внешнего напряжения смещения. В то же время потенциальный барьер $\Psi_0 = q\phi_0 = P_{Fn} - P_{Fm}$ препятствует инжекции неосновных носителей – дырок.

Зонная диаграмма полупроводника n -типа с двумя омическими контактами при внешнем смещении приведена на рис.7.6. Для омического контакта прямое смещение определяется преимущественным потоком электронов из металла в полупроводник, обратное смещение – из полупроводника в металл. Проводимость металлов на несколько порядков больше проводимости полупроводников, поэтому практически все напряжение U будет приложено к полупроводнику n -типа, потенциал вдоль него изменяется линейно, также линейно изменяются уровень дна зоны проводимости и уровень Ферми. Левый омический контакт на рис.7.6 является прямосмещенным. Его толщина $d_{пр}$ становится меньше d_n , и через небольшой “горбик” электроны из металла инжектируются в полупроводник n -типа, затем дрейфуют под действием поля $\vec{E}_{п}$, достигают обогащенной электронами зоны правого обратносмещенного контакта и через металлургическую границу попадают (стекают) в правый металлический контакт, откуда уходят во внешнюю цепь. Неосновные носители

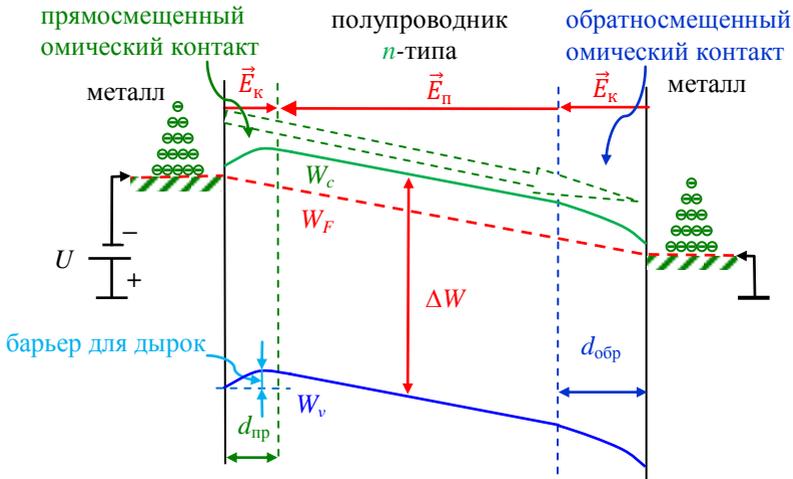


Рис.7.6. Зонная диаграмма полупроводника n -типа с двумя омическими контактами при внешнем смещении

(дырки) практически не участвуют в проводимости полупроводника по причине их малой концентрации.

Зонная диаграмма контакта металл–полупроводник *p*-типа в состоянии термодинамического равновесия приведена на рис.7.7. Для этой пары должно соблюдаться условие $P_{F_M} > P_{F_p}$,

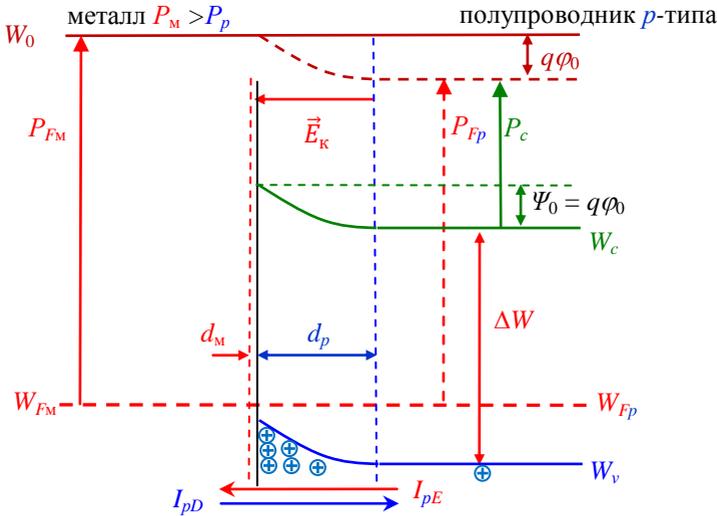


Рис.7.7. Зонная диаграмма омического контакта металл–полупроводник *p*-типа $P_{F_M} > P_{F_p}$ в состоянии термодинамического равновесия

тогда при установлении термодинамического равновесия \vec{E}_k направлено из полупроводника в металл, вблизи металлургической границы возникает обогащенная дырками область, а основные носители – электроны – находятся в потенциальной яме глубиной $\Psi_0 = q\phi_0 = P_{F_M} - P_{F_p}$ и не могут инжектироваться в металл. Происходит интенсивный обмен электронами между металлом и полупроводником. Электроны из зоны проводимости металла рекомбинируют с дырками в валентной зоне полупроводника. Электроны из валентной зоны полупроводника переходят в металл с образованием новых дырок.

Вольт-амперная характеристика омического контакта металл–полупроводник приведена на рис.7.8. Характеристика яв-

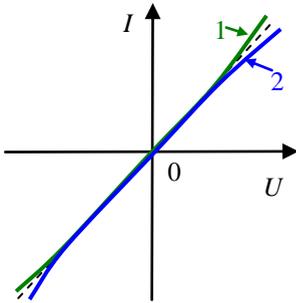


Рис.7.8. ВАХ омического контакта металл-полупроводник: 1 – n -типа, 2 – p -типа

ляется линейной, небольшие нелинейности возникают при больших прямых и обратных напряжениях.

Рассмотренные характеристики контакта металл–полупроводник являются идеализированными. Изготовить такой контакт – сложная технологическая задача. В первую очередь это относится к состоянию поверхностей металла и полупроводника в месте контакта. На поверхности всегда имеются неоднородности кристаллической решетки, чужеродные атомы, адсорбированные молекулы воды или кислорода, которые могут играть роль доноров или акцепторов.

Напыление или наплавление металла, сваривание, спаивание производятся при высоких температурах, при которых атомы металла могут диффундировать в кристалл полупроводника.

По этой причине в контактах металл–полупроводник, как правило, образуется p – n -переход, в котором осуществляется инжекция неосновных носителей. Так, например, устроен точечный диод, в котором используется p – n -переход, возникающий во время сварки тонкой металлической иглы с кристаллом полупроводника.

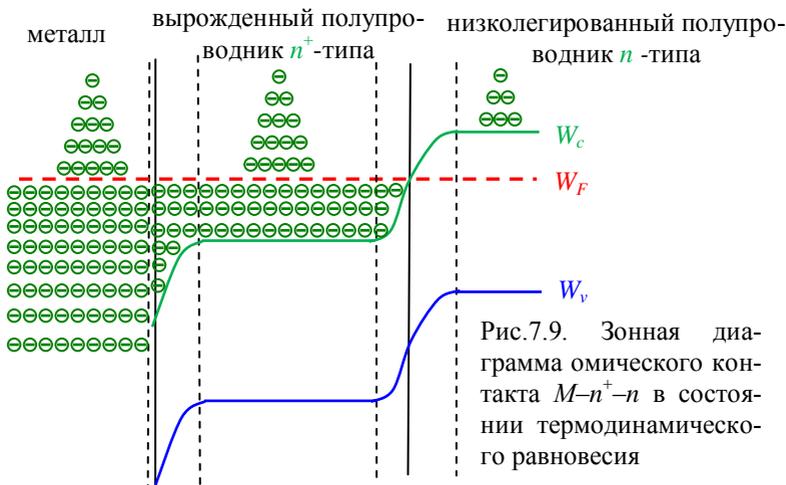


Рис.7.9. Зонная диаграмма омического контакта M – n^+ – n в состоянии термодинамического равновесия

Для устранения этих недостатков создаются омические $M-n^+-n$ или $M-p^+-p$ контакты. Зонная диаграмма контакта $M-n^+-n$ в состоянии термодинамического равновесия приведена на рис.7.9. В связи с тем, что металл контактирует с вырожденным полупроводником n^+ -типа, поверхностные дефекты не оказывают существенного влияния на качество контакта, а граница раздела вырожденный полупроводник n^+ – низколегированный полупроводник n -типа находится в глубине монокристалла, где концентрация примесей и дефектов меньше, чем на поверхности. Аналогично изготавливают контакт $M-p^+-p$.

7.4. Образование инверсного слоя в барьерах Шоттки

На рис.7.10 представлена энергетическая диаграмма для выпрямляющего контакта металл – узкозонный ($\Delta W < 1$ эВ) электронный полупроводник, когда $P_m > P_n$. В состоянии термодинамического равновесия неосновные носители (дырки в полупроводнике n -типа) скапливаются на границе с металлом. В точке x_i концентрация электронов становится равной концентрации дырок и полупроводник n -типа превращается в собственный полупроводник (i -типа). Если концентрация дырок p превышает концентрацию электронов n , то в плоскости контакта образуется слой с инверсным типом проводимости. Таким образом на пути токов появляется дополнительный $p-n$ -переход, что сильно изменяет электрические свойства контакта металл-полупроводник.

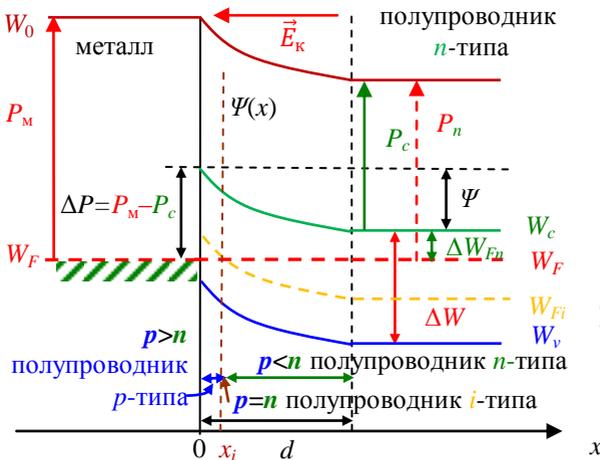


Рис.7.10. Образование слоя с инверсной проводимостью в контакте металл-полупроводник

Глава 8. ВИДЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ

8.1. Полупроводниковые диоды

Диодом называют полупроводниковый прибор, который содержит один или несколько электрических переходов и два вывода для подключения к внешней цепи. Принцип работы диодов основан на использовании электрических свойств электронно-дырочного перехода, контакта металл – полупроводник или гетероперехода. Полупроводниковый диод как элемент цепи является нелинейным двухполюсником. Он выполняет функцию преобразования сигналов (выпрямление, детектирование, коммутация, умножение частоты и др.).

В условном графическом обозначении (рис.8.1) на электрических схемах треугольник соответствует аноду диода, черточка – катоду. Прямой ток через диод проходит тогда, когда анод имеет положительный потенциал относительно катода.

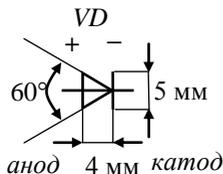


Рис.8.1. Условное графическое обозначение диода на электрических схемах

В диоде с $p-n$ -переходом кроме выпрямляющего перехода должно быть два невыпрямляющих (омических) перехода металл–полупроводник, через которые p - и n -области диода соединены с электрическими выводами. В диоде с переходом Шоттки имеется один омический переход.

Обычно $p-n$ -переход создают на основе монокристалла кремния или германия (Si и Ge – элементы IV группы), внедряя акцепторные (элементы III группы: индий, галлий, алюминий, бор) и донорные (элементы V группы: сурьма, фосфор, мышьяк) примеси. Если концентрации акцепторных N_a и донорных N_d примесей равны, то $p-n$ -переход называется симметричным.

Для изготовления полупроводниковых диодов, как правило, используют несимметричные $p-n$ -переходы. В них имеется низкоомная область эмиттера с большой концентрацией атомов примеси $N = 10^{17} \div 10^{19} \frac{1}{\text{см}^3}$ и высокоомная область базы с низкой концентрацией атомов примеси $N = 10^{14} \div 10^{15} \frac{1}{\text{см}^3}$.

Концентрация примесей на границе полупроводников p - и n -типов может изменяться скачкообразно или плавно, соответственно такие типы p - n -переходов называются резкими или плавными.

Диоды изготавливаются в металлокерамическом, керамическом, металлостеклянном, стеклянном, металлопластмассовом или пластмассовом корпусе с гибкими или жесткими выводами, а также на керамических кристаллодержателях в бескорпусном исполнении. Корпус защищает электрический переход диода от механического разрушения и вредных факторов окружающей среды.

8.2. Выпрямительные плоскостные низкочастотные диоды

Выпрямительные диоды предназначены для преобразования переменного тока в постоянный. При преобразовании промышленного переменного тока рабочая частота составляет 50 Гц, а верхняя граница частот, так называемая предельная частота выпрямительных диодов, как правило, не превышает 20 кГц.

Для характеристики выпрямительных диодов используют следующие параметры:

- максимально допустимое постоянное обратное напряжение $U_{обр.маx}$ – напряжение, которое может быть приложено к диоду длительное время без нарушения его работоспособности;
- максимально допустимый постоянный прямой ток $I_{пр.маx}$;
- постоянное прямое напряжение $U_{пр}$ при заданном прямом токе $I_{пр} = I_{пр.маx}$;
- максимальный обратный ток $I_{обр.маx}$ – обратный ток диода при приложении к нему напряжения $U_{обр.маx}$;
- частота без снижения режимов – верхнее значение частоты, при которой обеспечиваются заданные параметры диода.

В параметры диодов входят также диапазон температуры окружающей среды (для кремниевых диодов обычно от -60 до $+125$ °С) и максимальная температура корпуса.

Таблица 8.1. Основные параметры выпрямительных диодов, изготовленных из различных материалов

Параметры	Ge	Si	GaAs
$J_{\text{пр.мах}}, \text{А/см}^2$	100	200	100
$U_{\text{пр}}, \text{В}$	0,3 ÷ 0,5	0,7 ÷ 1,2	1 ÷ 3
$U_{\text{обр.мах}}, \text{В}$	до сотен ВОЛЬТ	до единиц КИЛОВОЛЬТ	до сотен ВОЛЬТ
$I_{\text{обр.мах}}, \text{МА}$	не более 0,2	не более 0,01	не более 0,01
$t, \text{°С}$	до +75	-60 ÷ +125	до +250

Кремниевые плоскостные выпрямительные диоды изготавливают по сплавной или диффузионной технологии. Сплавной метод (см. рис.2.6) технологически простой, но позволяет получать переходы с ограниченной площадью. Мощные диоды с большой площадью переходов изготавливают методом диффузии (см. рис.2.8). Переходы получают путем диффузии фосфора в кристалл кремния p -типа или диффузией бора в кристалл n -типа.

При протекании прямого тока в базе мощного диода происходит выделение большого количества тепла:

$$Q = Q_{\text{рек}} + I_{\text{пр}}^2 r_{\text{б}} = I_{\text{пр}} U_{\text{пр}},$$

где $Q_{\text{рек}} \approx I \varphi_0$ – энергия, выделяемая при рекомбинации инжектированных носителей в базу диода, $r_{\text{б}}$ – объемное сопротивление базы.

Для уменьшения объемного сопротивления $r_{\text{б}}$ нужно увеличить степень легирования базы. Однако увеличение концентрации примесей приводит к уменьшению толщины p - n -перехода (см. формулу (3.12)) и снижению напряжения лавинного пробоя. Выход из этого противоречия состоит в изготовлении плоского перехода структуры p^+n-n^+ (или n^+p-p^+) с двухслойной базой.

На пластину низкоомного полупроводника n^+ -типа наращивается эпитаксиальный слой низколегированного полупроводника n -типа. Эмиттерный переход создается в эпитаксиальном слое методом диффузии акцепторной примеси с высокой концентрацией (рис.8.2,а).



Рис.8.2. Структура p^+n-n^+ -диода с базой n -типа: *a* – эпитаксиально-диффузионного; *б* – мезадиффузионного

Пробой плоскостных диодов обычно происходит по поверхности, на которой много дефектов и примесей. В высоковольтных выпрямительных диодах для увеличения $U_{обр.макс}$ проводят травление боковой поверхности кристалла диода, как показано на рис.8.2,б. При этом толщина $p-n$ -перехода вблизи поверхности увеличивается, а концентрация примесей и дефектов на поверхности уменьшается, что увеличивает напряжение пробоя.

При необходимости работы при повышенных температурах (до 250 °С) используют выпрямительные диоды на основе GaAs. Для выпрямления напряжений меньше 1,5 В следует использо-

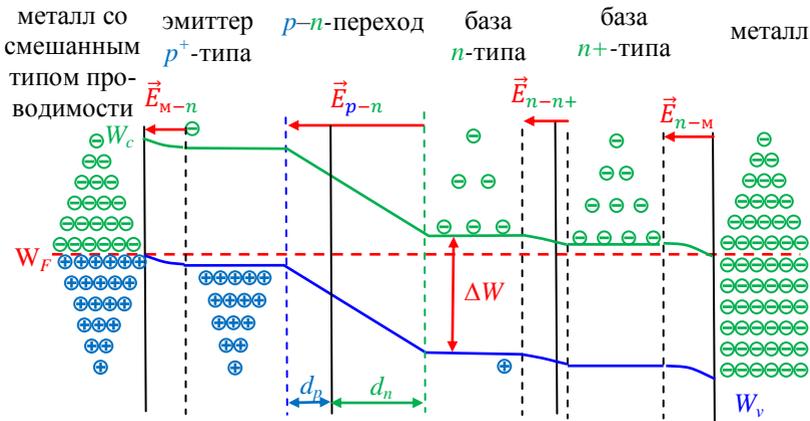
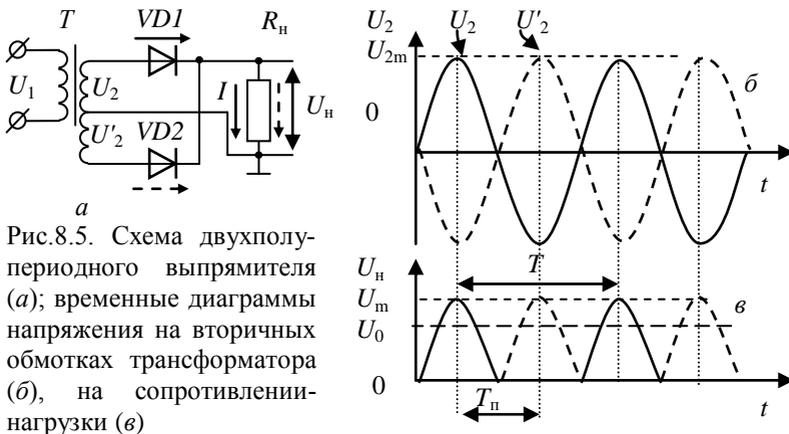
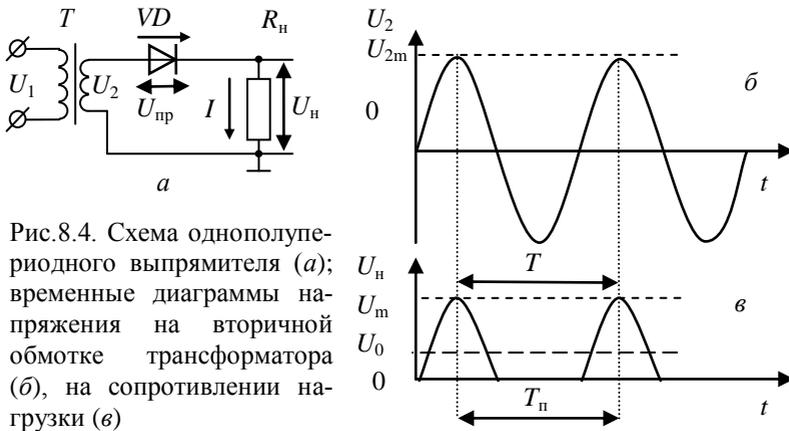


Рис.8.3. Зонная диаграмма выпрямительного диода p^+n-n^+ -типа с металлическими электродами

вать германиевые выпрямительные диоды с малым прямым падением напряжения.

Зонная диаграмма плоскостного выпрямляющего диода $p^+ - n - n^+$ -типа с металлическими электродами приведена на рис.8.3. Для напыления электрода эмиттера p -типа используют металл со смешанным типом проводимости.

Включение выпрямительных диодов в однополупериодные, двухполупериодные и мостовые схемы выпрямителей показано на рис.8.4–8.6. На рисунках также представлены временные диаграммы напряжений на вторичной обмотке трансформатора и на сопротивлении нагрузки.



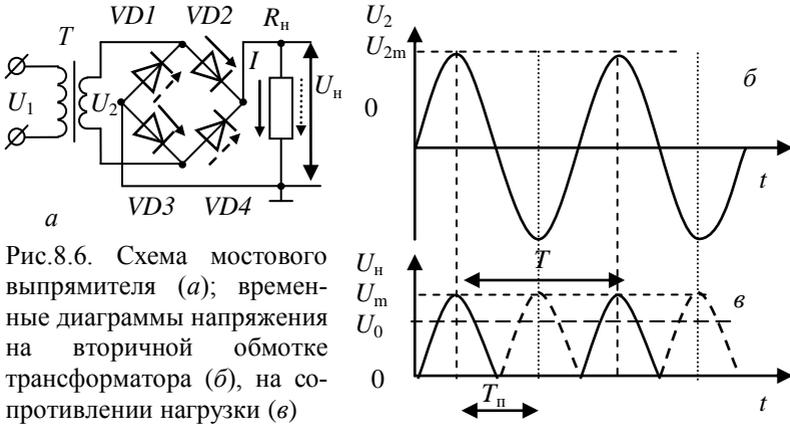


Рис.8.6. Схема мостового выпрямителя (а); временные диаграммы напряжения на вторичной обмотке трансформатора (б), на сопротивлении нагрузки (в)

8.3. Импульсные и высокочастотные диоды

Основное назначение импульсных диодов – коммутация импульсных сигналов малой длительности и высокой частоты следования. В радиотехнике импульсные диоды применяют для детектирования высокочастотных сигналов. В большинстве случаев это маломощные диоды, рассчитанные на прямые токи до 100 мА и обратные напряжения до 100 В.

Основное требование к импульсным диодам – малое время восстановления обратного сопротивления после прохождения импульса прямого тока или прямого полупериода ВЧ напряжения (рис.8.7). По этому параметру импульсные диоды разделены на шесть групп: более 500 нс, 150÷500, 30÷150, 5÷30, 1÷5 и менее 1 нс.

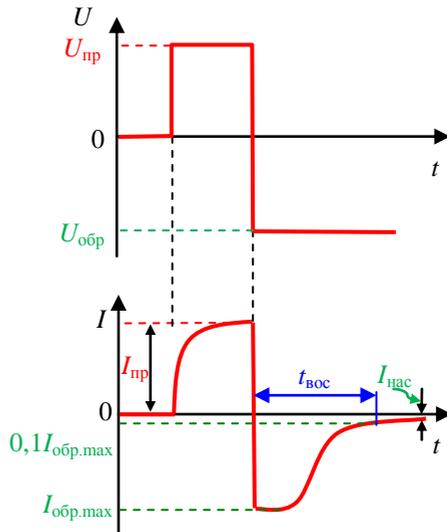


Рис.8.7. Временные зависимости токов и напряжений импульсного диода

Значение $t_{\text{вос}}$ зависит от структуры диода, времени жизни неосновных носителей в базе и величины накопленного в базе заряда. Основной путь снижения $t_{\text{вос}}$ — уменьшение барьерной и диффузионной емкостей p – n -перехода и уменьшение времени жизни неосновных носителей в базе. Для этого в кремний вводят примесь золота, создающую в запрещенной зоне энергетические уровни рекомбинационных ловушек.

По технологии изготовления электрических переходов различают диоды точечные, микросплавные, мезадиффузионные, эпитаксиально-планарные и др.

У *точечных диодов* переход образован контактом металлической иглы из вольфрама с примесью индия с кристаллом кремния или германия n -типа. При пропускании импульса тока происходит разогрев области контакта и индий диффундирует из острия в полупроводник. На границе раздела p - и n -областей образуется полусферический p – n -переход диаметром порядка 10 мкм.

Время переходного процесса определяется временем перезаряда емкости p – n -перехода $C_{\text{пер}} = C_{\text{бар}} + C_{\text{диф}}$ через сопротивление базы $r_{\text{б}}$:

$$\tau = C_{\text{пер}} \cdot r_{\text{б}}. \quad (8.1)$$

Барьерная емкость точечного p – n -перехода $C_{\text{бар}} \sim a^2$ мала в связи с малой площадью перехода (рис.8.8). Особенностью точечных диодов является большое сопротивление базы, которое определяется сопротивлением области полупроводника, расположенной вблизи точечного p – n -перехода.

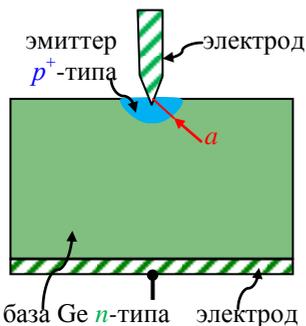


Рис.8.8. Структура точечного диода

Электрический переход *микросплавных диодов* формируется методом микровсплавления в кристалл кремния n -типа кончика тонкой алюминиевой проволоочки (или вплавления в кристалл германия n -типа тонкой золотой проволоочки с присадкой галлия на конце) при пропускании мощного короткого импульса тока. В месте сплава формируется тонкий обогащенный алюминием рекри-

сталлизованный слой кремния с проводимостью p -типа. Между слоем p -типа (толщиной в несколько микрометров) и монокристаллом кремния n -типа возникает p - n -переход. У микросплавных диодов образуется несколько больший по площади p - n -переход, чем у точечных.

Для уменьшения барьерной емкости p - n -перехода в высокочастотных диффузионных диодах часто используется *мезаструктура* (рис.8.9), получаемая методом глубокого химического травления поверхности кристалла. p - n -переход остается только на небольшом участке кристалла под омическим контактом. Участки возвышаются над поверхностью в виде стола (по-испански – меза). Диаметр p - n -перехода после травления уменьшается до нескольких десятков микрометров.

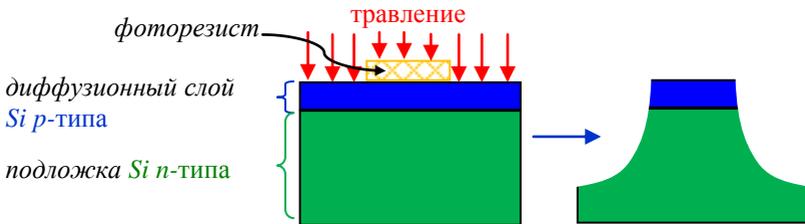


Рис.8.9. Высокочастотный диффузионный диод с мезаструктурой

На рис. 8.10 показана схема технологического процесса изготовления *планарного перехода* в эпитаксиальном слое. Эпитаксиальную пленку окисляют, и на ее поверхности образуется слой двуоксида кремния толщиной порядка 1 мкм. Затем наносят слой фоточувствительного материала – *фоторезиста*. При освещении фоторезиста ультрафиолетовым светом через маску (*фотошаблон*) экспонированные участки полимеризуются. После растворения неэкспонированных участков фоторезиста в пленке окисла протравливают окна заданной конфигурации и размеров. Диаметр окна при изготовлении приборов СВЧ составляет от нескольких микрометров до десятых долей миллиметра. Затем через окна проводят локальную диффузию галлия или бора для формирования эмиттерной p^+ -области в эпитаксиальном слое Si n -типа. После этого осуществляется металлизация выводов от базовой и эмиттерной областей.

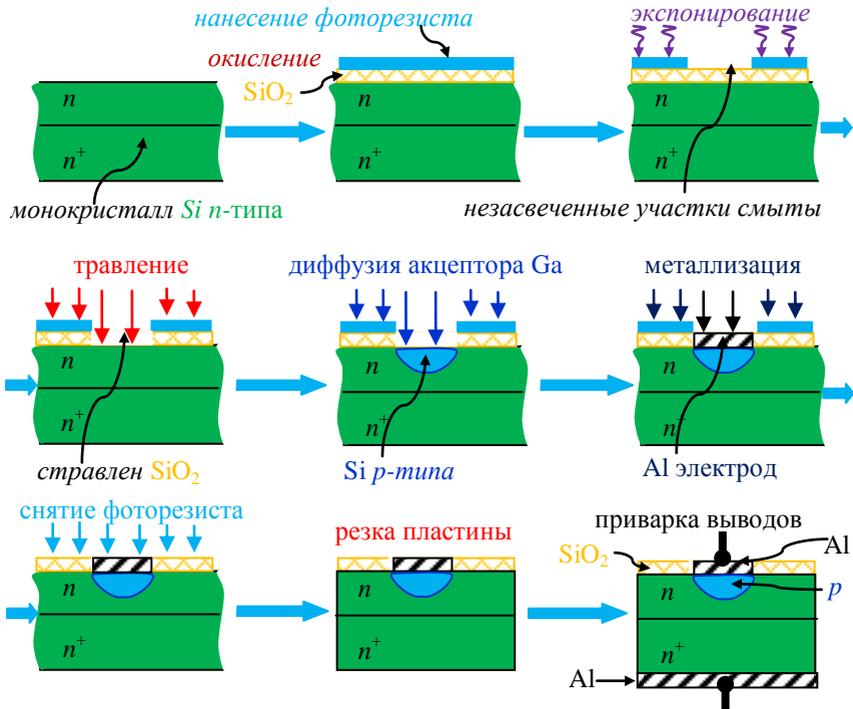


Рис. 8.10. Схема технологического процесса изготовления диффузионного планарного p - n -перехода в эпитаксиальном слое

Омические контакты могут быть многослойными, т. е. состоять из различных металлов. При изготовлении диодов по планарной технологии все выводы могут быть расположены в одной плоскости.

Для ускорения переходных процессов используют эмиттеры электронов, в базе диода создают встроенное электрическое поле за счет неравномерного легирования и вводят примеси меди или золота, уменьшающие время жизни неосновных носителей.

По планарной технологии на одной подложке получают от нескольких десятков до нескольких тысяч переходов. Для разделения пластин производят скрайбирование – нанесение сетки взаимно перпендикулярных рисок глубиной 10–15 мкм тонким алмазным резцом. Затем пластины раскалывают на отдельные

кристаллы (чипы). Применяется также резка пластин с помощью лазерного луча. Однако во время резки происходит плавление, испарение и разбрызгивание материала, в результате чего загрязняется поверхность кристаллов и ухудшаются параметры приборов.

8.4. Диоды с режимом восстановлением обратного сопротивления

В диоде с режимом восстановлением обратного сопротивления используется эффект накопления неосновных носителей заряда в базе для создания кратковременного импульса обратного тока (рис.8.11).

В переходных характеристиках этих диодов время высокой обратной проводимости t_1 существенно превышает время восстановления высокого обратного сопротивления t_2 . В результате чего форма импульса обратного тока приближается к прямоугольному импульсу (рис.8.11). В технической литературе диоды этого типа часто называют *диодами с накоплением заряда (ДНЗ)*.

ДНЗ изготавливают по эпитаксиально-диффузионной технологии. На низкоомную подложку p^+ -типа наращивается низколегированный слой p -типа (рис.8.12,а). Причем концентрация акцепторов в эпитаксиальном слое убывает в направлении к поверхности (рис.8.12,б). На поверхности эпитаксиального слоя путем диффузии донорной примеси создается тонкий высоколегированный слой n^+ -типа. Слой n^+ является эмиттером диода, а слои p - и p^+ – его базой.

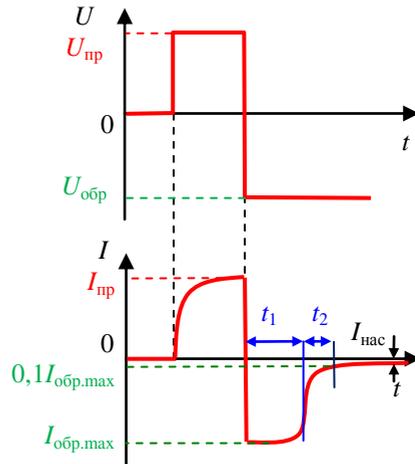


Рис.8.11. Временные зависимости токов и напряжений диода с режимом восстановлением обратного сопротивления

Вследствие градиента концентрации ионов акцепторов в эпитаксиальном слое базы возникает “встроенное” электрическое поле $\vec{E}_{\text{встр}}$. На рис. 8.12, в показана зонная диаграмма $p-n$ -перехода ДНЗ в состоянии термодинамического равновесия.

Приложение к диоду импульса прямого напряжения приво-

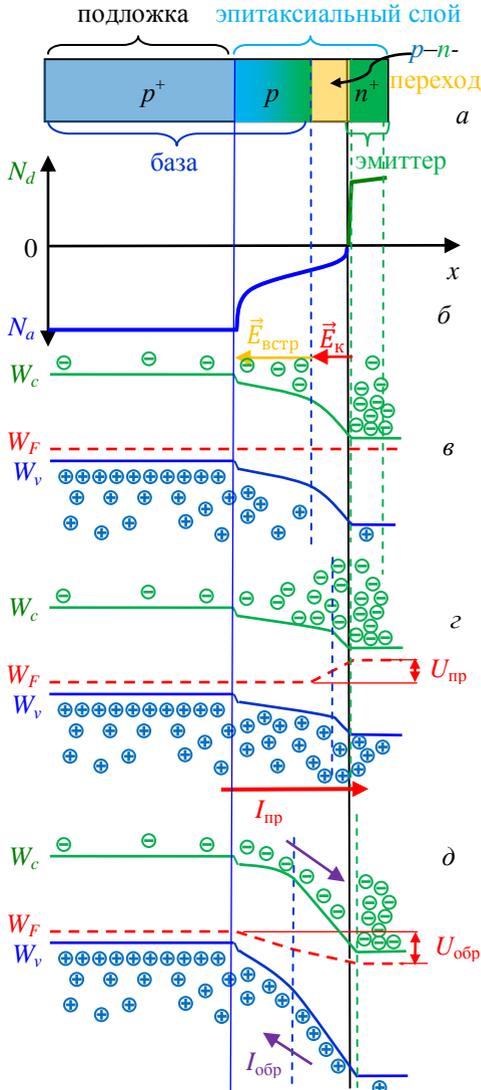


Рис.8.12. Диод с резким восстановлением обратного сопротивления:

a – структура диода; *б* – распределение концентрации донорных и акцепторных примесей; *в* – зонная диаграмма в состоянии термодинамического равновесия; *г* – зонная диаграмма при протекании импульса прямого тока; *д* – зонная диаграмма при формировании импульса обратного тока

дит к понижению потенциального барьера p - n -перехода (рис.8.12,з). Электроны из n^+ -эмиттера инжектируются в низколегированную область базы. Из p^+ -области туда же приходит такое же количество дырок. В p -области накапливаются объемные заряды носителей обоих знаков.

Между низкоомной подложкой и высокоомным эпитаксиальным слоем имеется потенциальный барьер, препятствующий дальнейшей диффузии электронов (неосновных носителей в базе) из p -слоя в p^+ -подложку.

При резком изменении полярности напряжения на диоде прекращается диффузия электронов в базу. К встроенному полю $\vec{E}_{\text{встр}}$ добавляется поле, созданное внешним источником напряжения. Благодаря большой напряженности поля в базе диода и в p - n -переходе электроны быстро перебрасываются в n^+ -область, а дырки в p^+ -область (рис.8.12,д). Возникает короткий импульс обратного тока большой амплитуды.

После окончания импульса длительности t_1 происходит восстановление высокого обратного сопротивления диода. За время t_2 обратный ток уменьшается от $I_{\text{обр.макс}}$ до $0,1 I_{\text{обр.макс}}$ (рис.8.11).

Время восстановления t_2 в ДНЗ существенно меньше времени t_1 благодаря созданию в базе высокой концентрации рекомбинационных ловушек при легировании базы примесями меди или золота.

Основное назначение ДНЗ – использование в схемах формирователей импульсов нано- и пикосекундной длительности большой амплитуды. Другая область применения – умножение частоты СВЧ-колебаний, поскольку короткий импульс содержит множество гармоник высшего порядка. Для работы с сигналами СВЧ стремятся сделать минимальной барьерную емкость, уменьшая площадь перехода, но при этом сохранить возможность накопления в базе значительного заряда.

8.5. Стабилитроны

Стабилитроном называется полупроводниковый кремниевый диод, предназначенный для стабилизации напряжения.

Стабилитроны работают в режиме лавинного или туннельного пробоя. До напряжения пробоя обратная ветвь вольт-

амперной характеристики стабилитрона ничем не отличается от обратной ветви ВАХ выпрямительного диода. В области электрического пробоя ВАХ идет почти параллельно оси токов (рис.8.13,а). Эту особенность ВАХ кремниевого $p-n$ -перехода в области пробоя используют для стабилизации или фиксации уровня напряжения в схемах. Отсюда другое название кремниевых стабилитронов – *опорные диоды*.

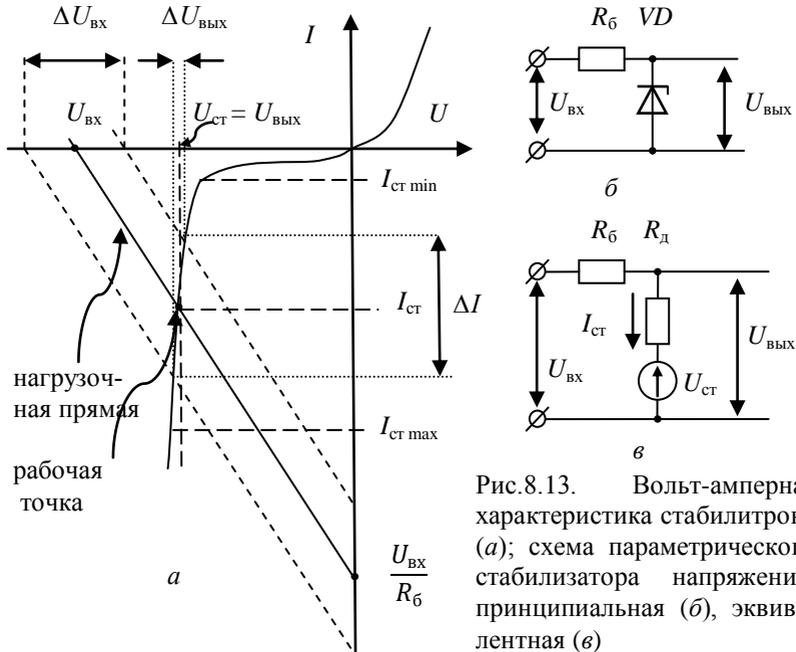


Рис.8.13. Вольт-амперная характеристика стабилитрона (а); схема параметрического стабилизатора напряжения: принципиальная (б), эквивалентная (в)

Основные параметры стабилитронов:

- напряжение стабилизации $U_{ст}$;
- динамическое (дифференциальное) сопротивление $r_{дин} = dU_{ст}/dI_{ст}$ при номинальном токе стабилизации;
- температурный коэффициент напряжения стабилизации (ТКН) $\alpha_{ст} = (dU_{ст}/dT)$ при номинальном токе стабилизации $I_{ст} = const$.

Напряжение пробоя, являющееся напряжением стабилизации, может изменяться в широких пределах – от 3,5 до 400 В и выше в зависимости от степени легирования базы диода. На

рис.8.13,*а* приведена рабочая часть ВАХ стабилитрона с указанием минимального и максимального токов стабилизации.

Так как реальная ВАХ в области пробоя имеет некоторый наклон, то напряжение стабилизации зависит от тока стабилизации $I_{ст}$. Максимальный ток стабилизации $I_{ст.маx}$ ограничен допустимой мощностью рассеяния $P_{маx}$ и возможностью перехода электрического пробоя в тепловой, который является необратимым. Минимальный ток стабилизации $I_{ст.мин}$ соответствует началу устойчивого электрического пробоя. Динамическое сопротивление $r_{дин}$ характеризует качество стабилизации и определяется углом наклона ВАХ в области пробоя.

Вид электрического пробоя определяется шириной $p-n$ -перехода и соответственно концентрацией легирующих примесей в полупроводнике. При низкой концентрации примесей и большой ширине $p-n$ -перехода наблюдается лавинный пробой (см. рис.3.13), при высокой концентрации – туннельный (см. рис.3.12). В промежуточной области имеют место оба механизма пробоя.

Важным параметром стабилитрона является температурный коэффициент напряжения стабилизации $\alpha_{ст}$. Стабилитроны с лавинным пробоем ($U_{ст} > 8$ В) имеют положительный ТКН $\alpha_{ст} = 0,04 \div 0,07$ %/К. Стабилитроны с туннельным пробоем ($U_{ст} < 8$ В) характеризуются отрицательным ТКН (рис.8.14). В районе $U_{ст} \approx 8$ В ТКН минимален и у некоторых типов стабилитронов не превосходит 0,0005 %/К. Такие стабилитроны используются в качестве источников эталонного напряжения в измерительной технике.

Конструкция стабилитронов аналогична конструкции выпрямительных диодов, выбор типа корпуса определяется мощностью рассеяния.

На рис.8.13,*б* и *в* представлены принципиальная и эквивалентная электрические схемы параметрического стабилизатора напряжения, а на рис.8.13,*а* даны графические пояснения принципа работы стабилизатора.

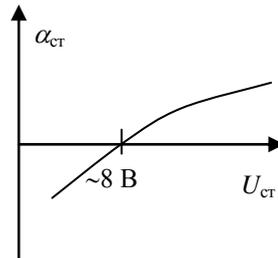


Рис.8.14. Зависимость $\alpha_{ст}$ от напряжения стабилизации

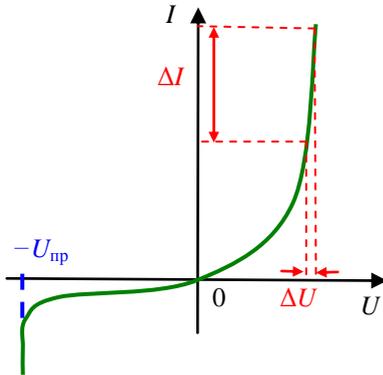


Рис.8.15. ВАХ стабилстора

Разновидностью кремниевых стабилитронов являются *стабилсторы*. В этих диодах для стабилизации низких напряжений (до 1 В) используется прямая ветвь ВАХ $p-n$ -перехода (рис.8.15). Для изготовления стабилсторов обычно применяется сильнолегированный низкоомный кремний для получения меньшего сопротивления базы и соответственно меньшего

дифференциального сопротивления $r_{\text{диф}} = \frac{\Delta U}{\Delta I}$ при прямом смещении $p-n$ -перехода. Температурный коэффициент стабилизации стабилсторов отрицательный и примерно равен -2 мВ/К.

8.6. Шумовые диоды

Полупроводниковый шумовой диод работает на начальном участке лавинного пробоя (рис.8.16), когда процесс ударной ионизации оказывается неустойчивым. В качестве шумового диода можно использовать стабилитрон при величине обратных токов менее 1 мА. Результатом случайных флуктуаций тока лавинного пробоя являются шумы с широким спектром частот $\Delta f_{\text{ш}} = f_{\text{ш.в}} - f_{\text{ш.н}}$, где $f_{\text{ш.в}}$ и $f_{\text{ш.н}}$ – верхняя и нижняя граничные частоты, на которых мощность шумового сигнала уменьшается в два раза по сравнению с мощностью шумового сигнала на средних частотах. Спектральная плотность шума зависит от выбора рабочей точки $I_{\text{проб}}$.

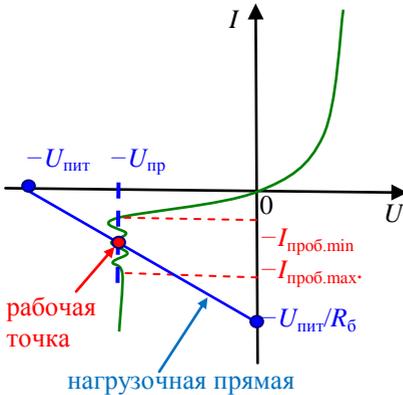


Рис.8.16. ВАХ шумового диода

8.7. Диоды Шоттки

У диодов с p - n -переходом ограничение диапазона рабочих частот определяется временем рассасывания неосновных носителей заряда, накопленных в базе диода.

В выпрямляющем контакте металл–полупроводник (переход Шоттки) ток создается за счет движения основных носителей заряда при любой полярности источника напряжения. Концентрация электронов в металле на несколько порядков выше, чем в полупроводнике n -типа, поэтому при инжекции электронов из полупроводника n -типа в металл концентрация электронов в металле практически не изменяется. Не происходит накопления неравновесных носителей заряда и, следовательно, отсутствует диффузионная емкость. На основе перехода Шоттки изготавливают выпрямительные, детекторные и импульсные СВЧ-диоды.

Диоды Шоттки изготавливают по эпитаксиально-планарной технологии (рис.8.17). На пластине сильнолегированного кремния или арсенида галлия n^+ -типа (подложке) выращивается тонкая низколегированная пленка ($1 \div 1,5$ мкм). На поверхность эпитаксиальной пленки напыляются металлические контакты (Al, Mo, Au) диаметром $20 \div 100$ мкм. Особо важное значение для изготовления диода Шоттки имеют чистота поверхности полупроводника и условия напыления.

Наличие высоколегированного слоя уменьшает сопротивление базы, а низколегированный слой увеличивает толщину перехода, что, с одной стороны, уменьшает барьерную емкость (до единиц пикофарад), а с другой стороны, увеличивает напряжение пробоя (до 20 В).

Сила тока на прямой ветви ВАХ диода Шоттки экспоненциально зависит от приложенного напряжения, что очень удобно для создания смесительных устройств. На диоде Шоттки прямое падение напряжения составляет $\sim 0,3$ В, что существенно меньше, чем в кремниевых и арсенид-галлиевых диодах.

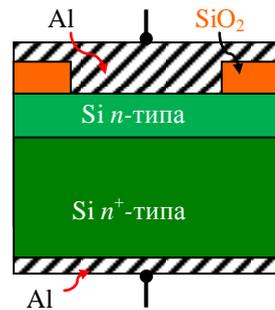


Рис.8.17. Структура диода Шоттки

8.8. $p-i-n$ -диоды

В диоде с $p-i-n$ -структурой две сильно легированные области p^+ - и n^+ -типа разделены i -областью собственного (нелегированного, intrinsic) полупроводника (рис.8.18). Как и в обычном $p-n$ -переходе на границах p^+ - и n^+ -областей образуются объемные заряды донорных и акцепторных примесей. Эти заряды создают однородное электрическое поле в i -области (рис.8.18,б,в), препятствующее встречной диффузии через i -область основных носителей заряда из p^+ - и n^+ -областей.

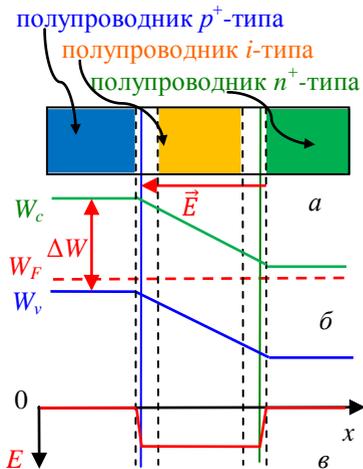


Рис.8.18. $p-i-n$ -диод: а – структура, б – зонная диаграмма, в – распределение напряженности электрического поля E

При отсутствии внешнего смещения концентрация носителей заряда в высокоомной i -области составляет $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Если к p^+ - и n^+ -слоям подключен внешний источник напряжения, смещающий диод в прямом направлении, то происходит инжекция дырок из p^+ -области и электронов из n^+ -области в i -область. Концентрация инжектированных носителей достигает $10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и через диод протекает ток $I_{0пр}$.

При обратном смещении диода напряженность электрического поля в i -области увеличивается, происходит экстракция носителей из i -области обратно в p^+ - и n^+ -области. В результате этого концентрация носителей уменьшается по сравнению с равновесной. Таким образом, при переходе от прямого смещения к обратному концентрация носителей в i -слое изменяется на 3÷5 порядков. Примерно также изменяется и сопротивление i -слоя – от 0,1 до 10^4 Ом .

Вольт-амперная характеристика $p-i-n$ -диода при постоянном (медленно меняющемся) токе аналогична ВАХ $p-n$ -перехода. Особенность $p-i-n$ -диода – в накоплении носителей

заряда в i -области и соответствующем изменении ее сопротивления.

При протекании через диод прямого постоянного тока $I_{0\text{пр}}$ в i -слое накапливаются заряды $-Q_{\text{инж}}$ инжектированных электронов и $+Q_{\text{инж}}$ инжектированных дырок:

$$|-Q_{\text{инж}}| = +Q_{\text{инж}} \approx I_{0\text{пр}}\tau,$$

где τ – время жизни носителей заряда. Большое время жизни носителей заряда в собственном полупроводнике ($\tau \sim 10^{-5}$ с) приводит к тому, что быстрые изменения тока практически не сказываются на величине $Q_{\text{инж}}$ и соответственно на сопротивлении диода.

Пусть p - i - n -диод подключен параллельно к линии передачи с волновым сопротивлением $Z = 50$ Ом (рис.8.19, a). Диод при обратном смещении (в закрытом состоянии) имеет большое сопротивление $R_{\text{обр}}$ и вносит малые потери в линию (слабо отражает и поглощает СВЧ-волну). Емкость p - i - n -диода менее 1 пФ, его емкостное сопротивление при $f_{\text{СВЧ}} = 1$ ГГц составляет более 200 Ом.

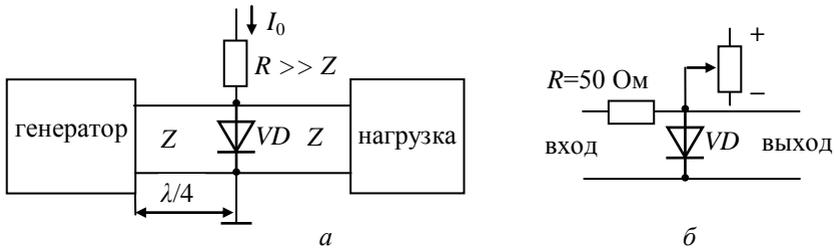


Рис.8.19. Применение p - i - n -диода в качестве: a – коммутатора СВЧ сигнала; b – аттенюатора ВЧ сигнала

Если p - i - n -диод смещен в прямом направлении и через него протекает постоянный ток $I_{0\text{пр}}$, то его дифференциальное сопротивление $R_{\text{пр}} \approx 1$ Ом много меньше Z . Диод создает короткое замыкание в волноводе, и большая часть энергии СВЧ-излучения отражается.

При мощности СВЧ-генератора $P_{\text{СВЧ}}$ через диод протекает переменная составляющая тока

$$I_{\text{СВЧ}} = \sqrt{P_{\text{СВЧ}}/Z}.$$

Изменение накопленного заряда за время одного положительного или отрицательного полупериода $T_{СВЧ}/2$ составляет

$$\frac{\pm \Delta Q_{инж}}{Q_{инж}} \approx \frac{I_{СВЧ} T_{СВЧ}}{I_{0пр} 2\tau}.$$

При частоте $f_{СВЧ} = 1$ ГГц заряд и соответственно сопротивление диода изменяются меньше чем на 10%, даже если ток $I_{СВЧ}$ в 100 раз больше постоянного тока $I_{0пр}$.

Таким образом, $p-i-n$ -диод является почти идеальным ключом для коммутации СВЧ-сигналов. Отношение коммутируемой $P_{СВЧ}$ и рассеиваемой $P_{рас}$ на сопротивлении диода R_+ мощности

$$\frac{P_{СВЧ}}{P_{рас}} = \frac{I_{СВЧ}^2 Z}{I_{СВЧ}^2 R_+} \approx \frac{Z}{R_+}.$$

При мощности рассеяния $P_{рас} = 1$ Вт коммутируемая мощность СВЧ-сигнала может достигать 50 Вт. При построении коммутаторов с использованием резонансных свойств отрезков линий передач (рис.8.19,а) коммутируемая мощность может быть еще на один – два порядка выше.

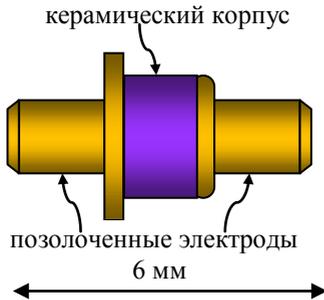


Рис.8.20. СВЧ $p-i-n$ -диод в металлокерамическом корпусе

Кремниевые СВЧ $p-i-n$ -диоды изготавливаются по эпитаксиальной технологии и выпускаются в металлокерамических корпусах с пренебрежимо малой индуктивностью (рис.8.20).

Недостатком коммутатора на $p-i-n$ -диоде является большое время переключения, примерно равное времени рассасывания заряда, накопленного в i -слое ($t_{вкл} \sim t_{выкл} \sim \tau \sim 10^{-5}$ с).

При построении ступенчатых и плавных аттенюаторов и модуляторов в приемной и измерительной аппаратуре часто используют $p-i-n$ -диоды. На рис.8.19,б показан пример схемы плавного аттенюатора. Дифференциальное сопротивление i -слоя в режиме прямого смещения обратно пропорционально току $I_{0пр}$, протекающему через диод

$$R_{пр} \sim w^2 / (2\mu\tau I_{0пр}),$$

где μ – подвижность электронов и дырок, w – толщина i -слоя.

Если $I_{\text{сигн}} \ll I_{0\text{пр}}$, то диод представляет собой активное сопротивление для сигналов с частотой от единиц герц до сотен мегагерц.

8.9. Варикапы

Варикап – это полупроводниковый плоскостной диод, предназначенный для применения в качестве элемента с электрически управляемой емкостью.

В качестве варикапов используют диоды при обратном смещении, когда проявляется только барьерная емкость p - n -перехода. Паразитная емкость (емкость корпуса, держателя и выводов) обычно невелика, порядка нескольких пикофарад, она постоянна и не зависит от режима работы.

Зависимость барьерной емкости $C_{\text{бар}}$ от напряжения смещения $U_{\text{см}}$:

$$C_{\text{бар}} = \frac{\varphi_0}{(\varphi_0 + |U_{\text{см}}|)^n} C_{\text{бар}0},$$

где $C_{\text{бар}0}$ – емкость варикапа при $U_{\text{см}} = 0$, различна для варикапов, изготовленных методом диффузии или методом сплавления примесей. Для диффузионных переходов, в которых концентрация примесей изменяется по закону, близкому к линейному, показатель степени в знаменателе $n \approx 1/3$. Для резких переходов, полученных методом сплавления примесей, $n \approx 1/2$. Для получения еще более сильной зависимости емкости от напряжения создают варикапы со сверхрезким распределением примесей в базе (рис.8.21), когда концентрация примесей максимальна на границе перехода и быстро падает в глубине базы. Такой пере-

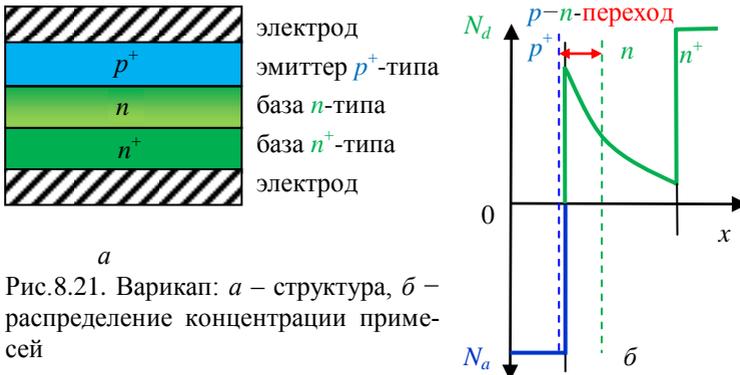


Рис.8.21. Варикап: a – структура, b – распределение концентрации примесей

ход можно создать путем эпитаксиального наращивания, изменяя в процессе роста концентрацию, а затем, скачком, и вид примеси.

Основные параметры варикапа

1. Емкость варикапа C_v – емкость, измеренная между выводами варикапа при заданном обратном напряжении. Для различных типов варикапов емкость имеет величину от нескольких единиц до нескольких сотен пикофарад.

2. Коэффициент перекрытия по емкости K_c – отношение емкостей варикапа при двух заданных значениях обратного напряжения. Значение этого параметра составляет обычно несколько единиц.

3. Добротность варикапа Q_v – отношение реактивного сопротивления варикапа к сопротивлению потерь на заданной частоте и заданном значении емкости или обратного напряжения. Добротность – это величина, обратная тангенсу угла диэлектрических потерь. Значение добротности обычно составляет от нескольких десятков до нескольких сотен.

Добротность варикапа уменьшается с ростом частоты, т.к. уменьшается отношение реактивного сопротивления варикапа к сопротивлению потерь – объемному сопротивлению базы r_6 :

$$Q_v = \frac{(1/\omega C_{\text{бар}})}{r_6}$$

Для уменьшения сопротивления r_6 базу делают двухслойной:

$$r_6 = \rho_1 w_1 / S + \rho_2 w_2 / S,$$

где w и ρ – толщины и удельные сопротивления слоев базы, S – площадь перехода. На низкоомной (ρ_1) толстой (w_1) кремниевой подложке наращивается высокоомный (ρ_2) тонкий (w_2) слой (несколько микрометров), в котором формируют p - n -переход (рис.8.21). Кроме того, наличие высокоомного слоя увеличивает толщину p - n -перехода и пробивное напряжение варикапа. На варикапы можно подавать большое запирающее напряжение, тем самым увеличивая коэффициент перекрытия по емкости.

Варикапы используют для настройки колебательных контуров, создания параметрических усилителей и в других схемах. На рис.8.22 показан пример использования варикапа для управления резонансной частотой колебательного контура. Основное

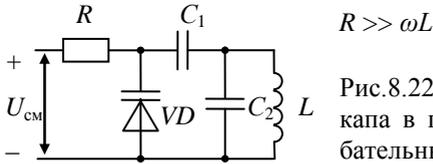


Рис.8.22. Включение варикапа в параллельный колебательный контур

требование к таким схемам – амплитуда колебаний в контуре должна быть много меньше напряжения обратного смещения варикапа.

8.10. Туннельные и обращенные диоды

В отличие от всех остальных полупроводниковых диодов для изготовления туннельных диодов используют вырожденные полупроводники с высокой концентрацией примесей $N = 10^{18} \div 10^{20} \frac{1}{\text{см}^3}$, поэтому толщина p - n -перехода оказывается малой, порядка 10^{-2} мкм. Сквозь такие узкие потенциальные барьеры возможно туннелирование электронов.

Зонная диаграмма $p^+ - n^+$ -перехода, образованного двумя вырожденными полупроводниками, показана на рис.8.23. В вырожденном n^+ -полупроводнике уровень Ферми W_{Fn} лежит внутри зоны проводимости выше ее дна W_{cn} на $\Delta W_{Fn} = (W_{Fn} - W_{cn})$. По порядку величины $\Delta W_{Fn} \sim (1 \div 3)kT \approx 0,05$ эВ.

В p^+ -полупроводнике уровень Ферми W_{Fp} лежит внутри валентной зоны ниже ее края на $\Delta W_{Fp} = (W_{vp} - W_{Fp})$; $\Delta W_{Fp} \approx \Delta W_{Fn}$. При отсутствии внешнего смещения уровни Ферми n^+ - и p^+ -областей полупроводника совпадают: $W_{Fn} = W_{Fp}$ (рис.8.23,а).

Для того чтобы электроны могли проходить сквозь барьер за счет туннельного эффекта, необходимо, чтобы против занятого электроном состояния по одну сторону барьера имелось свободное состояние по другую сторону.

При отсутствии внешнего смещения зоны перекрывают одна другую на $(W_{Fn} + W_{Fp})$. Валентные электроны из p^+ -зоны переходят на свободные уровни в зоне проводимости. Электроны из зоны проводимости переходят на свободные уровни (дырки) в валентной зоне. Эти два потока уравнивают друг друга. Результирующий ток через переход при отсутствии смещения равен нулю (рис.8.23,а).

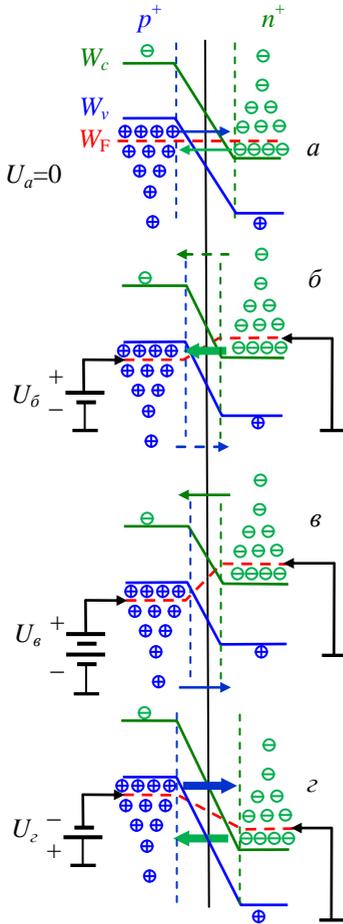


Рис.8.23. Зонные диаграммы туннельного диода: *a* – в состоянии термодинамического равновесия, *б* – при напряжении прямого смещения $U_{\text{пик}}$, *в* – при напряжении прямого смещения $U_{\text{впад}}$, *г* – при напряжении обратного смещения

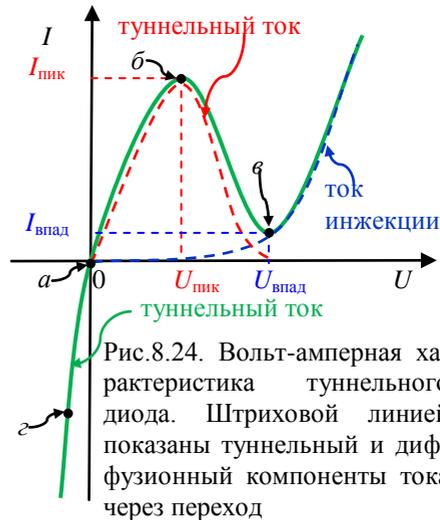
При небольшом прямом смещении перехода вероятность туннельного перехода электронов из n^+ - в p^+ -область возрастает. В то же время вероятность обратного перехода будет падать, т.к. уменьшается число электронов в валентной зоне p^+ -области, энергия которых превышает уровень дна зоны проводимости W_{cn} в n^+ -области. Через переход протекает прямой ток, равный разности этих двух туннельных токов. При увеличении смещения прекратится поток электронов из p^+ - в n^+ -область, т.к. электроны не могут туннелировать внутрь запрещенной зоны в n^+ -области (рис.8.23,б). При этом ток через переход достигнет максимальной величины (точка б на вольтамперной характеристике диода, рис.8.24).

При дальнейшем увеличении прямого смещения туннельный ток через переход будет падать и прекратится, когда границы зон W_{vp} и W_{cn} совпадут. Против уровня занятых состояний в зоне проводимости n^+ -области будет находиться запрещенная зона в p^+ -области и туннельный переход электронов станет невозможным (рис.8.23,в и рис.8.24, точка в на ВАХ диода).

При прямом смещении p - n -перехода помимо туннельных переходов происходит диффузия (инжекция) электронов из n^+ - в p^+ -область и инжекция дырок из

p^+ - в n^+ -область. При $U > U_{\text{впад}}$ характеристика туннельного диода переходит в ВАХ обычного диода с p - n -переходом.

При обратном смещении перехода перекрытие зон возрастает (рис.8.23,з). Через переход будет протекать ток за счет туннельного перехода валентных электронов p^+ -области на свободные уровни зоны проводимости n^+ -области полупроводника. Встречный поток электронов прекратится, т.к. занятые уровни в зоне проводимости будут также соответствовать занятым уровням в валентной зоне. Через диод будет протекать большой обратный ток, даже больший, чем прямой ток при такой же величине смещения перехода (точка z на ВАХ диода, рис.8.24).



Туннельный диод является прибором, работающим при очень низком напряжении источника питания и малой потребляемой мощности. Перенос заряда в туннельном диоде осуществляется основными носителями. Поэтому быстродействие прибора не ограничивается медленными процессами диффузии, накопления и релаксации, как у диодов с p - n -переходами. Основным параметром, определяющим частотные свойства туннельного диода, является постоянная времени

$$\tau = R_{-} C_{\text{бар}},$$

где $R_{-} = dU/dI$ – отрицательное дифференциальное сопротивление, $C_{\text{бар}}$ – барьерная емкость перехода. У разных типов диодов $C_{\text{бар}}$ лежит в пределах от 1 до 30 пФ.

Основные параметры туннельных диодов:

1. Пиковый ток $I_{\text{пик}}$ – ток в точке максимума ВАХ, при котором производная $\frac{dI}{dU} = 0$. Этот ток может составлять от десятых долей миллиампера до ста миллиампер.

2. Ток впадины $I_{\text{впад}}$ – ток в точке минимума ВАХ, при котором $\frac{dI}{dU} = 0$.

3. Отношение пикового тока к току впадины $I_{\text{пик}}/I_{\text{впад}}$. Для туннельных диодов из арсенида галлия $I_{\text{пик}}/I_{\text{впад}} \geq 10$, для германиевых диодов $I_{\text{пик}}/I_{\text{впад}} = 3 \div 6$.

4. Напряжение пика $U_{\text{пик}}$ – прямое напряжение, соответствующее пиковому току. Для туннельных диодов из арсенида галлия $U_{\text{пик}} = (100 \div 250)$ мВ, для германиевых диодов $U_{\text{пик}} = (40 \div 80)$ мВ.

5. Напряжение впадины $U_{\text{впад}}$ – прямое напряжение, соответствующее току впадины. Для туннельных диодов из арсенида галлия $U_{\text{впад}} = (400 \div 600)$ мВ, для германиевых диодов $U_{\text{впад}} = (250 \div 450)$ мВ.

6. Напряжение раствора $U_{\text{рр}}$ – прямое напряжение, большее напряжения впадины, при котором ток равен пиковому току.

7. Общая емкость диода $C_{\text{д}}$ в точке минимума ВАХ.

Наличие падающего участка на ВАХ туннельного диода определяет его основные области применения. Туннельные диоды используют для усиления и генерации СВЧ электрических колебаний, в быстродействующих переключательных схемах.

На рис.8.25,а показана схема генератора синусоидальных колебаний на туннельном диоде. Рабочая точка выбирается в пределах участка ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением (рис.8.25,б). Диод имеет малое внутреннее сопротивление, поэтому он подключен к части колебательного контура. Необходимое условие генерации колебаний – дифференциальное сопротивление диода в рабочей точке ВАХ должно быть меньше резонансного сопротивления контура:

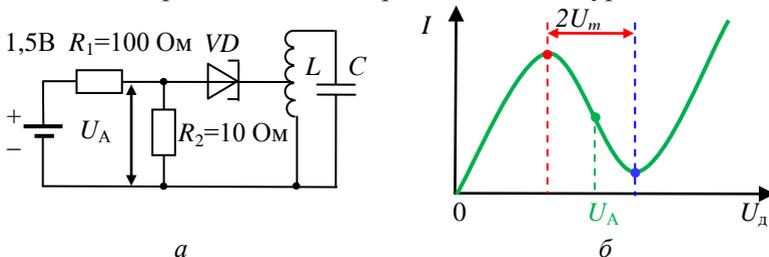


Рис.8.25. Генератор на туннельном диоде: а – электрическая схема, б – выбор рабочей точки

$$|R_-| < Z_{\text{рез}} = Q\sqrt{L/C}.$$

На рис.8.26 показана ВАХ диода, работающего в переключательной схеме (триггере). Нагрузочная прямая пересекает ВАХ в трех точках, из них точки 0 и 1 соответствуют устойчивым состояниям.

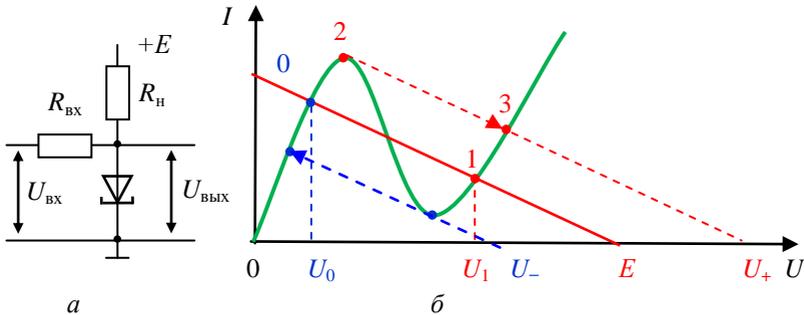


Рис.8.26. Триггер на туннельном диоде: а – электрическая схема; б – ВАХ диода с нагрузочной прямой

Допустим, триггер находится в состоянии 0. Чтобы опрокинуть триггер, необходимо подать импульс напряжения U_+ , переводящий рабочую точку на участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением 2. Рабочая точка сначала переместится в положение 3 и, по окончании импульса, – в положение 1. Чтобы провести обратное переключение, необходимо подать импульс U_- отрицательной полярности.

Обращенные диоды

Обращенные диоды можно рассматривать как частный случай туннельного диода. Концентрация примесей подобрана так, что уровень Ферми совпадает с верхом валентной зоны $W_{Fp} = W_{vp}$ в p -области и с дном зоны проводимости $W_{Fn} = W_{cp}$ в n -области. При этом в состоянии термодинамического равновесия верх валентной зоны в p -области и дно зоны проводимости в n -области находятся на одном уровне (рис.8.27,а).

ВАХ обращенного диода приведена на рис.8.27,б. Зона проводимости и валентная зона не перекрываются как при нулевом, так и при прямом смещении перехода. Поэтому прямая ветвь ВАХ аналогична прямой ветви ВАХ обычного диода, пик тока на ней практически отсутствует. При обратном смещении

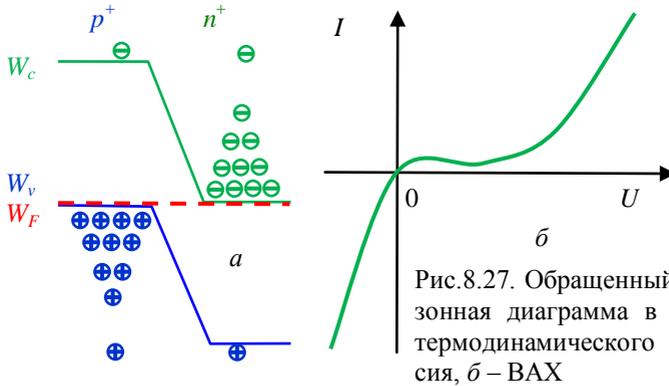


Рис.8.27. Обращенный диод: *a* – зонная диаграмма в состоянии термодинамического равновесия, *б* – ВАХ

происходит перекрытие зон и обратная ветвь ВАХ аналогична обратной ветви ВАХ туннельного диода.

При амплитуде сигнала $U < (100 \div 200)$ мВ обратный ток диода на 1 – 2 порядка больше прямого тока. Таким образом, обращенные диоды обладают выпрямляющим эффектом, но пропускное (проводящее) направление у них соответствует обратному включению, а запирающее (непроводящее) – прямому включению.

Обращенные диоды обладают хорошими частотными свойствами, т.к. туннелирование – процесс безынерционный, а эффекта накопления заряда при малых прямых токах практически нет. Поэтому обращенные диоды можно использовать для детектирования СВЧ-сигналов.

Туннельные и обращенные диоды изготавливаются из арсенида галлия или германия со ступенчатым $p-n$ -переходом по мезасплавной технологии. Кремний для изготовления СВЧ туннельных диодов не используется, т.к. при сильном легировании в нем резко падает подвижность электронов. Малая барьерная емкость достигается путем уменьшения площади перехода. Диаметр перехода СВЧ туннельного диода составляет от 100 до 5 мкм.

Из-за малой площади $p-n$ -перехода и соответственно малой допустимой рассеиваемой мощности туннельные диоды боятся перегрузок. Не допускается проверка диодов тестером! При работе с туннельными диодами оборудование и инструмент (па-

яльник, пинцет) должны быть заземлены. Необходимо использовать заземленный браслет для снятия статического заряда.

8.12. Лавинно-пролетный диод

Лавинно-пролетный диод (ЛПД) – это полупроводниковый СВЧ прибор, предназначенный для создания генераторов и усилителей. На рис.8.28,а изображена структура лавинно-пролетного диода p^+n-n^+ -типа и распределение электрического поля \vec{E} по структуре диода при обратном смещении.

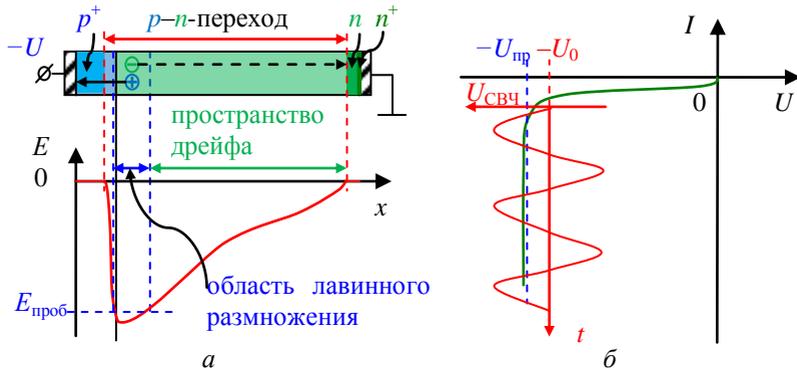


Рис.8.28. Лавинно-пролетный диод: а – конструкция и распределение электрического поля, б – вольт-амперная характеристика

К ЛПД прикладывается напряжение обратного смещения, равное или несколько большее напряжения лавинного пробоя:

$$|-U| \geq |-U_{\text{проб}}|.$$

Напряженность электрического поля максимальна на границе между p^+ - и n -областями. Поэтому ударная ионизация атомов кристаллической решетки ускоренными электронами и образование новых электронно-дырочных пар происходят лишь в узком слое лавинного размножения, прилегающем к плоскости границы, в котором $E \geq E_{\text{проб}}$. Электронно-дырочные пары, генерируемые в переходе, разделяются электрическим полем перехода. Дырки попадают в p^+ -область, а электроны дрейфуют через n -слой к n^+ -области.

Интерес представляет дрейф электронов через широкую обедненную область p - n -перехода, находящуюся в n -слое диода. Скорость дрейфа электронов возрастает с увеличением напря-

женности поля E в обедненной области лишь до определенной величины. Начиная с некоторого значения $E_{\text{нас}}$ скорость дрейфа перестает расти. Этот эффект называют *насыщением скорости дрейфа*. Скорость насыщения в кремнии составляет около 10^7 см/с.

Если напряжение и геометрические размеры структуры выбраны правильно, то по всему обедненному слою поддерживается напряженность поля ниже напряженности лавинного пробоя $E_{\text{проб}}$, но выше $E_{\text{нас}}$, обеспечивающей постоянство скорости дрейфа. В результате время пролета $\tau_{\text{прол}}$ через обедненную область (называемую *областью дрейфа*) до n^+ -слоя будет одинаково для всех электронов.

Теперь предположим, что к ЛПД одновременно приложены постоянное и переменное напряжения высокой частоты (рис.8.28,б):

$$-U = -U_0 - U_{\text{СВЧ}} \cdot \sin \omega t.$$

Во время отрицательного полупериода напряженность поля в переходе превышает $E_{\text{проб}}$. Образовавшийся в области лавинного размножения сгусток электронов спустя время $\tau_{\text{прол}}$ достигнет n^+ -слоя и создаст импульс тока в цепи, подключенной к диоду.

Если время пролета равно половине периода переменного напряжения $\tau_{\text{прол}} \approx T_{\text{СВЧ}}/2$, то импульсы тока будут отставать по фазе от напряжения на диоде на π радиан (180°). Нарастание напряжения будет сопровождаться падением тока, а падение напряжения – ростом тока. Это значит, что диод имеет отрицательное дифференциальное сопротивление.

Прибор с отрицательным дифференциальным сопротивлением может быть использован для генерации и усиления электрических колебаний. Основное назначение ЛПД – генерация СВЧ-колебаний.

ЛПД размещают в объемном резонаторе. Для работы СВЧ-генератора необходимо выполнение условий баланса фаз и баланса амплитуд. При совпадении времени пролета с половиной периода СВЧ-напряжения $\tau_{\text{прол}} \approx T_{\text{СВЧ}}/2$ импульсы СВЧ-тока $I_{\text{ЛПД}}$ через диод усиливают совпадающий с ним по фазе ток СВЧ-резонатора $I_{\text{рез}}$, и энергия СВЧ-колебаний в резонаторе возрастает до тех пор, пока энергия, поступающая в резонатор, не сравняется с энергией потерь (рис.8.29). Можно изменять частоту

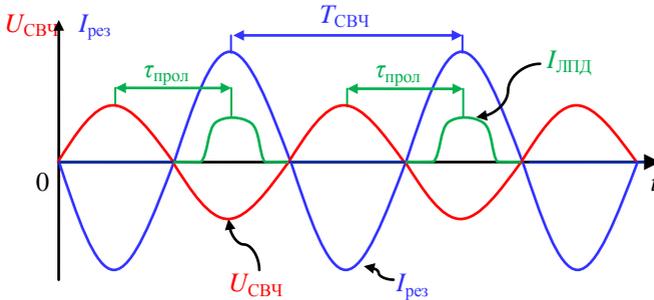


Рис.8.29. Изменение напряжения и силы тока в лавинно-пролетном диоде и тока в СВЧ-резонаторе

генерации в пределах нескольких процентов перестройкой колебательной системы.

ЛПД могут работать на частотах от единиц до десятков гигагерц. ЛПД с рабочей частотой выше 50 ГГц сложны в изготовлении из-за очень малых размеров. В низкочастотной СВЧ-области генерируемая мощность в непрерывном режиме может достигать нескольких ватт, а в высокочастотной – падает до десятков – единиц милливатт. Напряжение питания ЛПД составляет десятки вольт. КПД может достигать 30% в лавинно-пролетном режиме. Недостатком ЛПД является большой уровень шумов, возникающих из-за ударной ионизации.

Кроме описанной p^+n-n^+ -структуры ЛПД изготавливаются диоды p^+n-i-n^+ -структуры, в которых реализуется режим с захваченной плазмой, имеющий особенности в формировании импульсов тока.

Для изготовления ЛПД используют кремний, германий и арсенид галлия. Требуемую структуру получают методами эпитаксиального наращивания, диффузии и ионного легирования. При их изготовлении стремятся обеспечить однородность $p-n$ -перехода, в противном случае возможно возникновение локальных пробоев и т. д.

8.14. Диод Ганна

Монокристаллы арсенида галлия обладают явно выраженной анизотропией электрических свойств. Исследования зависимости тока от напряжения, приложенного к маленькому бру-

сочку, вырезанному из слаболегированного кристалла арсенида галлия вдоль кристаллографического направления [100], показали, что линейная зависимость между плотностью тока J и напряженностью поля в кристалле E

$$J = qn\mu_1 E$$

выполняется, если напряженность поля E меньше некоторого критического значения $E_{кр}$ (линия 1 на рис.8.30). При дальнейшем увеличении напряженности поля E в кристалле ток резко падает и затем снова линейно возрастает с меньшей крутизной (линия 2 на рис.8.30):

$$J = qn\mu_2 E.$$

Из наблюдаемой зависимости $J(E)$ следует, что при $E > E_{кр}$ происходит уменьшение подвижности электронов $\mu_2 < \mu_1$. В окрестности $E_{кр}$ имеются неустойчивости (колебания) тока. На статической характеристике $J(E)$ это изображено как разрыв между участками 1 и 2 (рис.8.30).

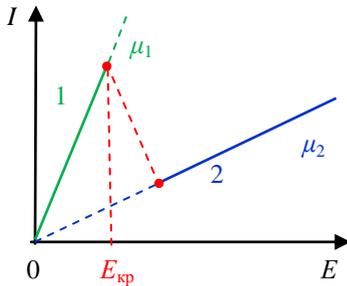


Рис.8.30. Зависимость плотности тока через кристалл GaAs от напряженности электрического поля вдоль направления [100]

В зонной модели это явление объясняется наличием сложной структуры энергетических зон кристалла арсенида галлия. Граница зоны проводимости

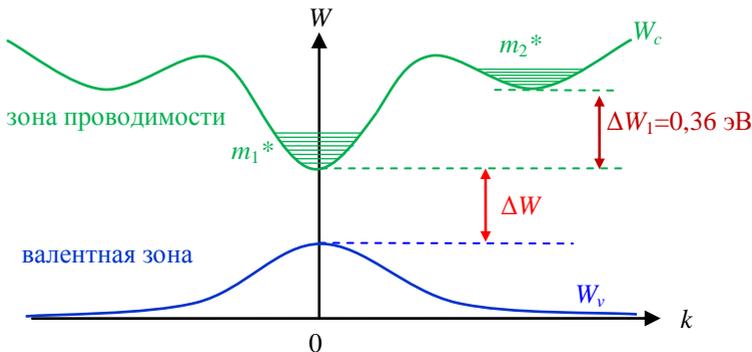


Рис.8.31. Структура зон GaAs в направлении [100], k – квази-волновой вектор электрона

мости имеет минимумы (долины) – центральную долину и боковые долины (рис.8.31). Наличие двух минимумов в зоне проводимости, разделенных зазором $\Delta W_1 = 0,36$ эВ (ΔW_1 значительно меньше, чем ширина запрещенной зоны $\Delta W = 1,4$ эВ), приводит к наличию в кристалле GaAs двух типов свободных электронов: *легких холодных электронов* (m_1^*), находящихся в энергетических состояниях центральной долины, и *тяжелых горячих электронов* (m_2^*), находящихся в состояниях боковой долины.

“Легкие” электроны характеризуются высокой подвижностью ($\mu_1 > 5000$ см²·В⁻¹·с⁻¹) и меньшей эффективной массой m_1^* , а “тяжелые” электроны – низкой подвижностью ($\mu_1 \approx 100 \div 200$ см²·В⁻¹·с⁻¹) и большей эффективной массой m_2^* .

При комнатной температуре T_0 и малых внешних напряжениях практически все электроны проводимости обладают температурой, равной температуре кристаллической решетки $kT_0 \ll \Delta W_1$, и занимают уровни энергии в центральном, более глубоком минимуме. Плотность тока через кристалл будет определяться концентрацией и подвижностью “легких” электронов $J = qn\mu_1 E$. По мере возрастания напряженности поля E электроны в промежутках между столкновениями будут приобретать все большую и большую энергию. При сильных электрических полях $E > E_{кр}$ электроны получают энергию, большую ΔW_1 , и переходят на уровни энергии в боковой долине. Их называют “горячими” электронами, т.к. они получили энергию, большую kT_0 .

Эффект Ганна

В 1963 г. сотрудник фирмы ИВМ Дж.Б.Ганн обнаружил электрические СВЧ-колебания, возникающие в кристалле GaAs малых размеров при приложении к нему постоянного напряжения.

Пусть на однородно легированный кристалл GaAs, имеющий два невыпрямляющих электрических контакта (анод и катод, рис.8.32,а) подано постоянное напряжение, создающее в кристалле напряженность электрического поля несколько меньшую критической $E_0 \leq E_{кр}$ (рис.8.32,б). При этом все электроны в зоне проводимости являются “легкими” и плотность тока через кристалл имеет максимальное значение

$$J_{max} = qn_0\mu_1 E_0 = qn_0 v_0,$$

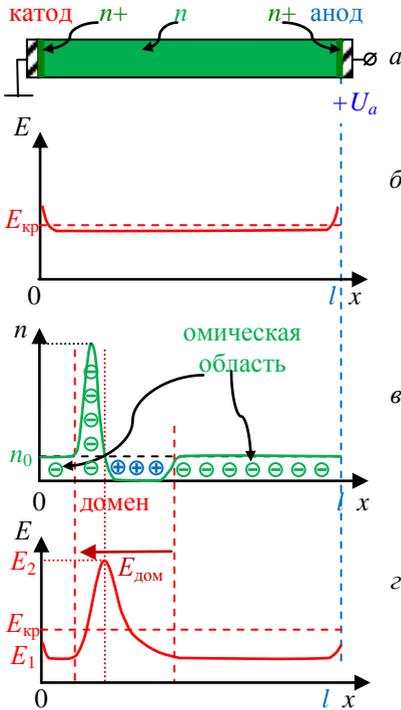


Рис.8.32. Диод Ганна: *a* – структура; *б* – распределение напряженности электрического поля вдоль кристалла в момент включения; *в* – формирование домена; *г* – распределение поля при сформированном домене

вперед, создавая область обедненную электронами – область положительного объемного заряда. Двойной слой объемных зарядов с высокой концентрацией “тяжелых” электронов называют *электрическим доменом* (рис.8.32,*в*).

Электрическое поле, создаваемое объемными зарядами домена, направлено в ту же сторону, что и поле, созданное внешним напряжением (рис.8.32,*г*). В результате по мере образования домена поле в нем растет, а за пределами домена – уменьшается. При этом скорость “тяжелых” электронов v_2 в домене увеличи-

где $v_0 = \mu_1 E_0$ – средняя скорость электронов в поле E_0 .

Локальная напряженность электрического поля около невыпрямляющего контакта (катода) из-за различных дефектов в месте контакта металл–полупроводник может превышать критическую $E_{кр}$. Это создаст условия для образования области “тяжелых” электронов около катода, перемещающихся в сторону анода со скоростью $v_2 < v_0$. Слева и справа от этой области будут двигаться “легкие” электроны. Слева электроны будут догонять зону “тяжелых” электронов и, попадая в область повышенной напряженности поля, становятся “тяжелыми”. В результате образуется область повышенной концентрации электронов – область отрицательного объемного заряда (рис.8.32,*в*). Справа “легкие” электроны будут уходить

вается, а скорость “легких” v_1 – уменьшается. Домен будет расти до тех пор, пока скорости электронов внутри и вне домена не выровняются:

$$v_d = v_2 = v_1; \quad \mu_2 E_2 = \mu_1 E_1.$$

Установившаяся скорость движения домена v_d будет ниже скорости электронов v_0 в момент включения. С образованием домена плотность тока в кристалле упадет от $J_{\max} = qn_0v_0$ до $J_{\min} = qn_0v_d$ (рис.8.33, интервал $t_0 - t_1$).

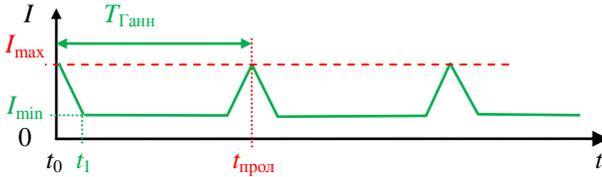


Рис.8.33. Импульсы тока анода в диоде Ганна

Минимальное значение плотности тока J_{\min} будет сохраняться в течение всего времени движения (времени пролета) домена через кристалл:

$$t_{\text{прол}} = \frac{l}{v_d},$$

где l – длина кристалла. При достижении анода домен исчезает, плотность тока возрастает до J_{\max} , соответствующего отсутствию домена. Сразу же после этого у катода формируется новый домен и процесс повторяется (рис.8.33). Ток анода будет последовательностью импульсов $I_{\text{СВЧ}}$ с периодом $T_{\text{Ганн}} = t_{\text{прол}}$. Скорость движения домена в GaAs около $v_d \approx 10^7$ см/с. При длине кристалла $l = 50$ мкм частота колебаний около 2 ГГц.

Диод Ганна размещают в объемном резонаторе (рис.8.34). При совпадении периодов колебаний $T_{\text{Ганн}} = T_{\text{рез}}$ ток СВЧ-резонатора $I_{\text{рез}}$ усиливается за счет импульсов $I_{\text{СВЧ}}$ (рис.8.35) и энергия СВЧ-колебаний в резонаторе возрастает до тех пор, пока за время, кратное периоду колебаний, энергия, поступающая в резонатор, не сравняется с энергией потерь.

Генераторы на диоде Ганна могут работать на частотах от единиц до сотен гигагерц. В низкочастотной области генерируемая мощность в непрерывном режиме может достигать не-

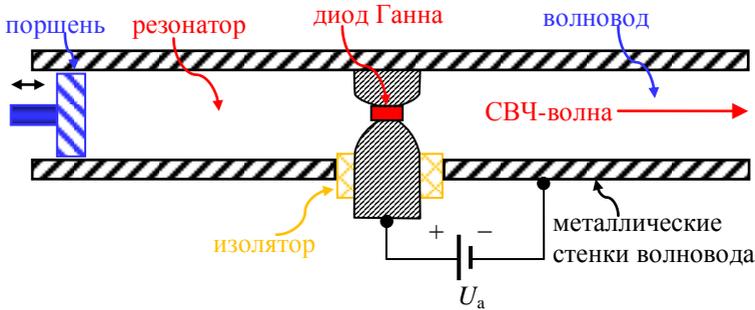


Рис.8.34. Схема СВЧ-генератора с диодом Ганна

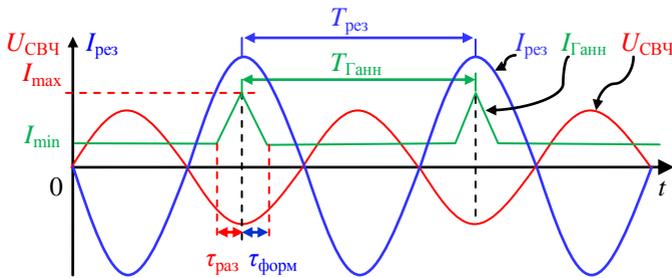


Рис.8.35. Изменение напряжения и силы тока на диоде Ганна и тока в СВЧ-резонаторе

скольких ватт, а в высокочастотной – падает до десятков милливатт. Связь между генерируемой мощностью и частотой можно представить в виде

$$P \sim U^2 \sim (El)^2 = E^2 v_D^2 t_{\text{прол}}^2 = E^2 v_D^2 \frac{1}{f^2} \sim \frac{1}{f^2}.$$

Напряжение питания генератора около пяти вольт. КПД может достигать 30% в пролетном режиме. Недостатками генераторов на диоде Ганна в пролетном режиме являются малый диапазон перестройки по частоте, технологические сложности изготовления миниатюрных кристаллов с точно заданными размерами.

Кроме описанного пролетного режима существуют другие режимы работы генератора на диоде Ганна: режим с задержкой образования домена, режим с ограничением накопления объемного заряда, которые являются режимами с жестким самовозбуждением, но допускающими некоторую перестройку генератора по частоте и обладающие повышенным КПД.

Глава 9. БИПОЛЯРНЫЙ ТРАНЗИСТОР

9.1. Движение носителей заряда в биполярном транзисторе

Основными элементами устройств, применяемых для усиления мощности электрических сигналов, являются транзисторы. Они выпускаются в виде отдельных элементов или входят в состав интегральных микросхем. Транзисторы можно разделить на два класса – биполярные и униполярные (полевые). В работе биполярного транзистора принимают участие как положительные, так и отрицательные носители заряда, отсюда и термин “биполярный”. Биполярными транзисторами называют полупроводниковые приборы с двумя электрическими $p-n$ -переходами и тремя выводами. Они состоят из чередующихся областей (слоев) полупроводника, имеющих электропроводности различных типов. В зависимости от типа электропроводности наружных слоев различают транзисторы $p-n-p$ -типа и $n-p-n$ -типа. Условные графические обозначения транзисторов с указанием направления токов при работе в нормальном (активном) режиме приведены на рис.9.1.

С помощью омических контактов, соединенных с выводами транзистора, к переходам подводится внешнее напряжение. При подключении напряжений к наружным слоям биполярного транзистора оказывается, что к одному переходу приложено прямое напряжение, а к другому – обратное. При этом переход,

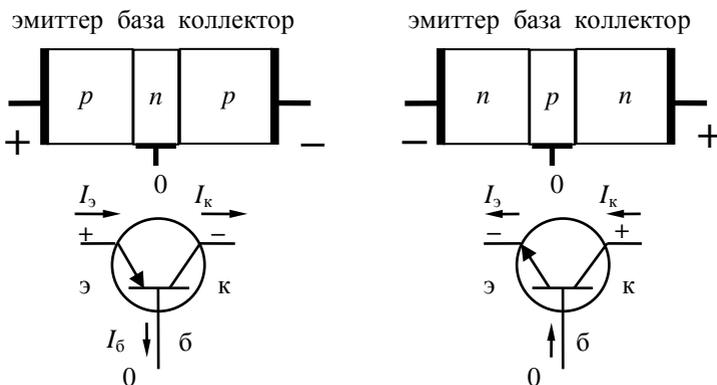


Рис.9.1. Структурные схемы и условные графические обозначения биполярных транзисторов $p-n-p$ -типа и $n-p-n$ -типа

к которому при нормальном включении приложено прямое напряжение, называют *эмиттерным*, соответствующий наружный слой – *эмиттером* (э), средний слой – *базой* (б). Второй переход, смещенный приложенным напряжением в обратном направлении, называют *коллекторным*, а соответствующий наружный слой – *коллектором* (к).

Области эмиттера, базы и коллектора различаются видом и концентрацией примесей. Область эмиттера – высоколегированный полупроводник; база – низколегированный слой; область коллектора – также высоколегированный полупроводник, но степень легирования ниже, чем в области эмиттера. Площадь коллекторного перехода обычно существенно больше площади эмиттерного.

Однотипность проводимости слоев коллектора и эмиттера в ряде случаев позволяет при включении в цепь менять их места. Такое включение называется инверсным. При инверсном включении параметры реального транзистора существенно отличаются (не в лучшую сторону) от параметров при нормальном включении.

В табл.9.1 приведены режимы работы биполярного транзистора в зависимости от напряжений смещения, поданных на эмиттерный и коллекторный переходы.

Таблица 9.1. Режимы работы биполярного транзистора

Режим работы	Эмиттерный переход	Коллекторный переход	Ток, протекающий через транзистор
Отсечки	Закрыт	Закрыт	Малый неуправляемый
Активный	Открыт	Закрыт	Управляемый
Насыщения	Открыт	Открыт	Большой неуправляемый

Схема движения носителей заряда в биполярном транзисторе $n-p-n$ -типа в активном режиме представлена на рис.9.2. При подключении к электродам транзистора напряжений $U_{эб}$ и $U_{бк}$ эмиттерный переход смещается в прямом направлении, а

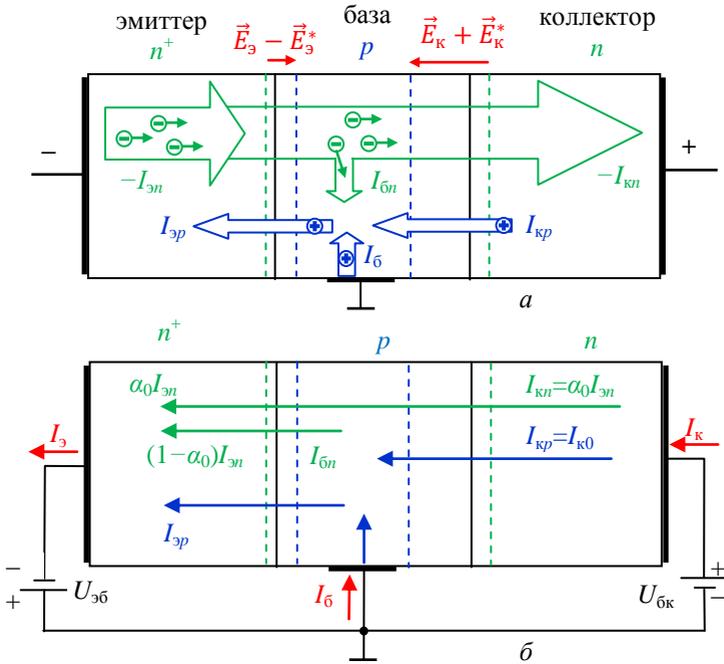


Рис.9.2. Транзистор $n-p-n$ -типа в активном режиме: a – схема движения носителей заряда, $б$ – распределение токов

коллекторный – в обратном и транзистор работает в активном режиме. Считаем, что внешнее напряжение приложено непосредственно к переходам. Средняя область (база) электрически нейтральна.

Электроны из внешней цепи через электрод эмиттера поступают в область эмиттера, создавая тем самым ток эмиттера $I_э$. В области эмиттера электроны являются основными носителями и, проходя через понизившийся потенциальный барьер, инжектируются в область базы, где становятся неосновными носителями и диффундируют к коллекторному $p-n$ -переходу. Если толщина базы $l_б$ меньше средней длины диффузии электронов L_n , то меньшая часть электронов ($1 \div 10\%$) рекомбинирует с дырками, создавая небольшой ток базы $I_{бн}$. Большая часть электронов ($90 \div 99\%$) достигает коллекторного $p-n$ -перехода, открытого для неосновных носителей, и, попав в ускоряющее поле, втяги-

вается в область коллектора. В коллекторе электроны вновь становятся основными носителями и уходят во внешнюю цепь, создавая ток коллектора $I_{кн}$.

Из рис.9.2 видно, что ток эмиттера есть сумма базового и коллекторного токов:

$$I_э = I_б + I_к. \quad (9.1)$$

Полный ток эмиттерного перехода состоит из двух компонент: электронной $I_{эн} = I_{кн} + I_{бн}$ и дырочной $I_{эп}$, созданной инжекцией дырок из базы в область эмиттера:

$$I_э = I_{эн} + I_{эп}. \quad (9.2)$$

Полный ток коллекторного перехода также складывается из двух компонент: управляемой электронной $I_{кн}$ и малой неуправляемой дырочной $I_{кр}$, созданной дрейфом дырок из области коллектора в базу через обратносмещенный переход:

$$I_к = I_{кн} + I_{кр}. \quad (9.3)$$

Дырочная компонента называется *обратным током коллектора* $I_{кр} = I_{к0}$.

В транзисторе $n-p-n$ -типа электронный ток коллектора изменяется пропорционально изменению электронного тока эмиттера:

$$I_{кн} = \alpha_0 \cdot I_{эн}, \quad (9.4)$$

где α_0 – коэффициент “переноса эмиттерного тока” через базу. Он определяется толщиной базы $l_б$ и средней длиной диффузии электронов в базе L_n :

$$\alpha_0 = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{l_б}{L_n} \right)^2. \quad (9.5)$$

Для большинства транзисторов величина $\alpha_0 = 0,9 \div 0,99$. Обычно $l_б \approx 0,2 L_n$ и $\alpha_0 \approx 0,98$.

Для эффективной работы $n-p-n$ -транзистора необходимо использовать эмиттеры с большим *коэффициентом инжекции электронов*

$$\gamma_{эн} = \frac{I_{эн}}{I_э} = \frac{I_{эн}}{I_{эн} + I_{эп}}. \quad (9.6)$$

Для этого сильно легируют эмиттер и слабо базу, например, в соотношении примесей 1000:1. В этом случае коэффициент $\gamma_{эн} = 0,999$ близок к единице. Таким образом,

$$I_{кн} = \alpha_0 \gamma_{эн} I_э = \alpha I_э, \quad (9.7)$$

где $\alpha = \alpha_0 \gamma_{эп} = 0,9 \div 0,99$ – коэффициент передачи тока эмиттера в схеме с общей базой.

Полный ток коллектора

$$I_k = I_{кн} + I_{кр} = \alpha I_э + I_{к0}. \quad (9.8)$$

Формулы (9.1) – (9.8) справедливы и для транзисторов $p-n-p$ -типа с эмиттерами дырок. В этом случае обратным током коллектора $I_{кн} = I_{к0}$ является электронный ток, соответственно подстрочные индексы в формулах необходимо заменить.

Изменение напряжения, приложенного к эмиттерному переходу, вызывает изменение количества инжектируемых в базу неосновных носителей заряда и соответствующее изменение тока эмиттера и коллектора. Следовательно, для изменения по определенному закону коллекторного тока необходимо к эмиттерному $p-n$ -переходу приложить напряжение, изменяющее по этому закону ток эмиттера.

Коэффициент инжекции, который также называют *эффективностью эмиттера*, снижается при малых плотностях прямого тока (рис.9.3). При малых плотностях прямого тока диффундирующие в переходе электроны рекомбинируют в области объемного заряда, не достигая области базы. Эффективность эмиттера будет близка к нулю. При очень больших плотностях тока увеличение неравновесной концентрации носителей в базе вновь вызывает падение эффективности эмиттера.

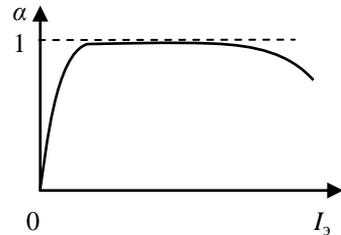


Рис.9.3. Зависимость коэффициента передачи α от тока эмиттера $I_э$

9.2. Три схемы включения транзистора

В зависимости от того, какой электрод транзистора является общим для входного и выходного сигналов, различают три схемы включения транзистора: с общей базой (ОБ) – рис.9.4,*а*; с общим эмиттером (ОЭ) – рис.9.4,*б*; с общим коллектором – (ОК) – рис.9.4,*в*. Трех возможным схемам включения транзисторов соответствуют три основных типа усилительных каскадов: с ОБ, ОЭ и ОК. В схеме с ОБ входной сигнал подается на эмиттер транзистора, выходной сигнал снимается с коллектора,

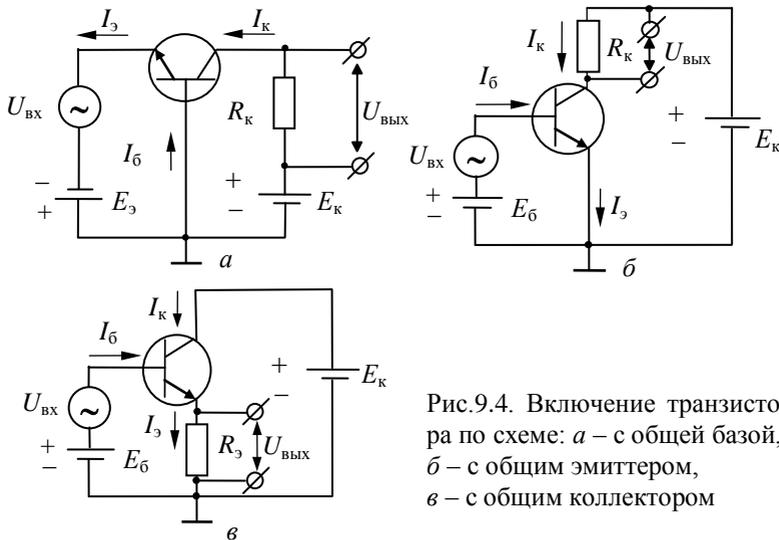


Рис.9.4. Включение транзистора по схеме: *а* – с общей базой, *б* – с общим эмиттером, *в* – с общим коллектором

а база является общей для входного и выходного сигналов. В схеме с ОЭ входной сигнал подается на базу транзистора, выходной снимается с коллектора, а эмиттер является общим для входного и выходного сигналов. В схеме с ОК входной сигнал подается на базу транзистора, выходной снимается с эмиттера, а коллектор через источник питания соединен с общим проводом, т.е. является общим для входного и выходного сигналов.

В этих схемах источники постоянного напряжения и резисторы обеспечивают необходимые значения напряжений и токов. Входные сигналы переменного тока создаются источниками $U_{ВХ}$. Они изменяют ток эмиттера транзистора, а соответственно и ток коллектора. Приращения тока коллектора (рис.9.4,*а* и *б*) и тока эмиттера (рис.9.4,*в*) соответственно на резисторах R_K и R_3 создадут приращения напряжений, которые и являются выходными сигналами $U_{ВЫХ}$. Параметры схем обычно выбирают так, чтобы $U_{ВЫХ}$ было бы больше вызвавшего его приращения $U_{ВХ}$ (рис.9.4,*а* и *б*) или близко к нему (рис.9.4,*в*).

Для транзисторов падение напряжения на открытом эмиттерном переходе составляет доли вольта (для германиевых порядка 0,3 В, кремниевых – 0,6 В, арсенид-галлиевых – 1,0 В). На закрытом коллекторном переходе падение напряжения существ-

венно больше и может составлять от единиц до десятков вольт. С учетом примерного равенства эмиттерного и коллекторного токов тепловая энергия выделяется в основном на коллекторном переходе, и при работе в режиме большого сигнала необходимо обеспечить от него эффективный отвод тепла.

9.3. Зонные диаграммы биполярного транзистора

9.3.1. Зонная диаграмма бездрейфового биполярного транзистора в состоянии термодинамического равновесия

В биполярных транзисторах существуют два механизма переноса носителей заряда через базу: диффузии и электрического дрейфа. В активном режиме работы в базе любого транзистора имеется градиент концентрации неосновных носителей заряда, поэтому все транзисторы являются диффузионными. “Встроенное” в базу электрическое поле есть только у транзисторов с неравномерной концентрацией примесей в базе. Такие транзисторы называются дрейфовыми. Они, как правило, имеют большее быстродействие и лучшие частотные свойства за счет более быстрого пролета неосновных носителей через базу.

Зонная диаграмма бездрейфового биполярного транзистора $n-p-n$ -типа в состоянии термодинамического равновесия приведена на рис.9.5. Она представляет собой два невырожденных несимметричных $p-n$ -гомоперехода (все области имеют одинаковую ширину запрещенной зоны ΔW , одинаковую внешнюю работу выхода P_c и одинаковую диэлектрическую проницаемость ϵ). Области эмиттера, базы и коллектора различаются типом и концентрацией примесей. Типичные значения концентрации примесей составляют: донорных примесей в эмиттере $N_d \sim 10^{18} \frac{1}{\text{см}^3}$, акцепторных примесей в базе $N_a \sim 10^{15} \frac{1}{\text{см}^3}$ и донорных примесей в коллекторе $N_d \sim 10^{17} \frac{1}{\text{см}^3}$. Толщина $p-n$ -переходов определяется по формуле (3.12). С учетом существенной разницы концентрации примесей полагают, что практически все обедненные носителями заряда области эмиттерного и коллекторного переходов располагаются в низколегированной базе.

В состоянии термодинамического равновесия в эмиттерном и коллекторном переходах выполняется принцип детального

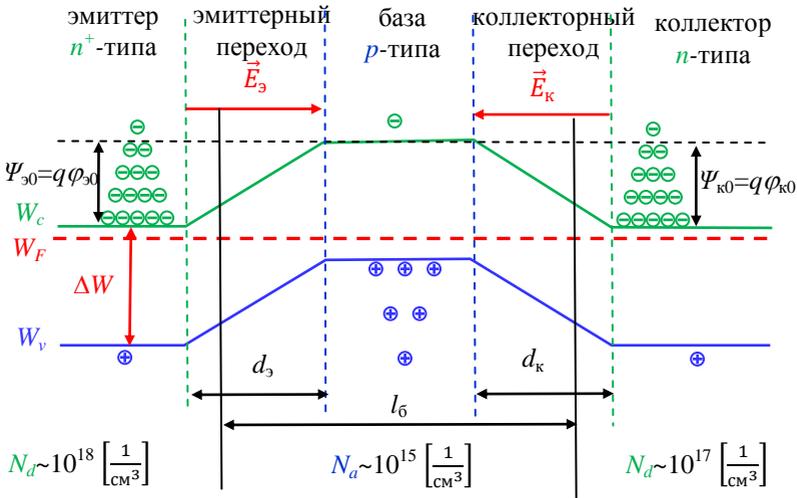


Рис.9.5. Зонная диаграмма бездрейфового транзистора $n-p-n$ -типа в состоянии термодинамического равновесия

равновесия: электронный и дырочный токи равны нулю и общий ток через каждый переход равен нулю.

9.3.2. Зонная диаграмма бездрейфового биполярного транзистора, включенного по схеме с общей базой

Зонная диаграмма бездрейфового биполярного транзистора $n-p-n$ -типа, включенного по схеме с ОБ в активном режиме, представлена на рис.9.6. Источник питания U_3 подключен \leftarrow к эмиттеру, \rightarrow к базе; при этом в эмиттерном переходе возникает дополнительное электрическое поле \vec{E}_3^* , которое частично компенсирует поле \vec{E}_3 . Кроме того, энергия электронов в области эмиттера возрастает, уровень Ферми поднимается, потенциальный барьер $\Psi_3 = q(\varphi_{30} - U_3)$ и толщина перехода (3.25)

$$d_3^* = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_{30} - U_3)}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}$$

уменьшаются, и эмиттерный переход открывается. Прямосмещенный эмиттерный переход открыт для основных носителей заряда в эмиттере n -типа – электронов и закрыт для неосновных – дырок. Происходит инжекция электронов в базу p -типа, где

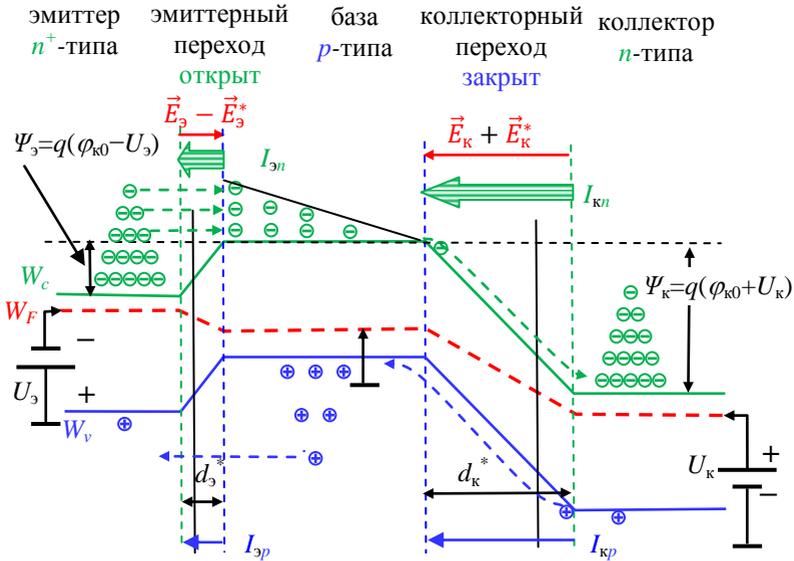


Рис.9.6. Зонная диаграмма бездрейфового транзистора $n-p-n$ -типа, включенного по схеме с ОБ в активном режиме

они являются неосновными носителями. В базе электроны диффундируют к коллектору и частично рекомбинируют с дырками. Дырки в базе являются основными носителями, и их концентрация существенно (на один или несколько порядков) больше, чем инжектированных электронов.

Источник питания U_k подключен $<+>$ к коллектору, $<->$ к базе; при этом в коллекторном переходе возникает дополнительное электрическое поле \vec{E}_k^* , которое складывается с полем \vec{E}_k . При этом энергия электронов в области коллектора уменьшается, уровень Ферми опускается, увеличиваются потенциальный барьер $\Psi_k = q(\varphi_{k0} + U_k)$ и толщина перехода $d_k^* = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_{30} + U_k)}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}$. Коллекторный переход закрывается. Обратносмещенный коллекторный переход закрыт для основных носителей – дырок в базе p -типа и открыт для неосновных носителей – электронов. Электроны, прошедшие через базу, попадают в коллекторном переходе в ускоряющее электрическое поле и инжектируются в коллектор n -типа, где они являются

основными носителями. Из коллекторной области электроны через омический контакт уходят во внешнюю цепь, создавая ток коллектора.

9.3.3. Распределение неосновных носителей в базе транзистора в активном режиме

Распределение носителей в базе транзистора в активном режиме показано на рис.9.7. Начало координат ($x = 0$) совмещено с плоскостью эмиттерного перехода (более точно, с плоскостью границы объемного заряда со стороны базы).

Сначала предположим, что толщина базы $l_б$ больше средней длины диффузии электронов в базе L_n . Этот случай можно назвать “транзистор с толстой базой” (рис.9.7,а). Электроны из эмиттера через прямосмещенный эмиттерный переход инжектируются в базу. Концентрация инжектированных электронов в

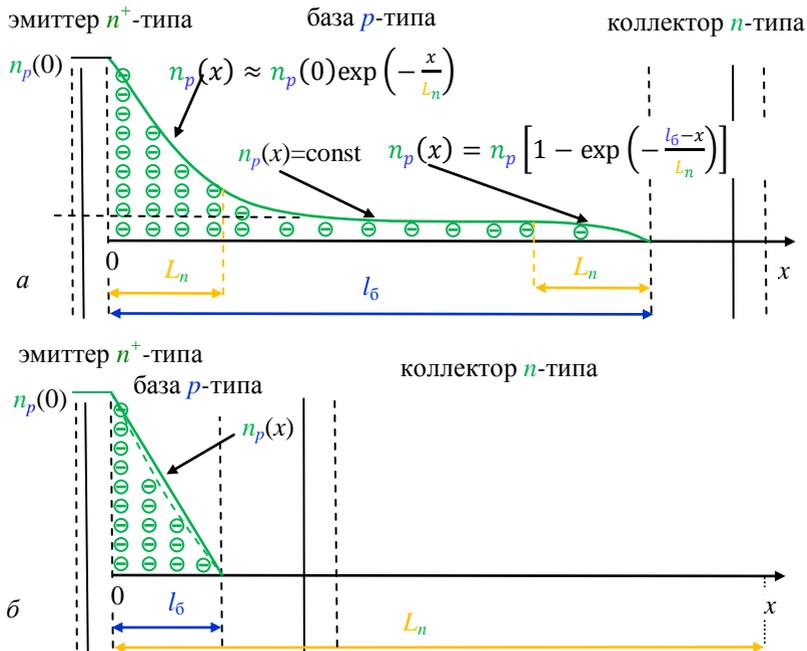


Рис.9.7. Распределение носителей заряда в базе бездрейфового транзистора n - p - n -типа в активном режиме: а – с “толстой” базой, б – с “тонкой” базой

базе на границе перехода (3.23)

$$n_p(x=0) = n_p \exp \frac{U_{эб}}{\varphi_T},$$

где n_p – концентрация электронов в глубине p -базы, $U_{эб}$ – напряжение прямого смещения эмиттерного перехода. Плотность тока, протекающего через эмиттерный переход (3.32),

$$J_{эп} = J_0 \left(\exp \frac{U_{эб}}{\varphi_T} - 1 \right).$$

Электроны диффундируют в глубь базы и рекомбинируют с дырками. Их концентрация уменьшается по закону (3.28):

$$n_p(x) = n_p + (n_p(0) - n_p) \exp \left(-\frac{x}{L_n} \right),$$

где $(n_p(0) - n_p)$ – превышение концентрации неосновных носителей в базе на границе эмиттерного перехода над равновесной концентрацией неосновных носителей n_p в глубине базы. На расстоянии, большем L_n от эмиттерного перехода, концентрация электронов становится равновесной n_p и не изменяется.

К коллекторному переходу приложено запирающее напряжение $U_{бк}$. Ток через коллекторный переход создается дрейфом неосновных носителей в электрическом поле ($U_{бк} + \varphi_0$):

$$I_{к} = I_{кп} + I_{кр} \approx I_{кр} = I_{к0}.$$

Таким образом, в транзисторе с “толстой” базой электроны, инжектированные из эмиттера, не достигают коллекторного перехода, а полностью рекомбинируют в базе, коллекторный ток не зависит от эмиттерного и транзистор эквивалентен двум встречновключенным диодам.

Если уменьшать толщину базы транзистора, сдвигая металлургические границы эмиттерного и коллекторного переходов, то при $l_б < L_n$ (обычно $l_б \approx 0,2 L_n$) получится транзистор с “тонкой” базой (рис.9.7,б).

При $l_б \ll L_n$ почти все электроны, инжектированные из эмиттера в базу, достигают коллекторного перехода и перебрасываются электрическим полем перехода ($U_{бк} + \varphi_0$) в область коллектора. Ток в коллекторном переходе (9.8)

$$I_{к} = I_{к0} + \alpha I_{э}.$$

Распределение концентрации электронов в тонкой базе получим из следующих соображений:

1. Все внешнее приложенное напряжение падает на эмиттерном и коллекторном переходах. Область базы электрически нейтральна и напряженность электрического поля в базе равна нулю. Концентрация неосновных носителей заряда (электронов) на краю эмиттерного перехода $n_p(0)$ много больше их равновесной концентрации в базе n_p . Электроны диффундируют в базе, достигают коллекторного перехода и перебрасываются электрическим полем перехода в область коллектора. Так как скорость дрейфа носителей заряда (электронов) в коллекторном переходе во много раз превышает скорость их диффузионного распространения в базе, то концентрация неосновных носителей (электронов) на границе коллекторного перехода $n_p(l_б)$ много меньше их концентрации в базе $n_p(l_б) \ll n_p(x < l_б)$. Можно считать, что $n_p(l_б) \approx 0$.

2. Пренебрегая рекомбинацией ($\alpha \approx 1$), считаем, что плотность тока в базе, созданного диффузионным потоком электронов, неизменна по всей ее толщине:

$$j_n = qD_n \frac{dn_p}{dx} = \text{const.}$$

Следовательно, градиент концентрации электронов (dn_p/dx) есть величина постоянная, и концентрация электронов в базе линейно уменьшается (рис.9.2.б), спадая от величины $n_p(0)$ на краю эмиттерного перехода до величины $n_p(l_б) \approx 0$ у коллекторного перехода.

Большая часть электронов, инжектированных из эмиттера, достигает коллектора, поэтому, изменяя ток эмиттера, можно управлять током коллектора.

Вид входных и выходных вольт-амперных характеристик (ВАХ) транзистора зависит от схемы включения. Для схемы включения с ОБ статические ВАХ имеют вид, показанный на рис.9.8. Входная характеристика транзистора – зависимость тока эмиттера от напряжения $U_{эб}$ при фиксированном напряжении на коллекторе $U_{кб}$ (рис.9.8,а) – аналогична ВАХ p - n -перехода диода, смещенного в прямом направлении. Имеется слабая зависимость $I_э$ от напряжения на коллекторе $U_{кб}$, которая связана с тем, что инжектированные в базу неосновные носители – электроны – выводятся из базы через коллекторный переход.

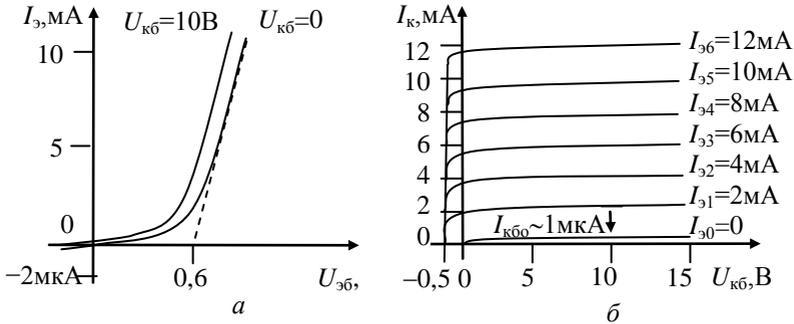


Рис.9.8. Статические характеристики маломощного биполярного кремниевого транзистора, включенного по схеме с общей базой: *a* – входная, *б* – выходная

Семейство выходных характеристик, полученных при различных значениях входного тока I_3 (рис.9.8,*б*), показывает зависимость выходного тока I_k от выходного напряжения $U_{кб}$. Самая нижняя кривая, построенная при $I_3 = 0$, представляет собой ВАХ обратносмещенного p – n -перехода.

При некотором значении тока I_3 получим вторую кривую семейства, аналогичную первой, но сдвинутую по оси токов на величину αI_3 (формула (9.8)):

$$I_k = \alpha I_3 + I_{к0}.$$

Задавая одинаковые приращения тока эмиттера $I_{31}, I_{32}, I_{33}, \dots$ получим ряд характеристик, отстоящих друг от друга примерно на одинаковые расстояния. Следует отметить, что коэффициент передачи α можно считать постоянным только при средних токах, как показано на рис.9.3, при малых и больших токах он уменьшается.

Особенностью ВАХ транзистора, включенного по схеме с ОБ, является наличие тока коллектора при напряжении $U_{кб} = 0$. Даже при отсутствии внешнего напряжения в коллекторном переходе имеется поле $\vec{E}_{кб0}$, втягивающее в переход неосновные носители (электроны) из базы транзистора. Только при небольшом прямом смещении коллекторного перехода ($|U_{кб}| \leq 0,5$ В) ток коллектора уменьшается. Через понизившийся потенциальный барьер $q(\varphi_0 - U_{кб})$ начинается диффузия основных носителей заряда (электронов) из области коллектора в базу. Диффузии

онный ток направлен навстречу дрейфовому току неосновных носителей (то же электронов, но из базы в коллектор) и частично или полностью (при $|U_{кб}| \geq 0,5 \text{ В}$) его компенсирует.

Режим работы транзистора при небольшом прямом смещении коллекторного перехода называют режимом насыщения, а соответствующую область ВАХ – областью насыщения.

9.3.4. Эффект модуляции толщины базы

Эффект модуляции толщины базы проявляется в зависимости величин токов в транзисторе от напряжения $U_{кб}$. При повышении коллекторного напряжения $U_{кб}$ толщина обратносмещенного коллекторного перехода увеличивается. Соответственно толщина базы $l_б$, определенная как расстояние между границами объемных зарядов эмиттерного и коллекторного переходов, уменьшается.

Рассмотрим два случая, соответствующих постоянной величине тока через эмиттерный переход $I_э = \text{const}$ и постоянно-му напряжению на эмиттерном переходе $U_{эб} = \text{const}$.

В первом случае полагаем, что через эмиттерный переход протекает неизменный ток эмиттера $I_э = \text{const}$, созданный некоторым внешним источником тока. При этом плотность электронного тока в базе и соответственно градиент концентрации электронов также остается постоянным:

$$j_n = qD_n \frac{dn_p}{dx} = \text{const}.$$

Этот случай показан на рис.9.9,а. Можно заключить, что концентрация дырок у эмиттерного перехода $n_p(0)$ уменьшается и соответственно уменьшается напряжение прямого смещения $U_{эб}$ перехода

$$n_p(0) = n_p \exp \frac{U_{эб}}{\varphi_T}.$$

Таким образом, расширение коллекторного перехода приводит к появлению обратной связи по напряжению между эмиттерным и коллекторным переходами.

Во втором случае полагаем, что заданное напряжение на эмиттерном переходе поддерживается постоянным. Постоянна будет и концентрация $n_p(0)$ на границе перехода. Изменение толщины базы повлечет изменение градиента концентрации

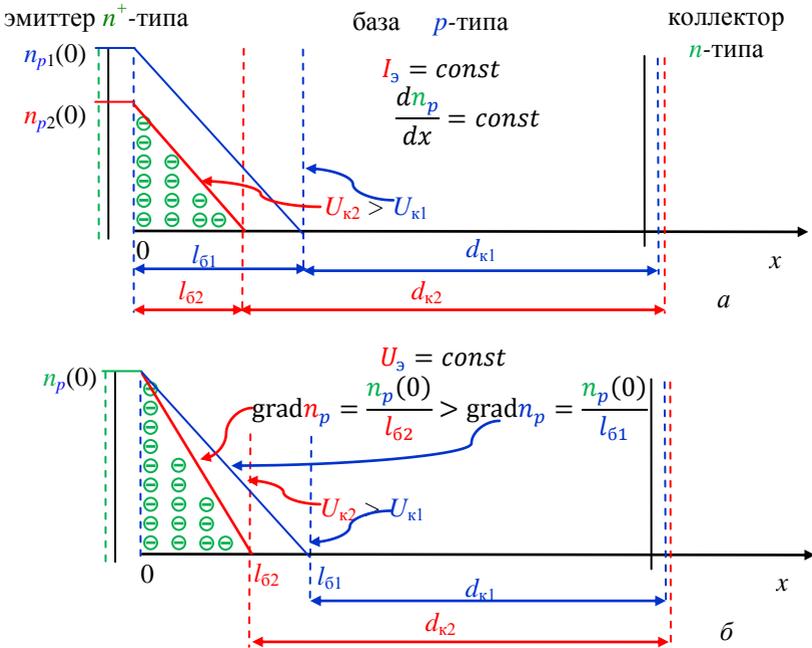


Рис.9.9. Эффект модуляции толщины базы: a – при постоянстве тока эмиттера; $б$ – при постоянстве напряжения на эмиттере

dn_p/dx и плотности тока (рис.9.9,б). Таким образом, увеличение коллекторного напряжения $U_{кб}$ приводит к увеличению тока $I_э$ при неизменном напряжении $U_{эб}$ на эмиттерном переходе. Эти изменения $I_э$ видны на входной характеристике транзистора.

9.3.5. Дрейфовый транзистор

Для повышения быстродействия транзистора необходимо уменьшить время пролета носителей через базу $t_{пр}$. Для этого в дополнение к диффузии носителей в базе необходимо использовать второй механизм переноса – дрейф носителей под действием “встроенного” в базу электрического поля $\vec{E}_{встр}$ (1.31). На рис.9.10,а показано распределение концентрации донорных N_d и акцепторных примесей N_a . База транзистора легирована неравномерно, концентрация N_a уменьшается от эмиттера к коллектору. Со стороны коллекторного перехода ионов акцепторной

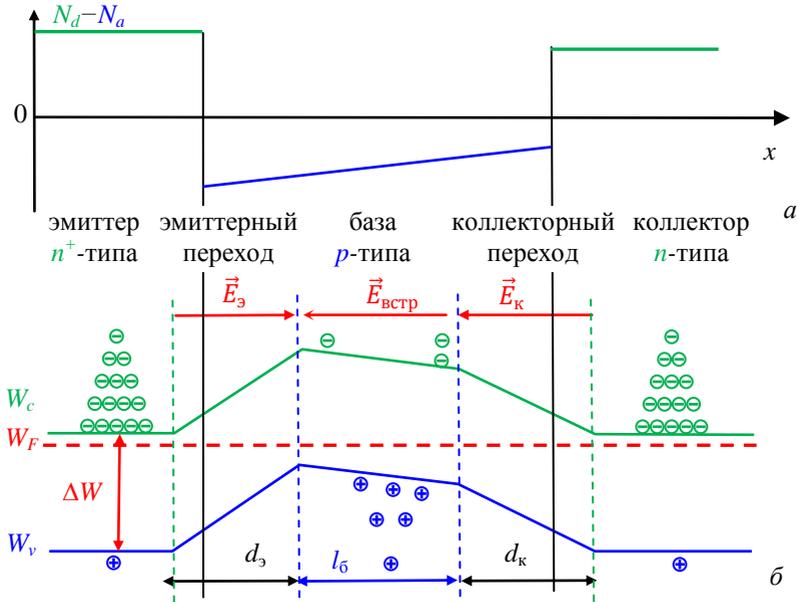


Рис.9.10. Зонная диаграмма дрейфового транзистора $n-p-n$ -типа в состоянии термодинамического равновесия: a – распределение концентрации примесей; b – зонная диаграмма в состоянии термодинамического равновесия

примеси меньше, чем со стороны эмиттерного перехода, поэтому в базе возникает “встроенное” электрическое поле $\vec{E}_{\text{встр}}$ (рис.9.10,б). Уровень дна зоны проводимости W_c в базе имеет наклон (см. рис.1.18).

Зонная диаграмма дрейфового транзистора $n-p-n$ -типа, включенного по схеме с ОБ в активном режиме, приведена на рис.9.11. В дрейфовом транзисторе имеются два механизма переноса неосновных носителей через базу: диффузия к коллектору за счет градиента концентрации, а также дрейф навстречу $\vec{E}_{\text{встр}}$. При этом время пролета электронов через базу $t_{\text{пр}}$ сокращается в четыре – пять раз по сравнению с временем пролета электронов в бездрейфовом транзисторе.

эмиттер n^+ -типа эмиттерный переход **открыт** база p -типа коллекторный переход **закрыт** коллектор n -типа

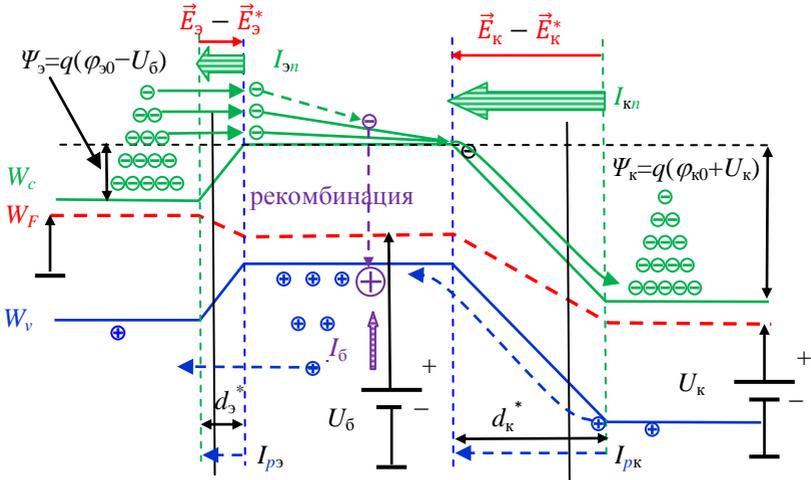


Рис.9.12. Зонная диаграмма бездрейфового транзистора $n-p-n$ типа, включенного по схеме с ОЭ в активном режиме

циальный барьер $\Psi_{30} = q(\varphi_{30} - U_{63})$ поступают в базу. Диффундируя через “тонкую” базу, меньшая часть электронов рекомбинирует с дырками, создавая небольшой базовый ток I_6 . Большая часть электронов достигает коллекторного перехода и через обратносмещенный коллекторный переход, открытый для неосновных носителей, уходит в коллектор, создавая электронный ток коллектора $I_{нк}$.

При рассмотрении работы транзистора в схеме с ОЭ можно выделить два крайних случая:

1. Источник входного сигнала имеет пренебрежимо малое входное сопротивление и создает напряжение между базой и эмиттером транзистора U_{63} , не зависящее от величины входного тока I_6 . В этом случае связь выходного $\Delta I_k = a \Delta I_3$ и входного U_{63} сигналов будет нелинейной и определяется входной характеристикой, показанной на рис.9.8,а.

2. Линейную (точнее, близкую к линейной) зависимость между входным и выходным I_k сигналами можно получить, если входным сигналом будет являться ток базы I_6 . В этом случае

источник сигнала должен иметь достаточно большое внутреннее сопротивление и создавать заданную величину тока I_6 , не зависящую от изменения напряжения на эмиттерном переходе. Ниже рассмотрим именно этот случай.

Введение в базу основных носителей (дырок) в количестве, определяемом величиной изменения тока базы ΔI_6 , изменяет потенциал базы ΔU_{63} , величину потенциального барьера эмиттерного перехода $q(\varphi_0 - \Delta U_{63})$ и вызывает инжекцию электронов в область базы. Ток эмиттера возрастает на величину ΔI_3 , при которой будет выполняться условие $\Delta I_6 = (1 - \alpha)\Delta I_3$.

Схема включения транзистора с ОЭ позволяет с помощью источника сигнала малой мощности, подключенного к базе транзистора, управлять большими изменениями тока коллектора. Коэффициент усиления по мощности транзистора в схеме с ОЭ (при правильно выбранной нагрузке) существенно больше, чем в схеме с ОБ.

В цепях, где транзистор включен по схеме с ОЭ или ОК, удобно пользоваться не коэффициентом передачи эмиттерного тока α , а *коэффициентом передачи базового тока*

$$\beta = \frac{\partial I_K}{\partial I_6}$$

(в справочной литературе он приведен в виде параметра h_{213}). Это обусловлено тем, что в схемах с ОЭ управляющим током является ток базы. Связь между коэффициентами α и β определяется следующим образом. Электрическая нейтральность базы требует равенства электронного $(1 - \alpha)I_3$ и дырочного $(I_6 + I_{K0})$ рекомбинационных токов:

$$\begin{aligned} (1 - \alpha)I_3 &= I_6 + I_{K0}, \\ I_3 &= \frac{1}{1 - \alpha}I_6 + \frac{1}{1 - \alpha}I_{K0}. \end{aligned}$$

Ток обратносмещенного коллекторного перехода является суммой токов неосновных носителей – электронов из области базы αI_3 и дырок I_{K0} из области коллектора:

$$I_K = \alpha I_3 + I_{K0} = \frac{\alpha}{1 - \alpha}I_6 + \left(1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha}\right)I_{K0}. \quad (9.10)$$

Обозначив

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}, \quad \alpha = \frac{\beta}{1 + \beta}, \quad (9.12)$$

получим

$$I_{\kappa} = \beta I_{\epsilon} + (1 + \beta) I_{\kappa 0}. \quad (9.13)$$

У транзисторов, выпускаемых промышленностью, $\alpha = 0,9 \div 0,995$, при этом $\beta \gg 1$. Обычно $\beta = 10 \div 200$. Существуют транзисторы с $h_{21э} \sim 1000$.

Неуправляемая составляющая тока коллектора в схеме включения с ОЭ

$$I_{\kappa э 0} = (1 + \beta) I_{\kappa 0} \quad (9.14)$$

возросла в $(1 + \beta)$ раз по сравнению со схемой ОБ. С учетом экспоненциального возрастания $I_{\kappa 0}$ при увеличении температуры диапазон рабочих температур схемы с ОЭ меньше, чем у схемы с ОБ.

Входная и выходная ВАХ биполярного транзистора $n-p-n$ -

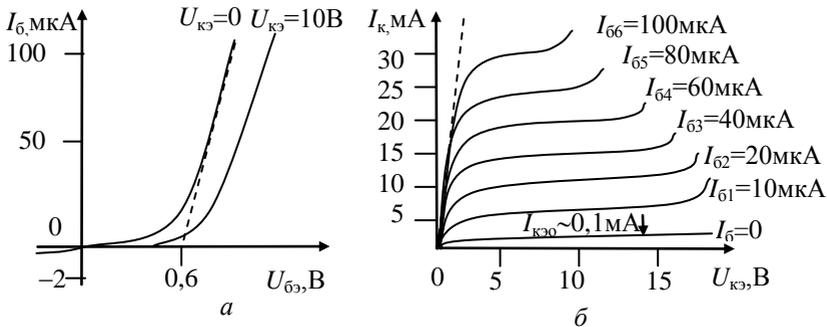


Рис.9.13. Статические характеристики мало мощного биполярного кремниевого транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером: a – входная, $б$ – выходная

типа приведены на рис.9.13, a и $б$ соответственно.

9.4. Частотные свойства биполярного транзистора

9.4.1. Частотные свойства транзистора в схеме с ОБ

На частотные свойства биполярного транзистора влияет большое число параметров, таких как барьерная $C_{э_бар}$ и диффузионная $C_{э_диф}$ емкости эмиттерного перехода, время пролета $t_{\text{пр}}$ неосновных носителей через базу и барьерная емкость $C_{\kappa_бар}$ коллекторного перехода.

Величина барьерной емкости перехода определяется формулой (4.5)

$$C_{\text{бар}} = S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N}{2(\varphi_0 - U)'}}$$

где S – площадь перехода, N – концентрация примесей в слаболегированной базе.

При работе транзистора в активном режиме постоянная составляющая напряжения на прямосмещенном эмиттерном переходе $(\varphi_0 - U_{\text{эб}}) \approx 0,1 \div 0,5$ В, постоянная составляющая напряжения на обратносмещенном коллекторном переходе обычно $(\varphi_0 - U_{\text{бк}}) \approx 5 \div 10$ В. Поэтому величина барьерной емкости эмиттера $C_{\text{э_бар}}$ в $5 \div 10$ раз превышает величину барьерной емкости коллектора, и при грубой оценке частотных свойств транзистора $C_{\text{к_бар}}$ можно пренебречь.

Диффузионная емкость эмиттера связана с накоплением в базе неосновных носителей заряда (5.6):

$$C_{\text{э_диф}} = \frac{1}{2\varphi_T} I_{\text{э}} \tau_n,$$

где $I_{\text{э}}$ – прямой ток через эмиттерный переход, τ_n – время жизни неосновных носителей в базе.

Произведем оценку зависимости от частоты коэффициента передачи тока эмиттера $\alpha(\omega)$ при работе транзистора в режиме малого сигнала. Пусть в цепи эмиттера транзистора, включенного по схеме с ОБ (рис.9.4,а), имеется источник синусоидального переменного тока. Ток эмиттера содержит постоянную $I_{\text{э}}$ и переменную $\dot{I}_{\text{э}} e^{j\omega t}$ составляющие:

$$i_{\text{э}} = I_{\text{э}} + \dot{I}_{\text{э}} e^{j\omega t},$$

причем амплитуда переменной составляющей $|\dot{I}_{\text{э}}|$ много меньше постоянного тока эмиттера $I_{\text{э}}$. Ток коллектора транзистора будет также изменяться по гармоническому закону с той же частотой и будет содержать постоянную $I_{\text{к}} = \alpha I_{\text{э}}$ и переменную $\dot{I}_{\text{к}}$ составляющие.

Найдем коэффициент передачи переменной составляющей тока эмиттера

$$\dot{\alpha}(\omega) = \frac{\dot{I}_{\text{к}}}{\dot{I}_{\text{э}}}.$$

Для этого рассмотрим простейшую эквивалентную схему транзистора, учитывающую емкость эмиттерного перехода

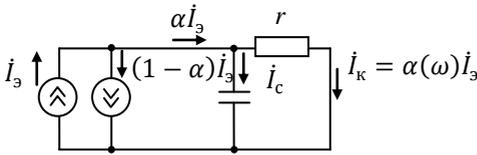


Рис.9.14. Схема RC -цепи для аппроксимации частотной зависимости коэффициента передачи тока $\alpha(\omega)$

(рис.9.14). Схема состоит из источника переменного тока эмиттера \dot{I}_3 , источника рекомбинационного тока базы $(1-\alpha)\dot{I}_3$, а также емкости эмиттера $C_3 = C_{3\text{бар}} + C_{3\text{дифф}}$ и некоторого внутренне-

го сопротивления транзистора r .

Используя правила Кирхгофа, можно написать уравнения для токов $\alpha\dot{I}_3$, \dot{I}_C , \dot{I}_K и напряжений $r\dot{I}_K$, $(1/j\omega C)\dot{I}_C$:

$$\alpha\dot{I}_3 - \dot{I}_C - \dot{I}_K = 0,$$

$$r\dot{I}_K - \frac{1}{j\omega C}\dot{I}_C = 0.$$

Выразив \dot{I}_C из второго уравнения и подставив в первое, получим

$$\alpha\dot{I}_3 = (j\omega rC + 1)\dot{I}_K,$$

отсюда

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}(\omega) = \frac{\dot{I}_K}{\dot{I}_3} &= \frac{\alpha}{1 + j\omega rC} = \frac{\alpha}{1 + j\omega\tau_3} = \frac{\alpha(1 - j\omega\tau_3)}{1 + (\omega\tau_3)^2}, \\ \dot{\alpha}(\omega) &= \frac{\alpha(1 - j\omega\tau_3)}{1 + (\omega\tau_3)^2}, \end{aligned} \quad (9.16)$$

где τ_3 – постоянная времени эмиттерной цепи.

Ток в цепи коллектора отстает от тока в цепи эмиттера на угол θ :

$$\theta(\omega) = \text{arctg}\omega\tau_3.$$

Кроме того, нужно учесть, что изменения тока коллектора будут запаздывать от изменений тока эмиттера на время пролета $t_{пр}$ неосновных носителей через базу:

$$\theta(\omega) = \text{arctg}\omega\tau,$$

где $\tau = \tau_3 + t_{пр}$.

Зависимость модуля коэффициента передачи тока эмиттера от частоты сигнала определяется уравнением

$$|\dot{\alpha}(\omega)| = \frac{\alpha}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}}. \quad (9.17)$$

Частота $\omega_{\alpha_пр} = 1/\tau$, при которой $|\dot{\alpha}(\omega)|$ уменьшается в $\sqrt{2}$ раз (т.е. на -3 дБ) относительно своего значения, измеренного при низкой частоте сигнала, называется *предельной частотой передачи тока эмиттера*:

$$|\dot{\alpha}(\omega)| = \frac{\alpha}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{\alpha_пр}}\right)^2}},$$

$$\alpha(f) = \frac{\alpha}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{\alpha_пр}}\right)^2}}. \quad (9.18)$$

Предельная частота $f_{\alpha_пр}$ зависит от механизма переноса неосновных носителей через базу. У диффузионных транзисторов время пролета $t_{пр}$ сравнимо по величине с постоянной времени перезаряда емкости эмиттера. У дрейфовых транзисторов $t_{пр}$ в несколько раз меньше и предельная частота определяется в основном емкостью эмиттерного перехода. Основной путь повышения $f_{\alpha_пр}$ – уменьшение площади эмиттерного перехода и соответственно всех размеров транзистора.

На рис.9.15 приведен вид зависимости $\alpha(f)$ от частоты f при постоянной силе тока I_3 . Следует отметить, что $f_{\alpha_пр}$ зависит также от величины тока эмиттера (рис.9.16). При очень малых I_3 возрастает время перезарядки барьерной емкости, при больших – возрастает накопленный в базе заряд неосновных носителей и соответственно диффузионная емкость базы.

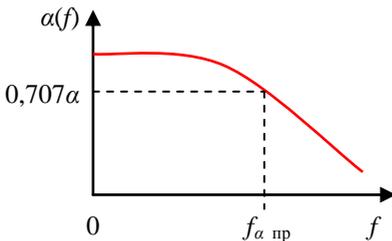


Рис.9.15. Зависимость $\alpha(f)$ от частоты при $I_3 = \text{const}$

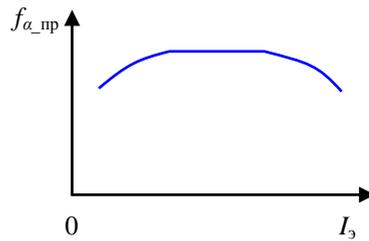


Рис.9.16. Зависимость $f_{\alpha_пр}$ от величины тока I_3

9.4.2. Частотные свойства транзистора в схеме с ОЭ

Определение частотной зависимости величины коэффициента передачи тока базы транзистора, включенного по схеме с ОЭ, является более трудной задачей. Сложность состоит в том, что перезарядка барьерной и диффузионной емкостей происходит за счет слабого тока базы. Одновременно через переходы транзистора протекают эмиттерный и коллекторный токи, переменные составляющие которых во много раз превышают переменную составляющую базового тока.

Однако вид зависимости $\beta(\omega)$ с точностью, приемлемой для практических целей, можно получить, если подставить полученное выше выражение (9.16) для $\dot{\alpha}(\omega)$ в уравнение (9.12):

$$\dot{\beta}(\omega) = \frac{\dot{\alpha}(\omega)}{1 - \dot{\alpha}(\omega)} = \frac{\frac{\alpha}{1 + j\omega\tau}}{1 - \frac{\alpha}{1 + j\omega\tau}} = \frac{\alpha}{1 - \alpha + j\omega\tau}.$$

Сделаем замену $\alpha = \beta/(1 + \beta)$:

$$\dot{\beta}(\omega) = \frac{\frac{\beta}{1 + \beta}}{1 - \frac{\beta}{1 + \beta} + j\omega\tau} = \frac{\beta}{1 + j\omega\tau(1 + \beta)}.$$

Зависимость модуля коэффициента передачи тока базы от частоты определяется уравнением

$$|\dot{\beta}(\omega)| = \frac{\beta}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{\beta\text{-пр}}}\right)^2}},$$

или

$$\beta(f) = \frac{\beta}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{\beta\text{-пр}}}\right)^2}}, \quad (9.19)$$

где частота $\omega_{\beta\text{-пр}} = 2\pi f_{\beta\text{-пр}} = \frac{1}{\tau(1 + \beta)}$, при которой модуль $|\dot{\beta}(\omega)|$ уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с β , измеренном при низкой частоте сигнала, называется *предельной частотой передачи тока базы*.

Предельная частота коэффициента передачи тока базы в схеме с ОЭ в $(1 + \beta)$ раз ниже, чем предельная частота коэффициента передачи тока эмиттера в схеме с ОБ (рис.9.17).

Для практических целей высокочастотные свойства транзисторов принято характеризовать граничной частотой f_T , при которой модуль коэффициента передачи тока базы $\beta(f_T) = 1,0$. Модуль коэффициента передачи тока базы при частотах $f < f_T$ приближенно находится из соотношения

$$f |\beta(f)| \approx f_T. \quad (9.20)$$

В справочных данных на транзисторы обычно указывается значение частоты, при которой величина модуля $|\beta(f)|$ равна 2,0 или 3,0.

Сильная частотная зависимость $|\beta(f)|$ транзисторов в схеме с ОЭ накладывает ограничения на их области применения. В высокочастотных схемах применяются только дрейфовые транзисторы. Диффузионные транзисторы имеют значительно большее время $t_{пр}$ и находят применение в схемах, работающих с низкочастотными сигналами (стабилизированные источники питания, усилители звуковых частот и т.д.).

В схеме с общим коллектором (рис.9.4,в) входным током является ток базы, а выходным током – ток эмиттера. Так как $I_э \approx I_к$, то можно сделать заключение, что в схеме с ОК будет практически такая же частотная зависимость коэффициента передачи тока $\beta(f)$, что и в схеме с ОЭ.

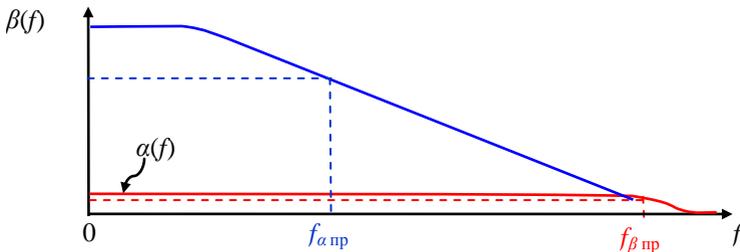


Рис.9.17. Зависимость модулей коэффициентов передачи токов от частоты

9.4.3. Реакция транзистора на импульс входного тока в схеме с общей базой

Схема включения транзистора с ОБ приведена на рис.9.4,а, а семейство статических характеристик с нагрузочной прямой – на рис.9.18. В ключевой схеме биполярный транзистор может находиться или в режиме отсечки или в режиме насыщения тока коллектора.

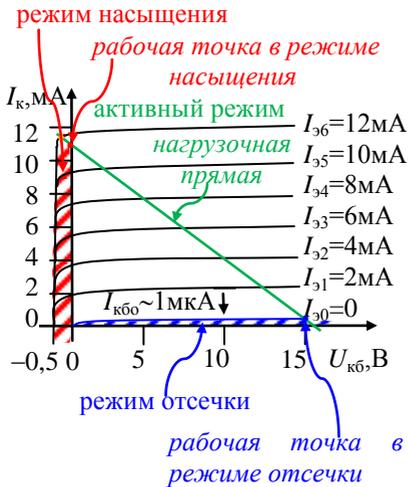


Рис.9.18. Статические характеристики биполярного кремниевого транзистора, включенного по схеме с общей базой в ключевом режиме

В режиме отсечки (транзистор закрыт) напряжение на коллекторном переходе $U_{к0}$ равно напряжению источника питания $E_{к}$. В режиме насыщения (транзистор открыт) ток коллектора $I_{к\text{нас}} \approx E_{к}/R_{к}$, а напряжение $U_{кб} \approx 0$.

Реакция транзистора на импульс входного тока в схеме с ОБ в ключевом режиме показана на рис.9.19. В исходном состоянии оба перехода (эмиттерный и коллекторный) смещены в обратном направлении и транзистор находится в режиме отсечки (синяя точка на рис.9.18).

В момент времени t_1 на эмиттер подается прямоугольный импульс тока $i_э$ (рис.9.19,а). Одновременно с инжекцией электронов из эмиттера в область базы происходит поступление дырок от базового электрода. В первый момент выполняется равенство $i_э = i_б$ (рис.9.19,б). Происходит заряд барьерной емкости перехода и рост концентрации неосновных носителей в базе (рис.9.19,д). Из-за конечного времени диффузии инжектированных электронов появление тока коллектора отстает от импульса тока эмиттера на время задержки $t_{зад}$ (рис.9.19,в).

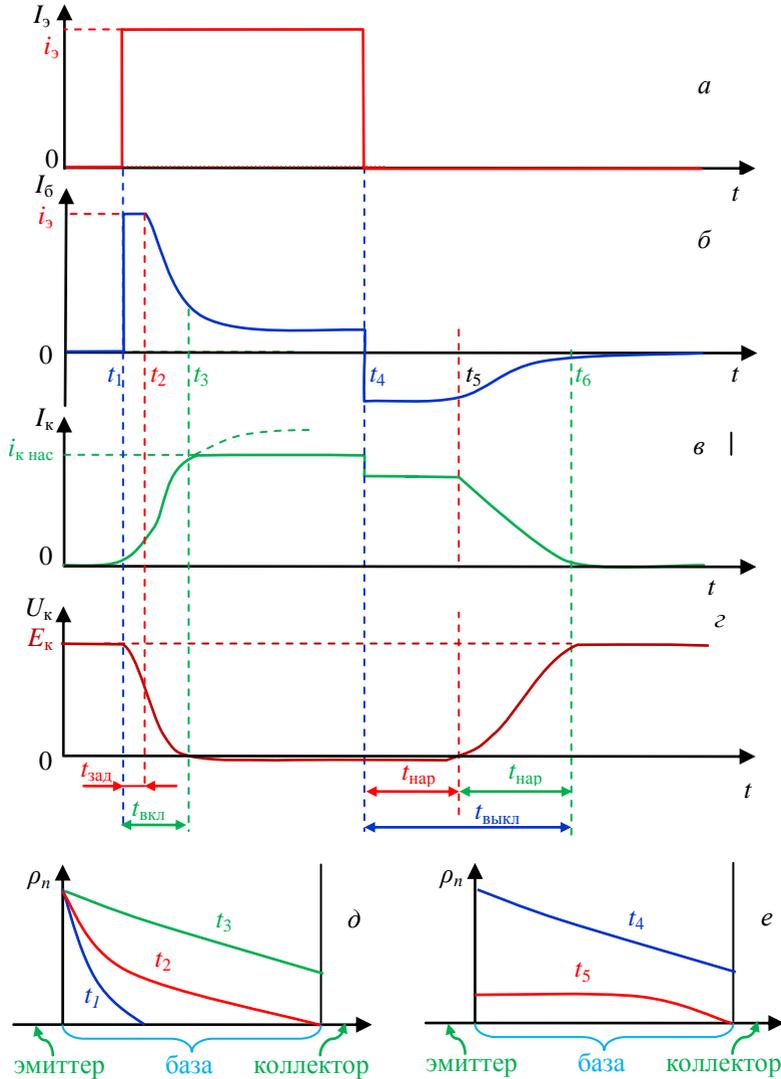


Рис.9.19. Реакция транзистора на импульс входного тока в схеме с ОБ в ключевом режиме. Зависимость от времени: а – тока эмиттера, б – тока базы, в – тока коллектора, г – напряжения на коллекторе, д – распределение инжектированных носителей в базе при открытии транзистора, е – распределение неосновных носителей в базе при закрытии транзистора

По мере роста концентрации неосновных носителей в базе (заряда диффузионной емкости, рис.9.19,д) ток коллектора возрастает и достигает максимального значения $i_{к\text{ нас}}$ (рис.9.19,е). Напряжение источника питания $E_k = i_{к\text{ нас}}R_k$ падает на сопротивлении нагрузки, напряжение на коллекторном переходе $U_k \approx 0$, и транзистор переходит в режим насыщения тока коллектора (момент t_3 на рис.9.19). Время, за которое ток коллектора достигает $0,9i_{к\text{ нас}}$, называется временем включения $t_{\text{вкл}}$.

Рабочая точка, соответствующая режиму насыщения (рис.9.18), характеризуется *степенью* или *глубиной насыщения*

$$S = \frac{i_3}{i_{к\text{ нас}}} \geq 1. \quad (9.21)$$

При работе транзистора в схеме электронного ключа амплитуда импульса тока эмиттера $i_3 > i_{к\text{ нас}}$. Вследствие этого создается ток базы $i_6 = i_3 - i_{к\text{ нас}}$ (рис.9.19,б). Увеличение тока базы приводит к увеличению накопленного заряда (верхняя кривая на рис.9.19,д). Напряжение на коллекторном переходе и потенциальный барьер понижаются настолько, что помимо дрейфового потока электронов из базы в коллектор возникает встречный диффузионный поток электронов из коллектора в базу, при этом

$$i_{к\text{ нас}} = i_{к\text{ дрейф}} - i_{к\text{ диф}}.$$

В результате концентрация электронов вблизи коллекторного перехода не равна нулю, как в активном режиме (см. рис.9.9), а имеет конечное значение и тем большее, чем выше глубина насыщения.

В момент окончания импульса тока эмиттера прекращается инжекция электронов в базу транзистора. Однако сохраняется дрейфовый поток через коллекторный переход накопленных в базе неосновных носителей (электронов). При этом через базовый электрод уходит равный по величине заряд основных носителей (дырок). Ток базы меняет направление и по величине становится равным току коллектора. Коллекторный переход остается в режиме насыщения. Небольшое скачкообразное изменение тока коллектора происходит из-за падения напряжения на объемном сопротивлении базы транзистора.

По мере *рассасывания неосновных носителей* в базе транзистор выходит из режима насыщения (момент t_5 на рис.9.19).

Время, в течение которого транзистор находится в режиме насыщения после окончания импульса тока эмиттера, называется *временем рассасывания* $t_{\text{рас}}$.

Неосновные носители продолжают уходить через коллекторный переход и рекомбинировать с дырками в базе. Ток коллектора уменьшается, напряжение на коллекторном переходе растет. Когда в базе устанавливается равновесная концентрация носителей, транзистор переходит в режим отсечки (момент t_6). Время рассасывания и *время спада* $t_{\text{сп}}$ дают в сумме время выключения транзистора

$$t_{\text{выкл}} = t_{\text{рас}} + t_{\text{сп}}$$

Время выключения $t_{\text{выкл}}$ соответствует уменьшению тока коллектора до величины $0,1 i_{\text{к нас}}$.

Сократить длительность переходного процесса возможно:

1. Путем уменьшения времени пролета неосновных носителей через базу:

а) за счет уменьшения ширины базы транзистора до двух десятых средней длины диффузии неосновных носителей в базе. Дальнейшее сокращение может привести к смыканию p - n -переходов эмиттера и коллектора и появлению больших сквозных токов;

б) при использовании транзисторов n - p - n -типа с более высоким коэффициентом диффузии;

в) при неравномерном легировании базы и создании “встроенного” электрического поля, что ускоряет перенос неосновных носителей через базу.

2. Путем сокращения времени перезарядки барьерной и диффузионной емкостей эмиттерного перехода:

а) за счет уменьшения емкостей при миниатюризации транзистора;

б) при введении в базу легирующих примесей, сокращающих время жизни неосновных носителей.

3. Путем уменьшения степени насыщения транзистора при шунтировании коллекторного перехода диодом Шоттки.

9.4.4. Переходные процессы в транзисторном ключе по схеме с общим эмиттером

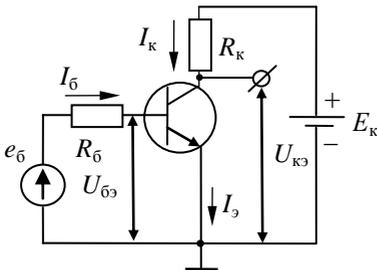


Рис.9.20. Схема простейшего транзисторного ключа

В исходном состоянии на выходе источника импульсного напряжения e_6^- поддерживается напряжение e_6^- отрицательной полярности, и эмиттерный переход транзистора смещен в обратном направлении. Транзистор находится в состоянии *отсечки* (точка А на рис.9.21). Ток в цепи нагрузки $i_k \approx I_{k0}$ очень мал и напряжение на коллекторном переходе и на выходе ключа $u_{кэ} \approx E_k$.

Если напряжение e_6^+ имеет положительную полярность и превышает напряжение на открытом переходе база-эмиттер $e_6^+ \gg U^*$, то в цепи базы протекает ток

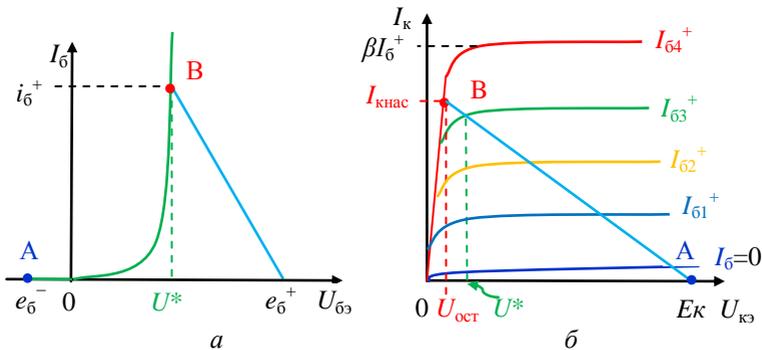


Рис.9.21. Расположение рабочих точек ключа на статических характеристиках транзистора: *а* – входной, *б* – выходной

Схема простейшего транзисторного ключа показана на рис.9.20. Транзистор включен по схеме с ОЭ. Во входной базовой цепи включен источник импульсного напряжения e_6 и последовательно с ним сопротивление R_6 . Выходная коллекторная цепь состоит из источника питания E_k и сопротивления нагрузки R_k .

$$i_6^+ = \frac{e_6^+ - U^*}{R_6}. \quad (9.22)$$

Транзистор находится в состоянии насыщения (точка В на рис.9.21).

Рассмотрим несколько подробнее переход транзистора в состояние насыщения тока коллектора. При увеличении тока базы рабочая точка перемещается по нагрузочной прямой (рис.9.21,б). Ток коллектора растет, напряжение на коллекторе уменьшается. Когда потенциал коллектора становится равным потенциалу базы $u_{кэ} = u_{бэ} = U^*$, то напряжение на коллекторном переходе $u_{кб} = u_{кэ} - u_{бэ} = 0$. При еще больших токах i_k напряжение $u_{кб} < 0$, и коллекторный переход смещается в прямом направлении.

Инжекция электронов из коллектора в базу препятствует дальнейшему увеличению коллекторного тока. Ток коллектора достигает значения тока насыщения $I_{кн}$, а *остаточное напряжение* на выходе ключа падает до $U_{ост} \approx 0,1$ В. *Степень насыщения* характеризуют отношением

$$S = \frac{\beta i_6^+}{I_{к\text{нас}}} > 1. \quad (9.22)$$

Рассмотрим временные процессы в транзисторном ключе при подаче импульса входного напряжения (рис.9.22,а). Задержка фронта импульса $t_{зад}$ выходных тока i_k и напряжения $u_{кэ}$ обусловлена зарядом входной емкости ключа

$$C_{вх} = C_{бэ} + C_{бк} + C_{монтажа}$$

с постоянной времени $\tau_{вх} = R_6 C_{вх}$. При $R_6 \approx 1$ кОм, $C_{вх} \approx 10$ пФ задержка фронта составляет величину порядка $t_{зад} \approx \tau_{вх} \approx 10$ нс.

Когда возрастающее напряжение $u_{бэ}$ становится равным U^* , открывается эмиттерный переход, начинается инжекция электронов в базу и появляется ток коллектора (время диффузии носителей в базе обычно меньше $\tau_{вх}$). Ток коллектора i_k нарастает по мере увеличения концентрации неосновных носителей в базе. Накопленный заряд неосновных носителей (электронов) должен быть равен увеличению концентрации основных носителей (дырок) $\Delta Q^+ \approx i_6^+ t_{фр}$. В момент времени $t_{фр}$ ток коллектора достигает величины тока насыщения $I_{к\text{нас}}$ (рис.9.22,в).

Обычно ток базы $i_6^+ \ll I_{к\text{ нас}} < i_3$, и процесс накопления заряда в схеме ОЭ оказывается более длительным, чем в схеме ОБ.

После того, как транзистор перешел в состояние насыщения, заметных изменений токов и напряжений в схеме ключа не происходит. Однако продолжается процесс накопления заряда в базе. В базе должен накопиться настолько большой избыточный заряд электронов, что ток их рекомбинации с основными носителями (дырками) становится равным току базы (9.22). Накопленный заряд тем больше, чем выше степень насыщения S .

В момент переключения напряжения входного сигнала от

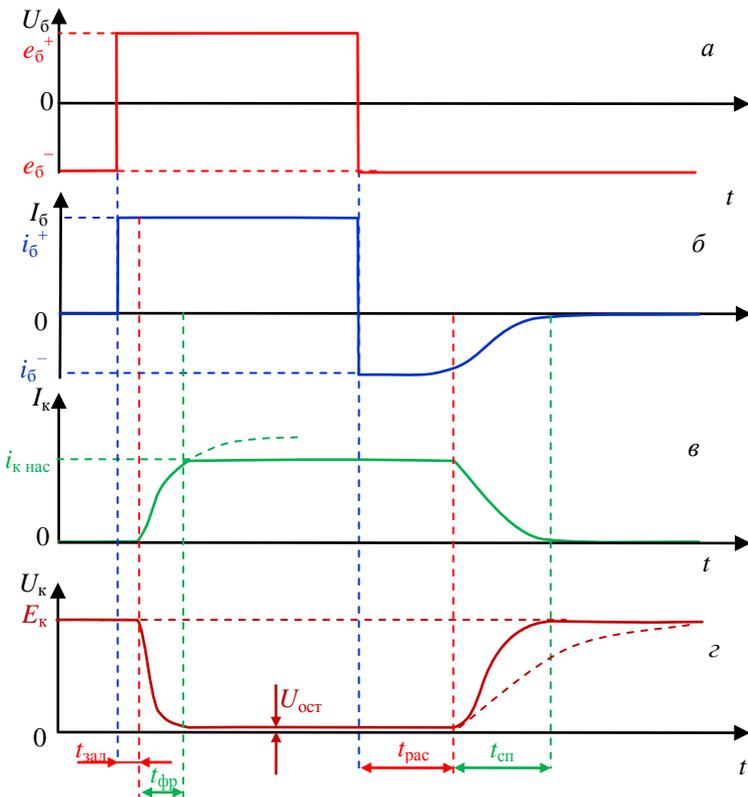


Рис.9.22. Переходные процессы в ключе на биполярном транзисторе. Зависимости от времени: a – входного напряжения, $б$ – тока базы транзистора, $в$ – тока коллектора, $г$ – выходного напряжения ключа

e_{δ}^{+} до e_{δ}^{-} базовый ток изменяет направление (рис.9.22,б). Начинается процесс рассасывания накопленного в базе заряда. При $|i_{\delta}^{+}| \approx |i_{\delta}^{-}|$ процесс рассасывания протекает примерно такое же время, что и процесс накопления. Пока в базе имеется большой накопленный заряд, на обоих $p-n$ -переходах сохраняется прямое смещение, близкое к U^{*} . При этом коллекторный ток остается равным $I_{к\text{нас}}$. При высокой степени накопления S время задержки заднего фронта импульса $t_{\text{рас}} > t_{\text{фр}}$.

После того, как транзистор выйдет из состояния насыщения, начинается процесс формирования заднего фронта (среза) импульса. Ток коллектора $i_{к}$ спадает, а напряжение обратного смещения на переходе $u_{к}$ растет. За время $t_{\text{сп}} \approx t_{\text{фр}}$ ток коллектора уменьшается до $\sim I_{к0}$, происходит перезаряд емкостей переходов, концентрация носителей в базе приближается к равновесной.

При практических измерениях длительности фронтов импульсов определяются как время, за которое ток (напряжение) изменяется от $0,1i_{\text{max}}$ до $0,9i_{\text{max}}$ или от $0,9i_{\text{max}}$ до $0,1i_{\text{max}}$.

Наибольшее искажение формы выходного импульса создает задержка заднего фронта $t_{\text{рас}}$. Уменьшения времени $t_{\text{рас}}$ можно достичь, понижая степень насыщения S (путем шунтирования перехода база-коллектор диодом Шоттки) и увеличивая амплитуду импульса обратного тока базы i_{δ}^{-} .

Если ключ работает на емкостную нагрузку (например, если к выходу ключа подключен вход другого ключа), то длительность заднего фронта импульса может существенно возрасти (штриховая линия на рис.9.22,з) из-за перезаряда емкости нагрузки $C_{н}$ с постоянной времени $R_{н}C_{н}$.

9.5. Типы биполярных транзисторов

Биполярные транзисторы классифицируются:

- 1) по материалу кристалла – германиевые, кремниевые и арсенид-галлиевые;
- 2) по типу проводимости – $p-n-p$ -типа и $n-p-n$ -типа;
- 3) по механизму переноса неосновных носителей через базу – бездрейфовые и дрейфовые;

4) по максимально допустимой мощности рассеяния на коллекторе – малой $\leq 0,3$ Вт, средней $0,3 \div 1,5$ Вт, большой $> 1,5$ Вт;

5) по частотным свойствам – низкочастотные ≤ 3 МГц, среднечастотные $3 \div 30$ МГц, высокочастотные $30 \div 300$ МГц, сверхвысокочастотные $0,3 \div 300$ ГГц;

6) по диапазону рабочих температур;

7) по формированию корпуса – корпусные и бескорпусные;

8) по напряжению пробоя – низковольтные и высоковольтные;

9) по уровню шума – выделяют малошумящие транзисторы;

10) по коэффициенту передачи базового тока в схеме с ОЭ выделяют транзисторы с супер β .

9.6. Технологии изготовления транзисторов

Первые биполярные транзисторы были изготовлены по *сплавной* технологии. На низколегированную пластину германия Ge *n*-типа накладываются две таблетки индия In и пропускается импульс тока. Индий вплавляется в кристалл германия, в котором образуются две высоколегированные *p*-области – эмиттера и коллектора. Между ними остается тонкая область Ge *n*-типа, которая выполняет роль базы. Структура сплавного транзистора несимметрична (рис.9.23), область эмиттера меньше по размерам, но более высоколегирована, что необходимо для получения эмиттера с большим коэффициентом инжекции дырок. Область коллектора легирована слабее, но имеет большую площадь для эффективного сбора дырок, прошедших через базу. При создании сплавных транзисторов возникал большой процент брака в связи с трудностями контроля процесса вплавления примесей.

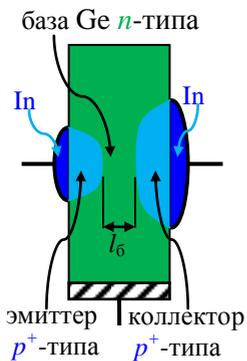


Рис.9.23. Структура сплавного транзистора

Современные биполярные транзисторы обычно изготавливают по планарной технологии, при этом на подложке большого размера создается одновременно не-

сколько транзисторов, что существенно понижает их стоимость. Планарная технология позволяет строго контролировать процесс диффузии, создавая дрейфовые транзисторы с тонкой (субмикронной) базой, что существенно уменьшает время пролета неосновных носителей и уменьшает область накопления диффузионного заряда. Уменьшение до микронных размеров площади p - n -переходов существенно уменьшает емкости эмиттерного и коллекторного переходов. Это позволяет создавать СВЧ-транзисторы с работоспособностью до 10 ГГц.

Структура *эпитаксиально-планарного* транзистора показана на рис.9.24,*а*. На высоколегированной подложке n^+ -типа

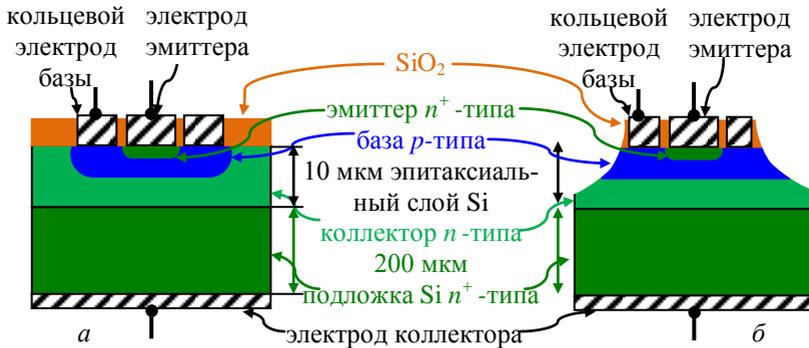


Рис.9.24. Структура биполярного транзистора: *а* – эпитаксиально-планарного, *б* – мезопланарного

толщиной ~ 200 мкм наращивается тонкий ~ 10 мкм эпитаксиальный низколегированный слой n -типа, в котором путем диффузии примесей формируется транзисторная структура. Высоколегированная подложка уменьшает сопротивление коллекторной области, а коллекторный переход, расположенный в эпитаксиальном низколегированном слое, имеет высокое напряжение пробоя и малую величину барьерной емкости.

Наибольшая вероятность электрического пробоя существует на краях p - n -переходов, имеющих малый радиус закругления, где увеличивается напряженность электрического поля. В *мезопланарных* транзисторах (рис.9.24,*б*) стравливаются части кристалла, где расположены края p - n -перехода. Остается только плоская часть p - n -перехода, имеющая значительно большее на-

пряжение пробоя. При этом устраняются многочисленные дефекты кристаллической решетки и загрязняющие примеси, сконцентрированные в основном на поверхности полупроводника, что также способствует повышению напряжения пробоя.

Мощные транзисторы работают при больших токах и больших плотностях тока, а также больших напряжениях на коллекторном переходе. В режиме насыщения они должны иметь малое внутреннее сопротивление и малое падение напряжения на транзисторе для уменьшения тепловых потерь. Конструкция мощного транзистора должна обеспечивать эффективный теплоотвод и предотвращать возникновение существенных механических напряжений при температурном расширении его частей. При этом мощные транзисторы должны быть достаточно высокочастотными.

При увеличении площади эмиттерной области периферическая часть p - n -перехода оказывается открытой сильнее, чем центральная, что связано с удлинением пути токов от электрода базы к центральной части эмиттера, как показано на рис.9.25. Электрическое сопротивление при этом увеличивается, что приводит к увеличению падения напряжения на высокоомной области базы и, как следствие, к уменьшению напряжения прямого смещения в центральной области p - n -перехода. В результате происходит снижение плотности тока в центре эмиттерного перехода (рис.9.25).

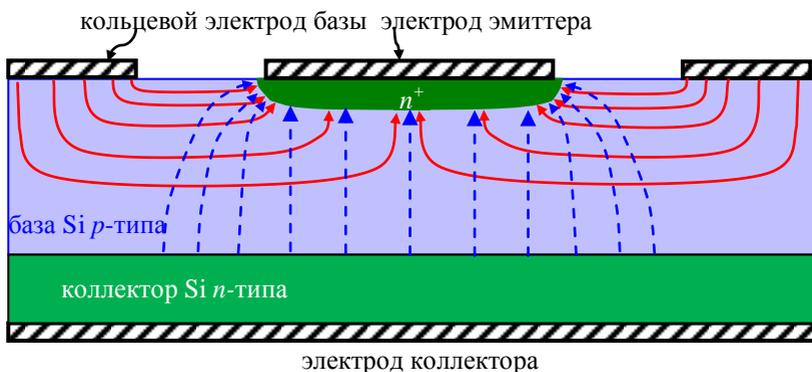


Рис.9.25. Вытеснение тока на края эмиттера мощного биполярного транзистора

Планарная технология изготовления транзисторов позволяет выравнивать плотности тока за счет изготовления гребенчатых эмиттеров (рис.9.26,*а*). Число зубьев гребенки может достигать нескольких десятков. При малой ширине каждого зубца эффект вытеснения тока к краю эмиттера незначителен. За счет применения гребенчатой конфигурации электродов также укорачивается путь токов и снижается сопротивление базы, что увеличивает усиление по мощности и снижает внутреннее сопротивление транзистора в режиме насыщения. Недостаток гребенчатого эмиттера – падение напряжения на узких и длинных полосках эмиттерных электродов при больших токах.

От этого недостатка свободны многоэмиттерные транзисторы с полосковыми или круглыми эмиттерами (рис.9.26,*б* и *в*). Отдельные эмиттеры соединены между собой широкими электродами, нанесенными поверх слоя диэлектрика SiO_2 (на рисунке не показан).

Для улучшения теплоотвода кристалл полупроводника со стороны коллекторного электрода припаивают к массивному корпусу транзистора, а сам корпус транзистора крепят к радиатору и обдувают вентилятором.

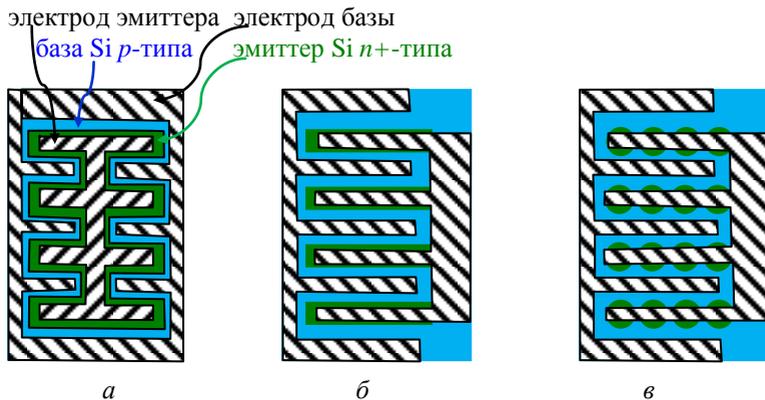


Рис.9.26. Конструкция электродов мощного транзистора: *а* – гребенчатый эмиттер, *б* – многоэмиттерная с полосковыми эмиттерами, *в* – многоэмиттерная с круглыми эмиттерами

Глава 10. ТИРИСТОРЫ

10.1. Полупроводниковые четырехслойные диоды типа $p-n-p-n$

Тиристором называют полупроводниковый прибор с тремя и более $p-n$ -переходами, вольтамперная характеристика которого имеет участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Название *тиристор* произошло от терминов тиратрон и транзистор. Тиратрон – газоразрядный прибор, имеющий аналогичную вольтамперную характеристику.

Тиристор, имеющий два вывода, называют диодным тиристором или *динистором*, триодный тиристор или *тринистор* имеет дополнительно третий управляющий электрод.

Изготавливаются тиристоры из кремния. В монокристалле кремния создаются четыре слоя с чередующейся проводимостью $p-n-p-n$ (рис.10.1). Слои разделены тремя $p-n$ -переходами P_1, P_2 и P_3 . Слой p_1 выполняет в тиристоре функции анода A , а слой n_2 – функции катода K . Они создаются путем диффузии в исходный монокристалл кремния n -проводимости (имеющий толщину порядка 250 мкм) сначала акцепторной примеси (алюминий, бор), образующей слой p_1 и p_2 (толщиной порядка 50 мкм), а затем донорной примеси (фосфор), образующей наружный слой n_2 (толщиной порядка 10 мкм). Остаточная толщина слоя n_1 исходного монокристалла равна примерно 150 мкм. Примерные значения концентраций носителей в слоях: $p_1 = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $n_1 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $p_2 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $n_2 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

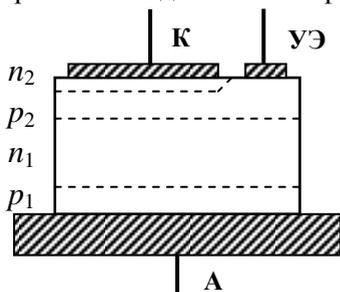


Рис.10.1. Структура тиристора

Тиристоры, выпускаемые на рабочее напряжение от десятков до сотен вольт и на токи от десятков миллиампер до нескольких ампер, относятся к группе маломощных приборов. Тиристоры, получившие название управляемые вентили, с рабочим напряжением более 1000 В и током свыше 100 А относятся к группе мощных приборов. Маломощные тиристоры применяются главным образом в релейных системах, регулируемых источ-

ками. Тиристоры, выпускаемые на рабочее напряжение от десятков до сотен вольт и на токи от десятков миллиампер до нескольких ампер, относятся к группе маломощных приборов. Тиристоры, получившие название управляемые вентили, с рабочим напряжением более 1000 В и током свыше 100 А относятся к группе мощных приборов. Маломощные тиристоры применяются главным образом в релейных системах, регулируемых источ-

никах питания постоянного и переменного тока, а приборы, пропускающие большую мощность – в устройствах коммутации и управления промышленными и транспортными электроустановками.

10.2. Схема включения и вольт-амперная характеристика динистора

На рис.10.2 показано подключение динистора VD к источнику постоянного напряжения E через нагрузочное сопротивление R . На рис.10.3 построены вольт-амперная характеристика

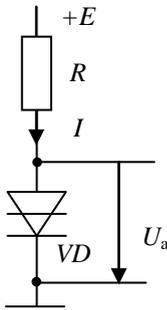


Рис.10.2. Схема включения динистора

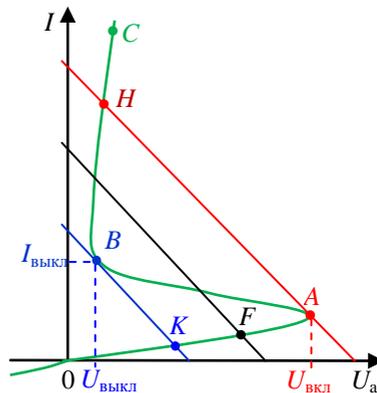


Рис.10.3. Вольт-амперная характеристика динистора

динистора и нагрузочная прямая. Нагрузочная прямая пересекает ось напряжений в точке $U_a = E$, ось токов – в точке $I = E/R_n$.

Прямая ветвь вольт-амперной характеристики динистора $U_a > 0$ (рис.10.3) имеет три участка:

- 1) OA , для которого характерно наличие малых токов при большом прямом напряжении;
- 2) AB отрицательного дифференциального сопротивления $dU_a/dI < 0$;
- 3) BC , аналогичный прямой ветви вольт-амперной характеристики кремниевого диода.

Динистор при подаче на него прямого напряжения может находиться в двух устойчивых состояниях: закрытом и открытом. Закрытое состояние динистора соответствует участку OA

прямой ветви ВАХ между нулевой точкой и точкой переключения A (рис.10.3).

При увеличении напряжения на аноде динистора от 0 до $U_{\text{вкл}}$ ток в приборе очень мал (точка пересечения F нагрузочной прямой с линией OA вольт-амперной характеристики). В момент, когда рабочая точка F достигает точки A на вольтамперной характеристике, ток в приборе резко возрастает. Динистор переходит в открытое состояние. Рабочая точка перемещается по нагрузочной прямой в положение H . Падение напряжения на динисторе мало, и практически все напряжение питания приложено к нагрузочному сопротивлению $U_R \approx E$. Теперь при уменьшении E рабочая точка G будет перемещаться по ветви BC вольт-амперной характеристики. Выключение динистора произойдет, когда ток через прибор станет меньше $I_{\text{выкл}}$. Рабочая точка переместится в положение K на ветви OA , соответствующей закрытому состоянию динистора. Ток $I_{\text{выкл}}$ обычно меньше 1 мА, и для выключения динистора напряжение питания должно уменьшиться практически до нуля $E \approx 0$ или сменить знак $E < 0$.

Обратная ветвь вольт-амперной характеристики динистора ($U_a < 0$) аналогична обратной ветви вольт-амперной характеристики кремниевого выпрямительного диода. Мощность, рассеиваемая динистором в открытом и закрытом состояниях, является малой, так что прибор аналогичен переключающему устройству, срабатывающему, когда напряжение на нем достигает определенной величины $U_{\text{вкл}}$.

10.3. Зонная диаграмма диодного тиристора

Структурная схема диодного тиристора приведена на рис.10.4,а. Зонная диаграмма диодного тиристора (динистора) в состоянии термодинамического равновесия приведена на рис.10.4,б. На рисунке показаны уровни энергии: W_c – дна зоны проводимости, W_F – уровня Ферми и W_v – верха валентной зоны. Стрелками показаны направления электрических полей $\vec{E}_{\text{э1}}$, \vec{E}_K и $\vec{E}_{\text{э2}}$ в переходах Π_1 , Π_2 и Π_3 . Условно показаны концентрации электронов и дырок во всех четырех областях динистора.

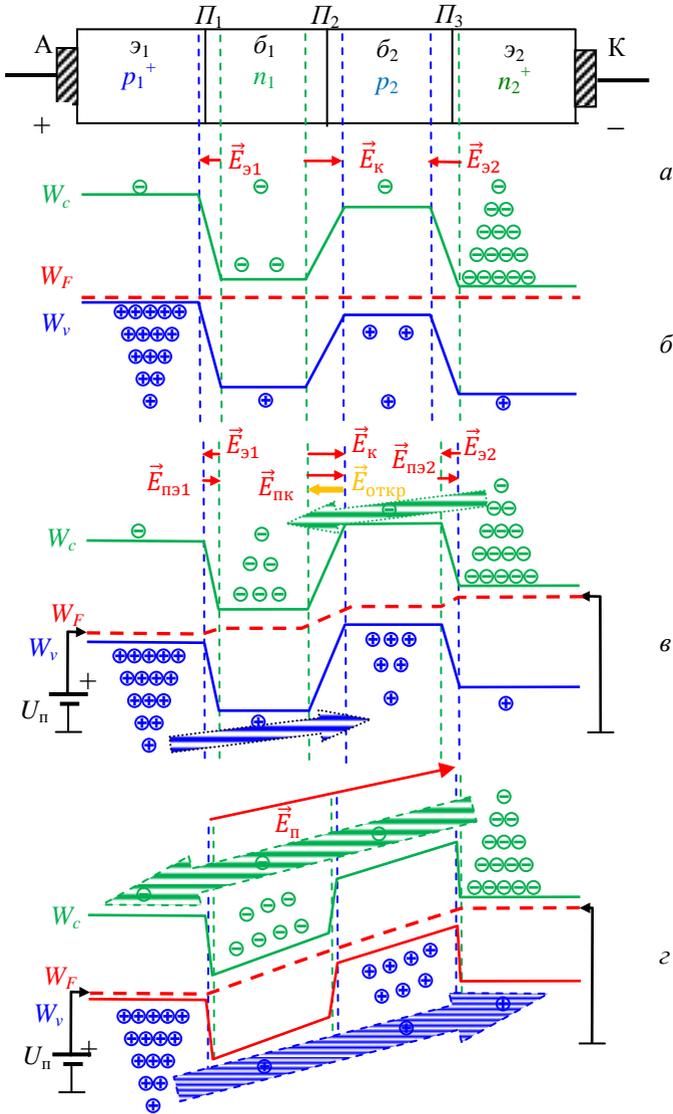


Рис.10.4. Диодный тиристор: *a* – структура; зонные диаграммы в состоянии: *б* – термодинамического равновесия; *в* – закрытом состоянии; *г* – открытом состоянии

При подаче на анод положительного напряжения ($U_a < U_{\text{вкл}}$) крайние p - n -переходы (P_1 и P_3) смещаются в прямом направлении, поэтому их называют эмиттерными; средний p - n -переход (P_2) смещается в обратном направлении, поэтому его называют коллекторным. Соответственно в таком приборе существуют две эмиттерные области (p_1 и n_2 – эмиттеры) и две базовые области (n_1 и p_2 – базы).

Большая часть внешнего напряжения падает на коллекторном переходе P_2 , т.к. он смещен в обратном направлении. Через диностор протекает ток, равный обратному току перехода P_2 (участок OA прямой ветви ВАХ диностора на рис.10.3).

С увеличением анодного напряжения, приложенного между анодом и катодом, увеличивается прямое напряжение и на эмиттерных переходах (рис.10.4,б). Электроны, инжектированные из n_2 -эмиттера в p_2 -базу, диффундируют к коллекторному переходу, втягиваются полем коллекторного перехода и попадают в n_1 -базу. Дальнейшему продвижению электронов по тиристорной структуре препятствует потенциальный барьер левого эмиттерного перехода. Поэтому часть электронов, оказавшись в потенциальной яме n_1 -базы, образует избыточный отрицательный заряд, который, понижая высоту потенциального барьера левого эмиттерного перехода, вызывает увеличение инжекции дырок из p_1 -эмиттера в n_1 -базу. Инжектированные дырки диффундируют к коллекторному переходу, втягиваются полем коллекторного перехода и попадают в p_2 -базу. Дальнейшему их продвижению по тиристорной структуре препятствует потенциальный барьер правого эмиттерного перехода. Следовательно, в p_2 -базе происходит накопление избыточного положительного заряда, что обуславливает увеличение инжекции электронов из n_2 -эмиттера. Таким образом, в структуре тиристора существует положительная обратная связь по току – увеличение тока через один эмиттерный переход приводит к увеличению тока через другой эмиттерный переход.

Накопление неравновесных носителей в базовых областях создает дополнительную разность потенциалов на коллекторном переходе, которая в отличие от внешней разности потенциалов стремится сместить коллекторный переход в прямом направле-

нии. На рис.10.4,в поле $\vec{E}_{\text{откр}}$ направлено навстречу полям \vec{E}_k и $\vec{E}_{\text{пк}}$. Поэтому с увеличением тока через динистор и, следовательно, с увеличением избыточных зарядов основных носителей заряда в базовых областях абсолютное значение суммарного напряжения на коллекторном переходе начнет уменьшаться.

Этому процессу соответствует участок AB с отрицательным дифференциальным сопротивлением на ВАХ динистора (рис.10.3). Высота потенциального барьера коллекторного перехода уменьшается до значения, соответствующего включению этого перехода в прямом направлении. Ток через динистор при этом будет ограничен только сопротивлением нагрузки R_n .

Зонная диаграмма динистора в открытом состоянии приведена на рис.10.4,г. Здесь все три $p-n$ -перехода открыты и через тиристор текут большие сквозные токи. Открытое состояние динистора соответствует низковольтному и низкоомному участку прямой ветви BC на вольт-амперной характеристике.

В открытом состоянии динистор будет находиться до тех пор, пока за счет проходящего тока будет поддерживаться избыточный заряд в базах n_1 и p_2 , необходимый для смещения коллекторного перехода Π_2 в прямом направлении (рис.10.4,г). Если же ток динистора уменьшить до некоторого значения, меньшего тока выключения $I_{\text{выкл}}$, то в результате рекомбинации и рассасывания уменьшается количество неравновесных носителей заряда в базовых областях динистора, коллекторный переход окажется смещенным в обратном направлении, произойдет перераспределение падений напряжения на $p-n$ -переходах тиристорной структуры, уменьшится инжекция из эмиттерных областей и динистор перейдет в закрытое состояние.

10.4. Физические процессы в динисторе

Рассмотрим более детально процесс перехода динистора в открытое состояние. Для этого представим его структуру $p-n-p-n$ в виде двух соединенных транзисторов $p-n-p$ - и $n-p-n$ -типов (рис.10.5,а и б). При таком сочетании транзисторов средний слой n_1 выполняет одновременно роль базы первого транзистора и роль коллектора второго транзистора, а средний слой p_2 выполняет роль базы второго транзистора и одновременно роль

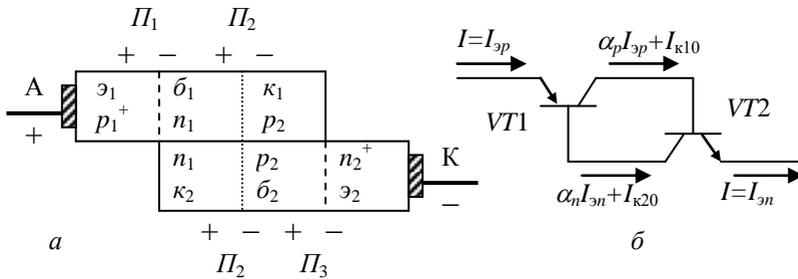


Рис.10.5. Представление динистора в виде соединения двух транзисторов

коллектора первого транзистора. Переходы Π_1 и Π_3 являются эмиттерными соответственно у первого и второго транзисторов. Центральный переход Π_2 является общим коллекторным переходом у обоих транзисторов.

Получилась схема из двух транзисторов $p-n-p$ - и $n-p-n$ -типов с внутренней положительной обратной связью по току. Ток коллектора транзистора VT1 является током базы транзистора VT2, а ток коллектора VT2 – током базы VT1. Схема с положительной ОС может переходить в неустойчивое состояние, при котором происходит лавинообразное нарастание токов.

Приложим к динистору внешнее напряжение, указанной на рис.10.2 полярности. При этом эмиттерные переходы транзисторов VT1 и VT2 смещаются в прямом направлении, а коллекторные – в обратном. Это соответствует нормальной полярности напряжения на транзисторах.

Токи коллекторов транзисторов VT1 и VT2:

$$\begin{aligned} I_{\kappa 1} &= \alpha_p I_{\varepsilon p} + I_{\kappa 10}, \\ I_{\kappa 2} &= \alpha_n I_{\varepsilon n} + I_{\kappa 20}, \end{aligned} \quad (10.1)$$

где α_p и α_n – коэффициенты передачи тока эмиттера $I_{\varepsilon p}$ и $I_{\varepsilon n}$ транзисторов VT1 и VT2, $I_{\kappa 10}$ и $I_{\kappa 20}$ – обратные токи коллекторных переходов.

Ток через центральный переход Π_2 будет являться суммой коллекторных токов этих транзисторов (рис.10.6):

$$I_{\Pi 2} = I_{\kappa 1} + I_{\kappa 2} = \alpha_p I_{\varepsilon p} + \alpha_n I_{\varepsilon n} + I_{\kappa 0}, \quad (10.2)$$

где $I_{\kappa 0} = I_{\kappa 10} + I_{\kappa 20}$ – обратный ток закрытого перехода Π_2 .

Ток анода динистора I и токи всех трех переходов должны быть равны, как токи одной цепи:

$$I = I_{эп} = I_{П2} = I_{эн} .$$

Следовательно:

$$I = \alpha_p I + \alpha_n I + I_{к0} ,$$

$$I = \frac{I_{к0}}{1 - (\alpha_p + \alpha_n)} . \quad (10.3)$$

В тиристорных структурах базы n_1 и p_2 значительно толще, чем у обычных транзисторов. При малых уровнях инжекции через эмиттерные переходы Π_1 и Π_3 инжектированные дырки и электроны практически все рекомбинируют в базах (рис.10.6).

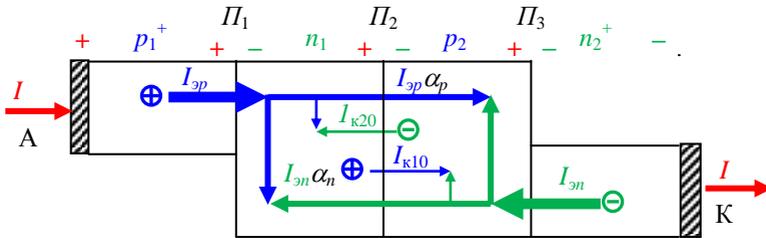


Рис.10.6. Схема движения носителей заряда и составляющие тока в слоях динистора

Коэффициенты передачи дырочных и электронных токов через базы n_1 и p_2 много меньше единицы: $\alpha_p \ll 1$ и $\alpha_n \ll 1$. Через структуру протекает ток, приблизительно равный обратному току коллекторного перехода (ветвь $0A$ на ВАХ динистора):

$$I = I_{эп} = I_{эн} \approx I_{к0} . \quad (10.4)$$

Увеличение напряжения U_a , приложенного к структуре, вызывает расширение коллекторного перехода Π_2 и соответственно уменьшение толщины базовых слоев n_1 и p_2 . Следствием этого является рост транзитных составляющих дырочного $I_{эп}\alpha_p$ и электронного $I_{эн}\alpha_n$ токов через коллекторный переход, увеличение коэффициентов α_p и α_n . Зависимости коэффициентов α_p и α_n от тока I через динистор показаны на рис.10.7,а. Более низкие значения коэффициента α_p по сравнению с коэффициентом α_n объясняются большей толщиной базы n_1 по сравнению с базой p_2 (в толстой базе число актов рекомбинации больше, чем в тонкой).

При приближении тока, протекающего через прибор, к величине $I_{\text{вкл}}$ (рис.10.7,*а*) сумма коэффициентов ($\alpha_p + \alpha_n$) стремится к единице и ток I через прибор будет лавинообразно нарастать, что для некоторой величины напряжения $U_{\text{вкл}}$ равносильно условию равенства нулю дифференциального сопротивления:

$$\frac{dU_a}{dI} = 0. \quad (10.5)$$

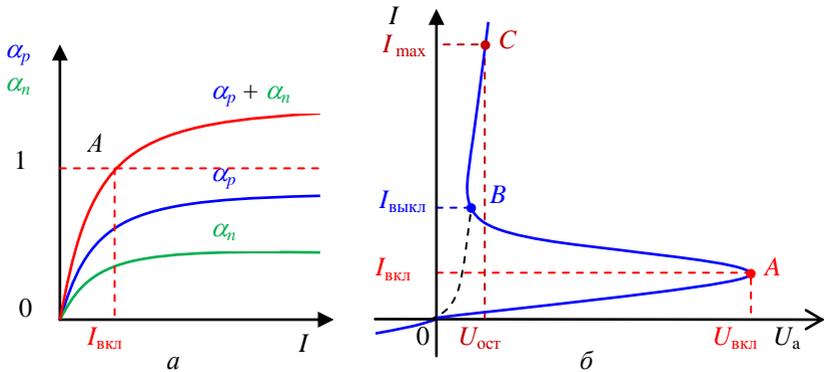


Рис.10.7. Вольт-амперная характеристика динистора: *а* – зависимость коэффициентов передачи тока α_p и α_n от анодного тока динистора; *б* – вольт-амперная характеристика динистора

Это значит, что в этой точке происходит изменение знака производной $\frac{dU_a}{dI}$ или переход от области положительного дифференциального сопротивления (участок OA на вольт-амперной характеристике рис.10.7,*б*) к области отрицательных дифференциальных сопротивлений (участок AB вольт-амперной характеристики). Неограниченному росту тока препятствует резистор R_n , через который динистор подключен к источнику питания.

С дальнейшим ростом тока сумма ($\alpha_p + \alpha_n$) будет превосходить единицу. В этом случае переход Π_2 становится глубоко насыщенным, падение напряжения на нем стремится к нулю и меняет знак.

Как следует из соотношения (10.3), ток включения $I_a = I_{\text{вкл}}$, соответственно и напряжение включения $U_a = U_{\text{вкл}}$ определяются величиной обратного тока I_{k0} перехода Π_2 и должны проявлять сильную зависимость от температуры. Это крайне нежела-

тельно для использования динистора в ключевых схемах. Поэтому концентрации примесей в слоях n_1 и p_2 выбирают такими, чтобы при заданном $U_{\text{вкл}}$ происходил лавинный пробой перехода Π_2 (как в стабилитроне). Лавинное размножение неосновных носителей заряда при заданном $U_{\text{вкл}}$ приводит к резкому увеличению обратного тока перехода ($I_{\text{к0}} + I_{\text{лав}}$), росту коэффициентов α_p и α_n и включению динистора:

$$I_a = \frac{I_{\text{к0}} + I_{\text{лав}}}{1 - (\alpha_p + \alpha_n)}.$$

После включения динистора напряжение U_a уменьшается и лавинный пробой прекращается.

Аналогично второй изгиб характеристики (точка B) при $I = I_{\text{выкл}}$ также характеризуется изменением знака дифференциального сопротивления $\frac{dU_a}{dI}$.

10.5. Основные параметры динистора

Характерными величинами, принятыми в качестве основных параметров динистора, являются:

1. Максимальное прямое напряжение на динисторе, называемое напряжением включения $U_{\text{вкл}}$ и определяемое как напряжение, при котором $\frac{dU_a}{dI} = 0$.

2. Ток включения $I_{\text{вкл}}$, определяемый как максимальный прямой ток через динистор в закрытом состоянии при $\frac{dU_a}{dI} = 0$.

3. Минимальное прямое напряжение на динисторе в открытом состоянии, при котором $\frac{dU_a}{dI} = 0$, называемое напряжением выключения $U_{\text{выкл}}$.

4. Ток выключения $I_{\text{выкл}}$, который характеризуется минимальным значением тока через динистор, находящийся в открытом состоянии.

5. Остаточное напряжение $U_{\text{ост}}$, т. е. падение напряжения на динисторе в открытом состоянии при максимально допустимом токе через динистор I_{max} .

6. Ток утечки $I_{\text{ут}}$, определяемый как ток через динистор в закрытом состоянии при напряжении, равном $U_{\text{вкл}}/2$.

7. Предельно допустимое обратное напряжение $U_{\text{обр. доп}}$.

8. Ток утечки $I_{\text{обр.ут.}}$, соответствующий предельно допустимому обратному напряжению.

Так как полярность напряжения на переходе Π_2 при открытом диносторе противоположна полярности напряжений на переходах Π_1 и Π_3 (рис.10.2,з), суммарное падение напряжения в диносторе (без учета падения напряжения в базах и эмиттерных слоях) примерно такое же, как в диоде, имеющем только один p - n -переход.

В качестве максимального значения прямого тока диностора принимается I_{max} , который ограничен допустимыми тепловыми потерями электрической мощности в приборе. Это тепло прибор должен рассеять при допустимой температуре нагрева кристалла полупроводника.

10.6. Физические процессы в тринисторе

По конструктивному выполнению тринисторы отличаются от диносторов тем, что имеют наружный вывод от базы p_2 , прилегающей к катоду (рис.10.1, рис.10.8,а). Наружный вывод от базы тринистора называется управляющим электродом (УЭ). Схема включения тринистора и его условное обозначение показаны на рис.10.8. К управляющему электроду и катоду присоединяется источник постоянного напряжения или тока (статическая система управления) или же, что чаще, применяется импульсный источник напряжения либо тока (импульсное управление).

Направления движений носителей заряда и соотношения

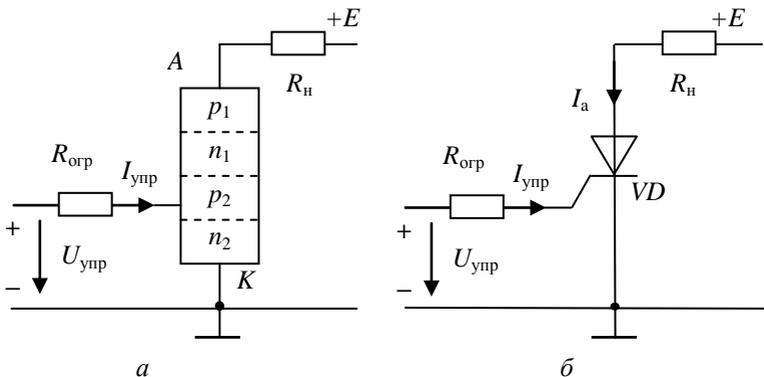


Рис.10.8. Тринистор: а – структура, б – схема включения

токов в слоях тринистора показаны на рис.10.9. Ток управления $I_{упр}$, втекающий в базу p_2 , вводит в нее дырки (ток $I_{упр}$). Повышенные концентрации дырок в базе p_2 приводит к понижению потенциального барьера перехода Π_3 и увеличению инжекции электронов из эмиттера n_2 в базу p_2 .

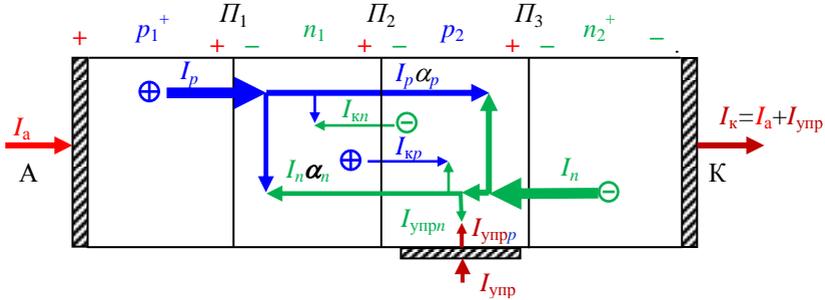


Рис.10.9. Схема движения носителей заряда и составляющие тока в слоях тринистора

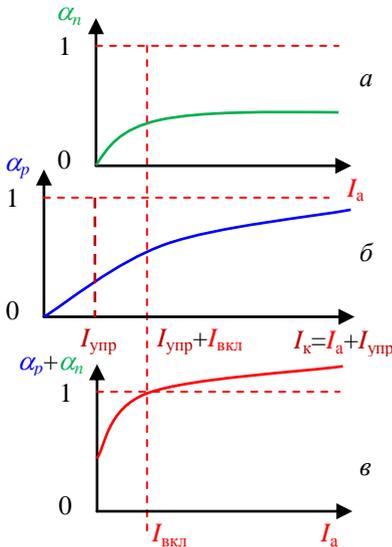


Рис.10.10. Зависимость коэффициентов передачи тока: а – α_p от анодного тока; б – α_n от катодного тока; в – $\alpha_p + \alpha_n$ от анодного тока

Следствием этого является увеличение коэффициента передачи α_n и транзитной составляющей электронного тока $I_n \alpha_n$. Условие лавинообразного нарастания тока через тринистор ($\alpha_p + \alpha_n \rightarrow 1$) (см. формулу 10.3) будет выполняться при меньшем токе анода I_a .

Зависимость коэффициента α_p от тока анода I_a показана на рис.10.10,а. Ниже на рис.10.10,б приведена зависимость α_p от тока катода $I_k = I_a + I_{упр}$, смещенная влево на величину тока управления $I_{упр}$ относительно кривой $\alpha_p = f(I_a)$. На рис.10.10,в построена зависимость $(\alpha_p + \alpha_n) = f(I_a)$. Из построения

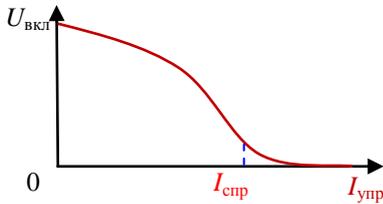


Рис.10.11. Зависимость напряжения включения от тока управления тринистора

На рис.10.12 показано семейство вольт-амперных характеристик тринистора для ряда величин тока управления $0 \leq I_{упр} \leq I_{спр}$. Чем больше ток управления, тем меньше напряжение включения.

Величина тока управления, при котором на вольт-амперной характеристике тринистора пропадает участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением и вольт-амперная характеристика тринистора становится подобной вольт-амперной характеристике диода, называется током спрямления $I_{спр}$.

На семействе вольт-амперных характеристик (рис.10.12)

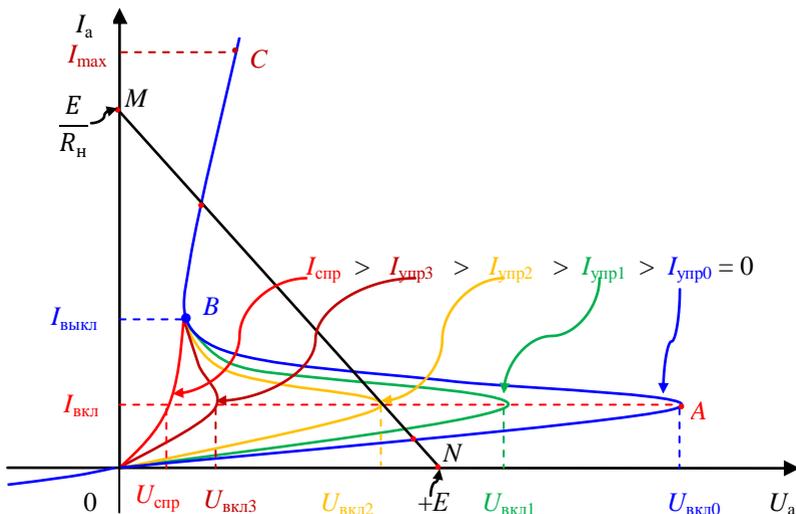


Рис.10.12. Семейство вольт-амперных характеристик тринистора

видно, что чем больше $I_{упр}$, тем при меньших токах анода тиристора достигается равенство $\alpha_p + \alpha_n = 1$. В соответствии с уменьшением $I_{вкл}$ имеет место снижение напряжения включения $U_{вкл}$. Связь между напряжением включения $U_{вкл}$ и током управления $I_{упр}$ показывает кривая, приведенная на

построена нагрузочная прямая MN , соответствующая напряжению питания $E < U_{\text{вкл}0}$. При $I_{\text{упр}} = 0$ триод находится в закрытом состоянии. Для открытия триода необходимо подать на управляющий электрод ток управления $I_{\text{упр}2}$, при котором напряжение включения становится меньше напряжения питания $U_{\text{вкл}2} < E$ (точка A смещается влево от нагрузочной прямой MN).

Для закрытия триода необходимо выключить источник питания или изменить его полярность на обратную, чтобы рассеялись избыточные носители в базах.

Включить триод можно подачей импульса тока на управляющий электрод. Амплитуда импульса $i_{\text{упр}}$ должна быть больше тока спрямления, а длительность больше времени включения (у большинства триодов $I_{\text{ср}} \leq 100$ мА, время включения – от 10 до 100 мкс). При этом триод переходит в открытое состояние независимо от величины напряжения питания E . На рис.10.13 показаны электрическая схема и временные диаграммы регулируемого однополупериодного выпрямителя переменного тока с импульсно-фазовым управлением триодом. Импульс тока управления подается с задержкой τ относительно начала положительного полупериода. Среднее значение тока в сопротивлении нагрузки:

$$I_{\text{ср}} = \frac{1}{T} \int_{\tau}^{T/2} \frac{U_{\text{пит}}}{R_{\text{н}}} \sin(2\pi vt) dt.$$

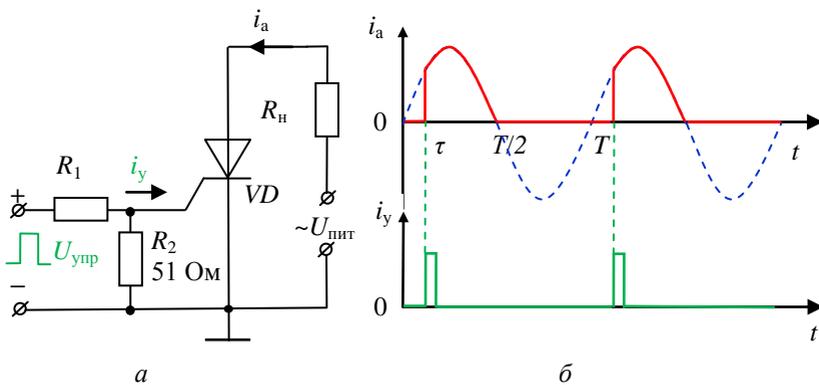


Рис.10.13. Регулируемый однополупериодный выпрямитель с фазо-импульсным управлением: a – схема включения, b – временные диаграммы

Открывая тринистор с большей или меньшей задержкой по времени τ , можно “вырезать” соответствующую часть полупериода переменного тока.

При импульсном управлении тринистором требуется шунтирование управляющего электрода (резистор $R_2 = 51$ Ом), чтобы предотвратить случайное включение тринистора при наличии импульсных помех в цепи питания.

10.7. Основные параметры тринистора

Характерными величинами, принятыми в качестве основных параметров тринистора, являются:

1. Максимальное прямое напряжение на тринисторе в закрытом состоянии $U_{\text{вкл}0}$ при токе управляющего электрода $I_{\text{упр}} = 0$.

2. Ток в закрытом состоянии $I_{\text{вкл}}$ при максимальном прямом напряжении $U_{\text{вкл}0}$.

3. Напряжение в открытом состоянии $U_{\text{отс}}$, т. е. падение напряжения на тринисторе в открытом состоянии при максимально допустимом токе через тринистор I_{max} .

4. Минимальный ток в открытом состоянии (ток выключения) $I_{\text{выкл}}$.

5. Ток утечки $I_{\text{ут}}$, определяемый как ток через тринистор в закрытом состоянии при напряжении, равном $U_{\text{вкл}}/2$.

6. Предельно допустимое обратное напряжение $U_{\text{обр.доп}}$.

7. Ток утечки $I_{\text{обр.ут}}$, соответствующий предельно допустимому обратному напряжению.

8. Постоянный или импульсный отпирающий ток управляющего электрода (ток спрямления $I_{\text{спр}}$).

9. Время включения.

10. Время выключения.

10.8. Симистор

Тринисторы находят применение в схемах коммутации (включения/выключения) потребителей переменного тока, в регуляторах мощности переменного тока (диммерах). На рис.10.14 показана схема регулятора мощности переменного тока, содержащая два тринистора, включенных встречно-параллельно. Существенный недостаток такой схемы – необходимость двух раз-

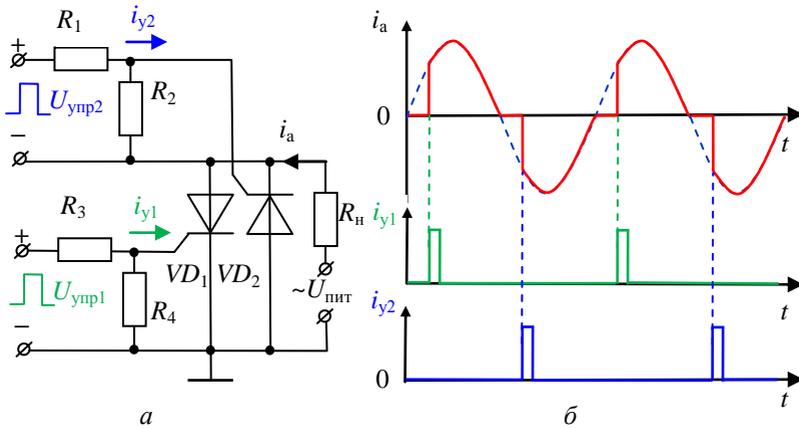


Рис.10.14. Регулятор мощности переменного тока: *а* – схема включения, *б* – временные диаграммы

дельных гальванически не связанных между собой цепей управления. Можно избавиться от этого недостатка, применив симметричный тиристор, сокращенно *симистор* (*триак*, *триас*).

Симистор представляет собой две тиристорные структуры, совмещенные в одном кристалле (рис.10.15). В левой половине кристалла показана обычная $p_1-n_1-p_2-n_2$ -тиристорная структура.

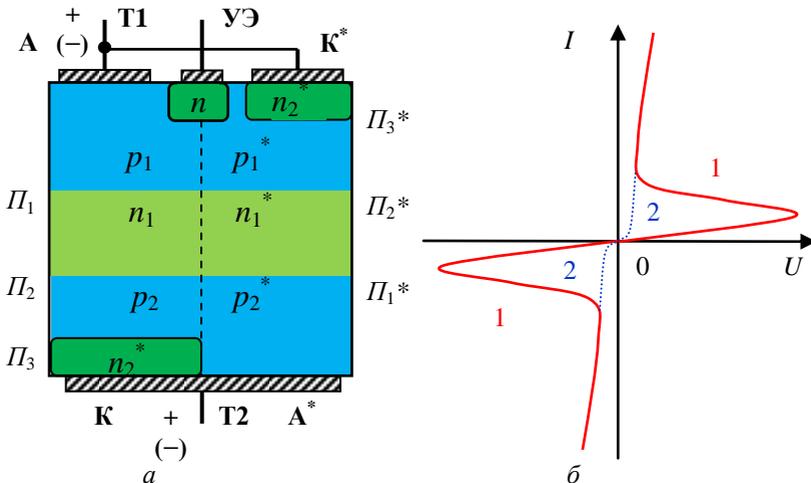


Рис.10.15. Семистор: *а* – структура; *б* – вольт-амперная характеристика

В правой половине создана такая же структура, только с противоположным чередованием слоев $n_2-p_2-n_1-p_1$ (помечены звездочкой).

Наружные p - и n -слои имеют общие электроды T_1 и T_2 . Каждый из электродов выполняет поочередно функции анода или катода для левой и правой структур. При положительном потенциале электрода T_1 относительно T_2 (положительном потенциале на аноде A относительно катода K) переходы Π_1 и Π_3 смещены в прямом направлении и, если ток через структуру превышает ток $I_{\text{вкл}}$, левый тиристор переходит в открытое состояние. При этом эмиттерные переходы Π_3^* и Π_1^* в правом тиристоре смещены в обратном направлении и ток через правый тиристор не протекает.

При смене полярности приложенного напряжения (на катоде K^* низкий потенциал по отношению к аноду A^*) произойдет открытие тиристора в правой половине кристалла.

Вольт-амперная характеристика симистора состоит из двух одинаковых ветвей, симметричных относительно начала координат (рис.10.15). Их форма соответствует ВАХ тристора.

Для принудительного открытия симистора нужно создать избыточную концентрацию основных носителей в базе $n_1n_1^*$, общей для обеих тиристорных структур. Для этого имеется небольшой по площади дополнительный p - n -переход с выводом УЭ от n -области (рис.10.15). При подаче на УЭ импульса тока $i_{\text{упр}}$ отрицательной полярности относительно электрода T_1 переход $n-p_1p_2^*$ открывается и в слой $p_1p_2^*$ происходит инжекция электронов. Инжектированные электроны частично рекомбинируют в слое $p_1p_2^*$, а достигшие перехода $\Pi_1\Pi_2^*$ перебрасываются его полем в базу $n_1n_1^*$.

Если ток $i_{\text{упр}}$ больше тока спрямления, происходит открытие одной из тиристорных структур при любой величине напряжения между электродами T_1 и T_2 . На рис.10.15 ВАХ симистора при $i_{\text{упр}} > I_{\text{спр}}$ показана штриховой линией.

Закрытие симистора произойдет, когда напряжение между T_1 и T_2 уменьшится практически до нуля.

На рис.10.16 показаны электрическая схема и временные диаграммы регулятора мощности переменного тока с импульсно-фазовым управлением. Следует отметить, что в регуляторе с

Глава 11. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ С УПРАВЛЯЮЩИМ p - n -ПЕРЕХОДОМ

Полевой транзистор (ПТ) – полупроводниковый прибор, в котором регулирование силы проходящего через него тока осуществляется изменением проводимости проводящего канала с помощью поперечного электрического поля. Это основное отличие ПТ от биполярного транзистора, в котором сила тока коллектора регулируется изменением тока базы. Отсутствие управляющего тока позволяет создавать приборы с очень высоким входным сопротивлением, достигающим гигаом (10^9 Ом) и выше.

Полевые транзисторы (ПТ) называют униполярными транзисторами, поскольку ток в них создается потоком основных носителей заряда (только электронами или только дырками). ПТ (FET, Field-Effect-Transistor) разделяются на два типа:

ПТ с управляющим p - n -переходом (JFET, Junction Field-Effect Transistor), ПТ с изолированным затвором (IGFET, Insulated-Gate Field-Effect Transistor).

Транзисторы каждого типа могут быть выполнены с n -каналом (носители заряда – электроны) или с p -каналом (носители заряда – дырки). В настоящей главе будут рассмотрены транзисторы с n -каналом. Принцип работы транзистора с p -каналом аналогичен, изменяется только полярность источников напряжения.

11.1. Конструкция и принцип действия полевого транзистора с управляющим p - n -переходом

На рис.11.1 показана структура полевого транзистора с каналом n -типа, выполненного по планарной технологии. В пластинке низколегированного p -кремния (*подложке*) методом диффузии донорной примеси через специальную маску создают слой (*канал*) с n -проводимостью. По краям канала через другую маску методом диффузии создают области с высокой концентрацией примеси (*исток* и *сток* канала). На эти участки напыляется алюминий, образующий с полупроводником омические контакты истока и стока.

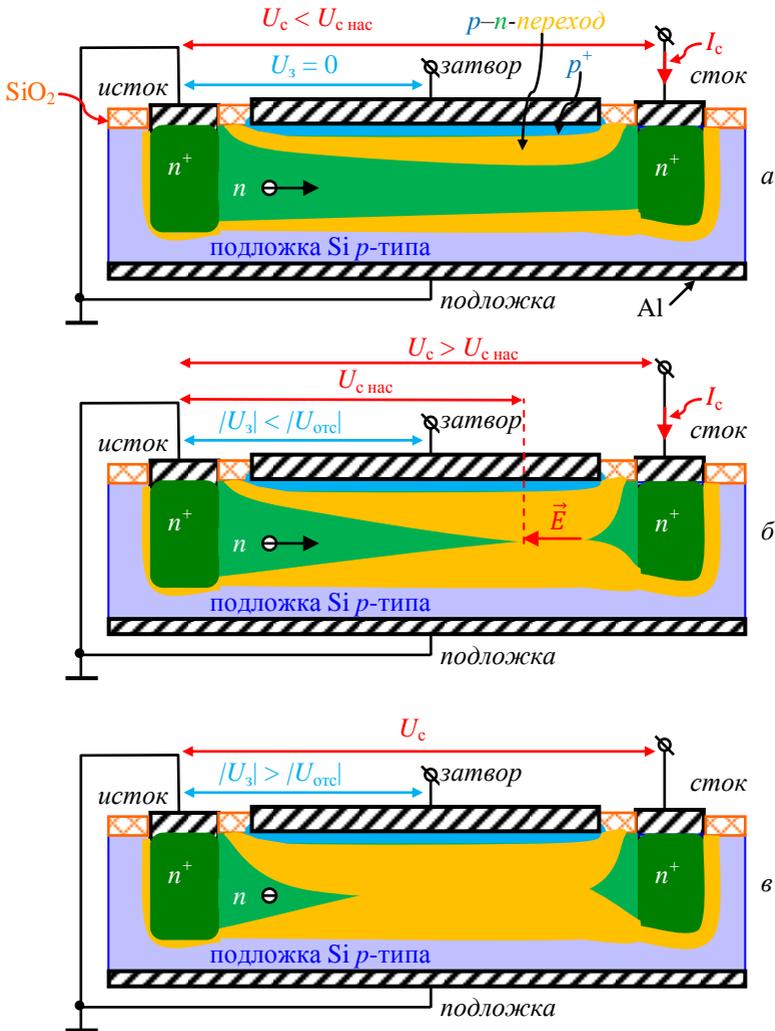


Рис.11.1. Схема n -канального полевого транзистора с управляющим p - n -переходом: a – при напряжении на стоке, меньшем напряжения насыщения $U_c < U_{c,нас}$; $б$ – при напряжении на стоке, большем напряжения насыщения $U_c > U_{c,нас}$; $в$ – при напряжении на затворе, большем напряжения отсечки $|U_3| > |U_{з,отс}|$

Сверху n -слоя опять же методом диффузии создают тонкий сильно легированный p^+ -слоем (затвор) с металлическим контактом. Толщина n -канала, соединяющего исток и сток транзистора, ограничена сверху и снизу обедненными областями двух p - n -переходов.

Подложка обычно соединяется внутри корпуса транзистора с выводом истока (иногда с выводом затвора). При этом обедненная область p - n -перехода канал-подложка выполняет роль изолирующего слоя, ограничивающего снизу толщину канала. Нижняя грань подложки припаивается к кристаллодержателю, который соединен с корпусом прибора.

ПТ изготавливают как по диффузионно-планарной, так и по эпитаксиально-планарной технологии. При эпитаксиально-планарной технологии канал создается в эпитаксиальном n -слое, наращенном на p -подложку.

Вначале рассмотрим влияние величины напряжения на стоке U_c на силу тока I_c , протекающего через канал, при нулевом напряжении на затворе $U_3 = U_n = 0$. При протекании тока возникает падение напряжения вдоль канала. В результате этого разность потенциалов между каналом и затвором $U_{з-к}$ (а также между каналом и подложкой) оказывается различной на разных его участках (рис.11.2, кривая 1). Наибольшее напряжение между затвором и каналом $U_{з-к}$ будет вблизи стока ($U_{з-к} \approx U_c$). Это напряжение является запирающим для p - n -переходов затвор-

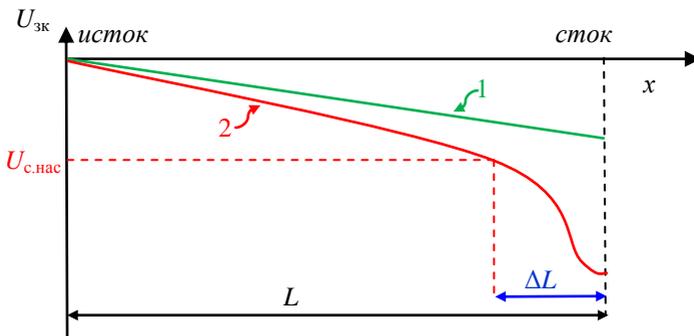


Рис.11.2. Распределение потенциала вдоль канала транзистора: 1 – при напряжении на стоке $U_c < U_{с.нас}$, 2 – при напряжении на стоке $U_c > U_{с.нас}$

канал и подложка–канал, что приводит к расширению областей, обедненных носителями заряда (см. формулу (3.25)) и сужению канала вблизи стока (рис.11.1,*а*).

Когда напряжение на стоке достигнет величины $U_c = U_{c,нас}$, называемой *напряжением насыщения*, произойдет *перекрывание канала*. С дальнейшим ростом напряжения на стоке точка перекрывания сдвигается по направлению к истоку (рис.11.1,*б*). Вблизи стока возникает участок канала ΔL , обедненный носителями заряда. Структура канала приобретает вид $n^+ - n - i - n^+$. Однако это не приводит к прекращению протекания тока в канале. Напряжение в точке перекрывания остается равным $U_{c,нас}$, а разность напряжений $U_c - U_{c,нас}$ падает на i -участке канала (рис.11.2, кривая 2). Напряженность поля в i -участке канала достигает большой величины

$$E_{n,кр} = \frac{U_c - U_{c,нас}}{\Delta L},$$

в результате чего все электроны, подошедшие к точке перекрывания, “перебрасываются” полем в область стока. Этот процесс идет аналогично переносу неосновных носителей заряда из базы биполярного транзистора через обедненную область коллекторного перехода.

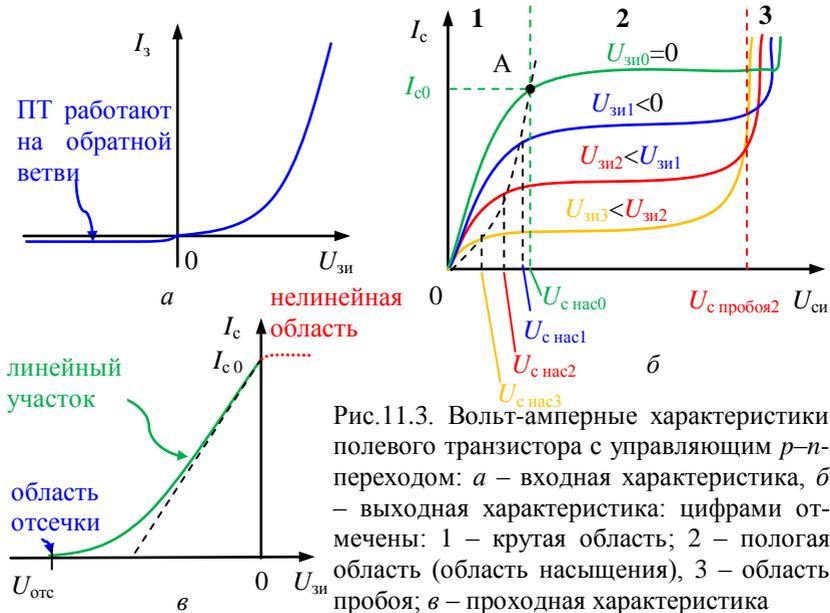
Величина напряженности поля в i -участке канала устанавливается равной $E_{n,кр}$ (*критической* величине напряженности), при которой наступает *насыщение скорости дрейфа* $v_{n,max}$ электронов. Длина обедненного участка канала при любом реально допустимом напряжении на стоке

$$\Delta L = \frac{U_c - U_{c,нас}}{E_{n,кр}} \quad (11.1)$$

оказывается существенно меньше общей длины канала L . Поскольку на канале длиной $L - \Delta L$ падает напряжение $U_{c,нас}$, ток в канале остается приблизительно равным постоянной величине $I_{c,нас}$, независимо от напряжения на стоке U_c .

11.2. Вольт-амперные характеристики полевых транзисторов

Зависимости тока стока от напряжения на стоке $I_c = (U_c)$ называют выходными (стоковыми) характеристиками полевого транзистора (рис.11.3,а). Жирной линией выделена характери-



стика, построенная при нулевом напряжении на затворе $U_3 = U_{и} = 0$. Вначале ток в канале I_c возрастает приблизительно пропорционально напряжению U_c между истоком и стоком $I_c = U_c/R_k$. По мере роста U_c происходит сужение канала, его сопротивление увеличивается и скорость роста тока уменьшается. При достижении напряжения насыщения $U_c = U_{c.нас}$ происходит перекрытие канала, ток достигает величины $I_{c.нас}$ и при дальнейшем росте напряжения U_c практически не изменяется.

На стоковых характеристиках полевого транзистора выделяют два участка, соответствующих режиму управляемого сопротивления ($U_c < U_{c.нас}$) и активному режиму ($U_c > U_{c.нас}$). Режимом управляемого сопротивления называют режим работы

транзистора при напряжении на стоке, меньшем напряжения насыщения $U_c < U_{c.нас}$. В этом режиме не происходит перекрытия канала (рис.11.1,*а*), и величину его сопротивления можно регулировать изменением напряжения на затворе U_3 .

Теперь рассмотрим влияние напряжения на затворе U_3 на величину тока I_c , протекающего через канал. (На затвор транзистора с n -каналом можно подавать напряжение только отрицательной полярности относительно истока. При положительном напряжении p - n -переход затвор–канал смещается в прямом направлении и возникает ток в цепи затвора. Этот режим не находит практического применения.)

Подача на затвор отрицательного напряжения $U_3 < 0$ приводит к расширению обедненной области под затвором. Токопроводящий канал сужается по всей длине, его сопротивление возрастает, и ток в канале уменьшается. На рис.11.3,*а* построено семейство стокowych характеристик при нескольких напряжениях на затворе $U_{33} < U_{32} < U_{31} < 0$.

Зависимость тока стока от напряжения на затворе $I_c = f(U_3)$ при фиксированном напряжении сток-исток $U_c > U_{c.нас}$ называется *проходной (сток-затворной)* характеристикой полевого транзистора (рис.11.3,*б*). На ней можно выделить линейный участок, на котором ток стока I_c изменяется пропорционально U_3 .

При низком напряжении на затворе $U_3 = U_{отс}$, называемом *напряжением отсечки тока стока*, обедненная область под затвором перекрывает канал по всей длине (рис.11.2,*в*). Ток стока падает практически до нуля, остается только малый ток обратно смещенных p - n -переходов.

Проходные характеристики строятся для работы транзистора в активном режиме ($U_c > U_{c.нас}$). Поскольку в этом режиме ток стока почти не изменяется при изменении напряжения U_c , то проходные характеристики, построенные при различных напряжениях $U_c > U_{c.нас}$, практически совпадают.

Приближенное уравнение проходной характеристики (при $0 > U_{зи} > U_{отс}$) имеет вид

$$I_c = I_{c0} \left(1 - \frac{U_3}{U_{отс}} \right)^2, \quad (11.2)$$

где I_{c0} – ток в цепи стока транзистора при $U_3 = 0$ и $U_c > U_{c.нас}$.

11.3. Основные параметры полевого транзистора

Начальный ток стока I_{c0} – ток в цепи стока транзистора при $U_3 = 0$ и $U_c > U_{c,нас}$.

Напряжение отсечки $U_{отс}$ – напряжение на затворе, при котором практически полностью перекрывается канал полевого транзистора, и ток стока стремится к нулю.

Крутизна проходной характеристики:

$$S = \frac{dI_c}{dU_3} \text{ при } U_c = \text{const}, \quad U_c > U_{c,нас}. \quad (11.3)$$

Выражение для крутизны проходной характеристики ПТ получим, используя (11.2):

$$S = S_{\text{макс}} \left(1 - \frac{U_3}{U_{отс}} \right), \quad (11.4)$$

где U_3 – напряжение затвор–исток, при котором вычисляется S .

Максимальное значение крутизны характеристики $S_{\text{макс}}$

$$S_{\text{макс}} = -2 \frac{I_{c0}}{U_{отс}}, \quad (11.5)$$

достигается при $U_3 = 0$. Для большинства маломощных ПТ $S_{\text{макс}}$ лежит в пределах 2÷10 мА/В.

В большинстве случаев крутизну характеристики полевых транзисторов считают частотно-независимым параметром. Поэтому быстроедействие электронных схем на ПТ ограничено в основном входной и проходной емкостями транзистора и паразитными емкостями схемы.

Дифференциальное сопротивление канала R_i определяется выражением

$$R_i = \frac{dU_c}{dI_c} \text{ при } U_3 = \text{const}. \quad (11.6)$$

При малом напряжении исток–сток вблизи начала координат выходной характеристики ПТ ведет себя как переменное омическое сопротивление, зависящее от напряжения на затворе. Минимальное значение сопротивления канала R_{i0} наблюдается при $U_3 = 0$. Значение R_{i0} определяется по стоковой характеристике транзистора как котангенс угла наклона касательной к кривой $I_c = f(U_c)$ при $U_3 = 0$ в точке $U_c = 0$. При увеличении обратного напряжения на затворе сопротивление канала нелинейно увеличивается.

В активном режиме ($U_c > U_{c.нас}$) стоковые характеристики имеют малый наклон и R_i становится много больше, чем в режиме управляемого сопротивления.

Коэффициент усиления μ определяется как отношение изменения напряжения стока к изменению напряжения на затворе при постоянстве тока стока

$$\mu = -\frac{dU_c}{dU_3} \text{ при } I_c = \text{const.} \quad (11.7)$$

В активном режиме ($U_c > U_{c.нас}$) параметры S , R_i и μ связаны соотношением

$$S \cdot R_i = \mu. \quad (11.8)$$

Максимальные напряжения затвор–сток, затвор–исток, исток–сток. При превышении допустимых значений напряжения между электродами транзистора возможен лавинный или тепловой пробой перехода затвор–канал.

Типичные значения параметров малоомощного полевого транзистора КП303В с p - n -переходом и каналом n -типа:

Начальный ток стока $I_{c0} = 2 \div 5$ мА при $U_c = 10$ В, $U_3 = 0$.

Напряжение отсечки $U_{отс} = -1 \div -4$ В при $U_c = 10$ В, $I_c = 10$ мкА.

Крутизна проходной характеристики при $U_c = 10$ В, $U_3 = 0$, $S = 2 \div 5$ мА/В.

Внутреннее сопротивление $R_i = 0,02 \div 0,5$ Мом.

Емкость входная $C_{зи}$ не более 6 пФ.

Емкость проходная $C_{зс}$ не более 2 пФ.

Максимальное напряжение затвор–сток, затвор–исток $U_{3,max} = 30$ В.

Максимальное напряжение сток–исток $U_{c,max} = 25$ В.

Максимальный ток стока $I_{c,max} = 20$ мА.

Максимальная рассеиваемая мощность при $T \leq 25$ °С

$P_{max} = 200$ мВт.

Диапазон температур окружающей среды T от -40 до $+85$ °С.

11.4. Три схемы включения полевого транзистора

Условные графические обозначения полевых транзисторов с p - n -переходом и каналами n - и p -типов показаны на рис. 11.4, а, б.

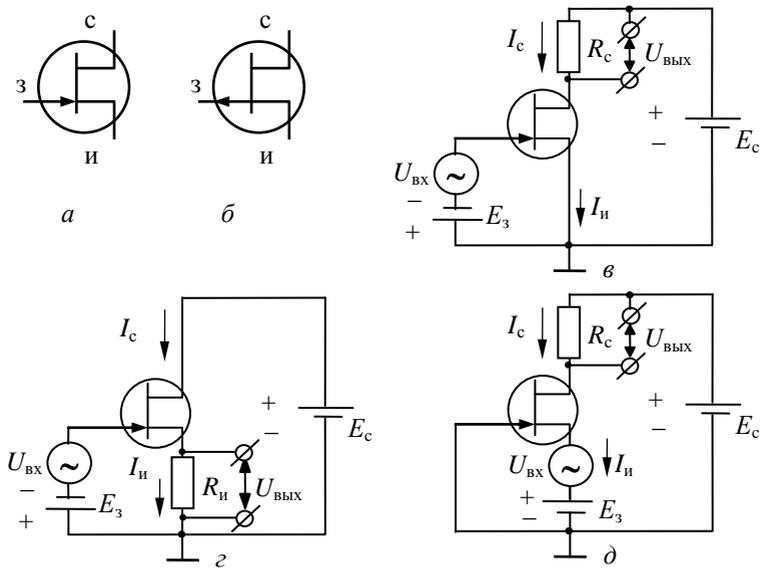


Рис.11.4. Условные графические обозначения полевых транзисторов: *а* – с каналом *n*-типа, *б* – с каналом *p*-типа. Включение полевого транзистора по схеме: *в* – с общим истоком, *з* – с общим стоком, *д* – с общим затвором

В зависимости от того, какой электрод транзистора является общим для входного и выходного сигналов, различают три схемы включения полевого транзистора: с общим истоком (ОИ), с общим стоком (ОС) и с общим затвором (ОЗ) как показано на рис.11.4, *в-д*. Наиболее часто используется схема с общим истоком. В схеме с ОИ входной сигнал подается на затвор транзистора, выходной снимается со стока, а исток является общим для входного и выходного сигналов.

Входной сигнал переменного тока создается источником $U_{\text{вх}}$. Он изменяет напряжение затвор-исток транзистора, а соответственно и ток стока. Приращение тока стока (рис.11.3, *в*) создадут приращение напряжения на резисторе R_c , которое и являются выходным сигналом $U_{\text{вых}}$. Коэффициент усиления напряжения усилителя по схеме с ОИ

$$K_U = S \cdot R_c, \quad (11.9)$$

где R_c – сопротивление в цепи стока.

Входным сопротивлением полевого транзистора в схемах с общим истоком и общим стоком будет большое сопротивление обратносмещенного $p-n$ -перехода, которое на несколько порядков больше входного сопротивления биполярного транзистора при любой схеме включения. Поэтому ПТ используют в основном во входных каскадах усилителей, если необходимо большое входное сопротивление.

Полевой транзистор будет работать, если при включении в электрическую цепь поменять местами электроды истока и стока. Однако при инверсном включении полевой транзистор имеет, как правило, худшие параметры.

Нормальная работа ПТ с каналом p -типа обеспечивается подачей положительного смещения на затвор и отрицательного на сток.

В связи с тем, что в выходной цепи током управляет входное напряжение и входные токи ПТ чрезвычайно малы, ПТ обладают рядом преимуществ по сравнению с биполярными:

- высокое входное сопротивление по постоянному току и на высокой частоте, малые потери энергии сигнала на управление;
- высокое быстродействие (благодаря малой проходной емкости и отсутствию накопления и рассасывания неосновных носителей);
- высокая температурная стабильность;
- малый уровень шумов.

Большое входное сопротивление ПТ позволяет увеличить коэффициент передачи и существенно снизить коэффициент шума в УНЧ, предназначенных для работы от высокоомных источников сигнала. Наличие термостабильной точки позволяет снизить дрейф в ряде усилителей постоянного тока (УПТ). Линейность проходной характеристики обеспечивает подавление перекрестных помех и нелинейных искажений во входных каскадах радиоприёмных устройств.

ПТ используют в качестве сопротивления, управляемого напряжением в устройствах регулирования уровня сигнала (компрессорах, цепях АРУ). Применение ПТ в синхронных выпрямителях (СВ) позволяет получить КПД до 0,962 и выше.

Глава 12. ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР С ИЗОЛИРОВАННЫМ ЗАТВОРОМ

Полевой транзистор с изолированным затвором – это полевой транзистор, затвор которого электрически изолирован от проводящего канала полупроводника слоем диэлектрика.

Полевой транзистор с изолированным затвором носит название МДП-транзистор – Металл-Диэлектрик-Полупроводник или МОП-транзистор – Металл-Оксид-Полупроводник (MOS или MOSFET – Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor). МДП-транзисторы делятся на два типа – с индуцированным каналом и со встроенным каналом. В каждом из типов имеются транзисторы с n -каналом и с p -каналом.

На рис.12.1,*a* показана структура МДП-транзистора с каналом n -типа. На монокристалле кремния (подложке) с электропроводностью p -типа созданы две области с высокой электропроводностью n^+ -типа – *исток* и *сток*. Область полупроводни-

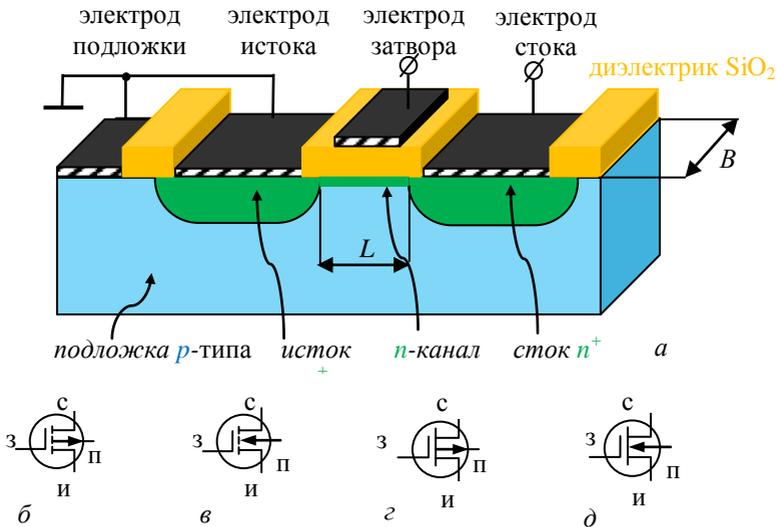


Рис.12.1. Полевые транзисторы с изолированным затвором: с индуцированным каналом (*a* – структура); схематехническое обозначение транзистора: с индуцированным каналом p -типа (*б*); n -типа (*в*); с встроенным каналом p -типа (*г*); n -типа (*д*)

ковой подложки, находящаяся между истоком и стоком, называется *каналом*. Кристалл покрыт тонким слоем диэлектрика, обычно диоксида кремния SiO_2 (МОП-транзистор). На поверхности диэлектрика над каналом напылен металлический слой – *затвор* транзистора. С областями истока и стока выполнены металлические контакты. Подложка также имеет металлический вывод, который обычно соединяют с истоком.

На рис.12.1,б – д приведены схематехнические обозначения МДП-транзисторов с индуцированным и встроенным каналом p - и n -типов.

12.1. Принцип работы МДП-транзистора с индуцированным n -каналом

Принцип работы полевого транзистора с изолированным затвором, как и полевого транзистора с управляющим p - n -переходом, основан на влиянии внешнего электрического поля на проводимость канала. На рис.12.2,а показана схема МДП-

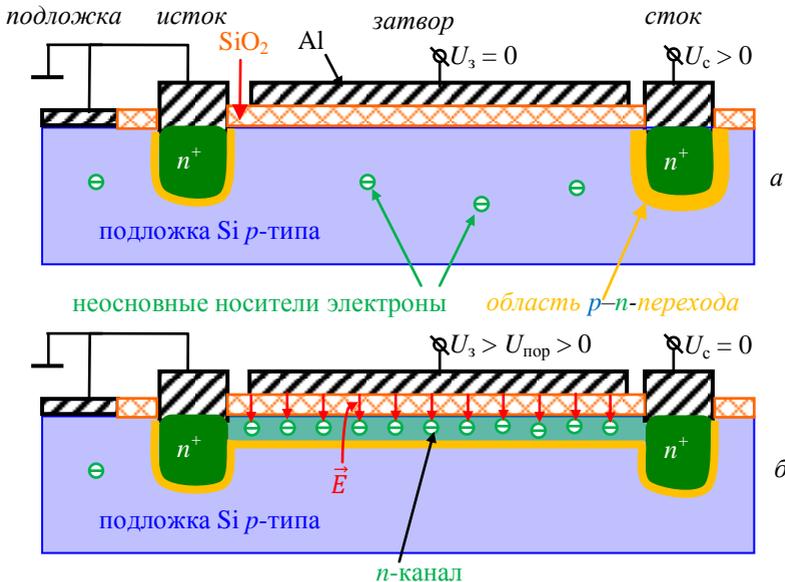


Рис. 12.2. Схема МДП транзистора с индуцированным n -каналом: *а* – при напряжениях $U_3 = 0$ и $U_c > 0$ канала нет; *б* – при напряжениях $U_3 > U_{\text{пор}} > 0$ и $U_c > 0$ возникает индуцированный n -канал

транзистора с индуцированным n -каналом при нулевом напряжении на затворе $U_3 = 0$. Обычно электрод истока считают общим, и относительно него определяются величины и знаки прикладываемых напряжений. Подложка соединена с истоком, к стоку приложено напряжение положительной полярности $U_c > 0$. Сток отделен от подложки p - n -переходом, смещенным в обратном направлении, и ток между стоком и истоком отсутствует (точнее, протекает обратный ток p - n -перехода, которым мы в данном рассмотрении пренебрегаем).

В МДП-транзисторе с индуцированным n -каналом при нулевом напряжении на затворе $U_3 = 0$ проводящий канал между истоком и стоком отсутствует. Для формирования канала необходимо подать на затвор напряжение положительной полярности $U_3 > 0$. Электрическое поле \vec{E} между затвором и подложкой вытесняет от поверхности полупроводника положительные носители заряда – дырки и притягивает электроны – неосновные носители заряда в p -подложке. Если поле достаточно велико, то концентрация электронов в приповерхностном слое превысит концентрацию дырок. Вблизи поверхности возникает (*индуцируется*) слой (n -канал) с противоположным (*инверсным*) относительно подложки типом проводимости. Канал отделен от подложки слоем, в котором концентрация электронов n_i равна концентрации дырок p_i . Это собственный полупроводник (i -типа) с низкой электропроводностью.

Напряжение на затворе U_3 , при котором происходит формирование инверсионного канала, называется *пороговым напряжением* $U_{\text{пор}}$. На рис. 12.2,б показана схема МДП-транзистора с индуцированным n -каналом, сформированным при напряжении на затворе большем, чем значение порогового напряжения $U_3 > U_{\text{пор}} > 0$, и напряжении на стоке $U_c = 0$. При увеличении напряжения на затворе U_3 канал “обогащается” электронами и его толщина возрастает. При уменьшении напряжения U_3 канал сужается. Полевой транзистор с изолированным затвором и индуцированным каналом всегда работает в *режиме обогащения канала*.

Напряжение $U_c > 0$, поданное на сток, вызывает движение электронов в инверсионном слое между истоком и стоком. По

каналу протекает ток I_c . Потенциал канала возрастает по направлению к стоку. Наименьшая величина разности потенциалов между затвором и каналом $U_{зк} = U_з - U_c$ и соответственно наименьшая толщина канала h будет вблизи стока (рис.12.3,а).

При росте напряжения на стоке U_c напряжение между затвором и каналом $U_{зк}$ может стать меньше порогового напряжения $U_{пор}$. Вблизи стока произойдет *перекрытие канала*, т.е. концентрация электронов в точке перекрытия станет равной концентрации дырок ($n_i = p_i$). Напряжение на стоке U_c , необходимое для перекрытия канала, называется *напряжением насыщения*

$$U_{c,нас} = U_з - U_{пор}. \quad (12.1)$$

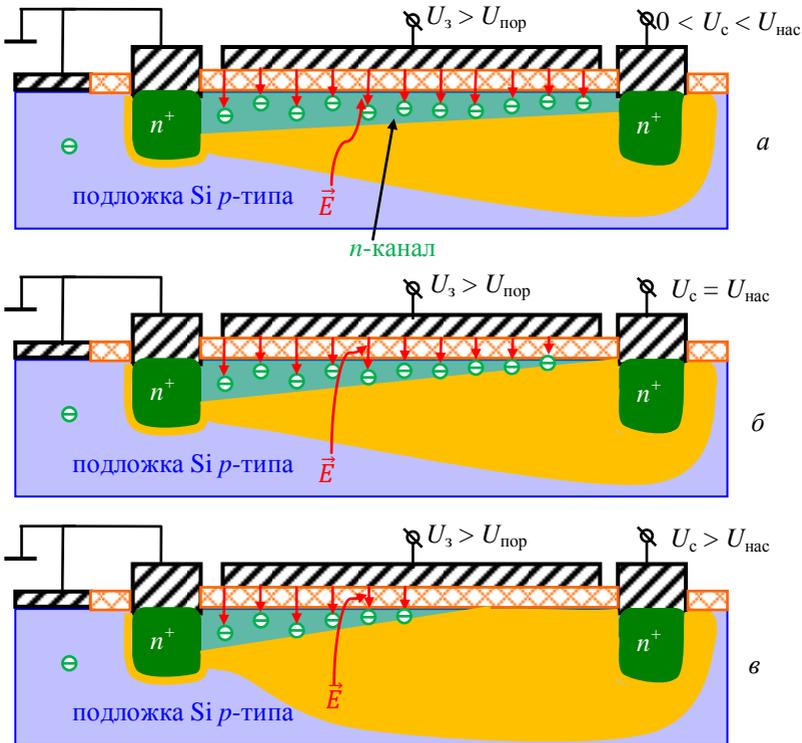


Рис.12.3. Схема n -канального МДП-транзистора: при напряжении на стоке: а – меньшем напряжения насыщения ($U_c < U_{c,нас}$), б – равном напряжению насыщения ($U_c = U_{c,нас}$), в – большем напряжения насыщения ($U_c > U_{c,нас}$)

На рис.12.3,б показан канал, перекрытый у стока. С дальнейшим ростом напряжения стока $U_c > U_{c,нас}$ точка перекрытия канала сдвигается от стока к истоку (рис.12.3,в).

12.2. Характеристики МДП-транзистора с индуцированным каналом

Зависимости тока стока от напряжения на стоке $I_c(U_{си})$ при различных напряжениях на затворе $U_{зи}$ называют *выходными* (стоковыми) характеристиками МДП-транзистора (рис.12.4,а), а зависимости тока стока от напряжения на затворе $I_c(U_з)$ при различных напряжениях на стоке $U_{си}$ называют *проходными* (сток-затворными) характеристиками МДП-транзистора (рис.12.4,б).

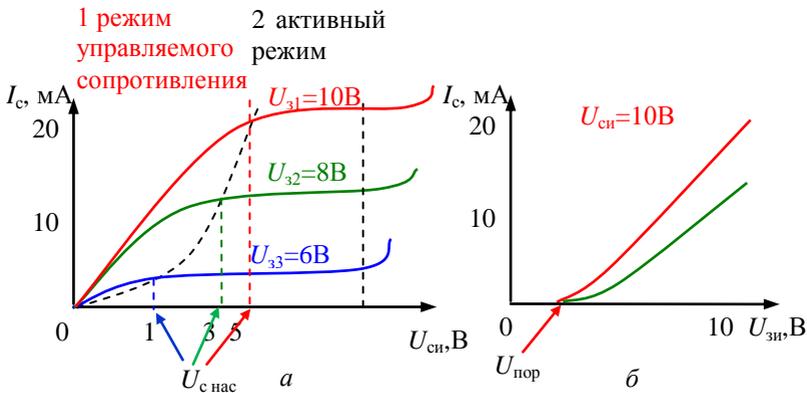


Рис.12.4. Вольт-амперные характеристики полевого транзистора с изолированным затвором и индуцированным каналом n -типа: а – выходная (стоковая); б – проходная (сток-затворная)

ВАХ полевого транзистора с изолированным затвором (рис.12.4) похожи на ВАХ полевого транзистора с управляющим p - n -переходом (рис.11.3). Основное отличие в том, что МДП-транзисторы с индуцированным каналом при нулевом напряжении на затворе всегда закрыты.

На стоковых характеристиках МДП-транзистора (рис.12.4,а) выделяют два участка, соответствующих режиму управляемого сопротивления (1) и активному режиму (2). *Режимом управляемого сопротивления* называют режим работы

транзистора при напряжении на стоке, меньшем напряжения насыщения:

$$U_c < U_{c,нас} = U_3 - U_{пор}.$$

В этом режиме не происходит перекрытия канала (рис.12.3,а), и структуру МДП-транзистора можно рассматривать как плоский конденсатор, образованный металлическим затвором и полупроводником, между которыми находится слой диэлектрика.

Суммарный заряд электронов Q_n в подзатворном слое (канале), наведенный напряжением затвора U_3 , определим как

$$Q_n = C_3(\bar{U}_{зк} - U_{пор}) = C_{зк} \left(U_3 - U_{пор} - \frac{U_c}{2} \right), \quad (12.2)$$

где $C_{зк} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0LB}{d}$ – емкость между затвором и каналом транзистора, $\bar{U}_{зк}$ – среднее напряжение между затвором и каналом:

$$\bar{U}_{зк} = \frac{U_{зи} + U_{зс}}{2} = \frac{(U_3 - U_{и}) + (U_3 - U_c)}{2} = U_3 - \frac{U_c}{2},$$

поскольку потенциал истока $U_{и}$ считаем равным нулю.

Дрейфовый ток в проводящем канале равен полному заряду носителей в канале, деленному на время полета:

$$I_c = \frac{Q}{t_{пр}}. \quad (12.3)$$

Время полета носителей

$$t_{пр} = \frac{L}{v} = \frac{L^2}{\mu_n U_c}, \quad (12.4)$$

где L – длина канала, μ – подвижность носителей, v – дрейфовая скорость носителей:

$$v = \mu_n E = \mu_n \frac{U_c - U_{и}}{L} = \mu_n \frac{U_c}{L}.$$

Подставляя (12.2) и (12.4) в уравнение (12.3), получим

$$I_c = \frac{\mu_n C_3}{L^2} \left[(U_3 - U_{пор}) U_c - \frac{U_c^2}{2} \right],$$

или

$$I_c = \frac{\mu_n C'_3 W}{L} \left[(U_3 - U_{пор}) U_c - \frac{U_c^2}{2} \right], \quad (12.5)$$

где $C_{зк} = C'_3 W L$, $C'_3 = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{d}$ – удельная емкость (емкость единицы площади) затвор-канал, L – длина, W – ширина канала. Уравнение (12.5) описывает вольт-амперную характеристику полевого

транзистора, работающего в режиме управляемого сопротивления.

На начальном участке стоковой характеристики ($U_c \ll U_3 - U_{пор}$) ток стока I_c растет прямо пропорционально росту напряжения на стоке U_c :

$$I_c = \frac{\mu_n C'_{зк} W}{L} (U_3 - U_{пор}) U_c. \quad (12.6)$$

Поэтому МДП-транзистор в этом режиме можно использовать как линейный резистор с сопротивлением

$$R_{си} = \frac{1}{\frac{\mu C'_3 W}{L} (U_3 - U_{пор})}. \quad (12.7)$$

Величина сопротивления канала регулируется в широких пределах изменением напряжения на затворе U_3 .

Когда напряжение на стоке достигает напряжения насыщения $U_c = U_{с.нас} = U_3 - U_{пор}$, происходит перекрытие канала (рис.12.3,б). При дальнейшем увеличении напряжения на стоке $U_c > U_{с.нас}$ точка перекрытия смещается к истоку. Вблизи стока возникает участок канала ΔL , обедненный носителями заряда (рис.12.3,в). Структура канала приобретает вид $n^+ - n - i - n^+$. Напряжение в точке перекрытия остается равным $U_{с.нас}$ и разность напряжений ($U_c - U_{с.нас}$) падает на узкой i -области.

Напряженность поля в i -области $E_i = (U_c - U_{с.нас})/\Delta L$ достигает величины $E_{н.кр}$, при которой наступает насыщение скорости дрейфа $v_{n,max}$ электронов. При этом ток в области перекрытия имеет постоянное значение:

$$I_{с.нас} \sim n_{i \text{ инж}} q_e v_{n,max}$$

независимо от напряжения, падающего на этом участке канала. Здесь $n_{i \text{ инж}}$ – концентрация электронов, инжектированных под действием поля из n -канала в i -область перекрытия.

Согласно (12.5) ток стока при напряжении на стоке $U_c = U_3 - U_{пор}$ достигает величины

$$I_{с.нас} = \frac{\mu_n C'_3 W}{2L} (U_3 - U_{пор})^2 \quad (12.8)$$

и при дальнейшем увеличении напряжения на стоке практически не изменяется.

Активному режиму работы транзистора соответствуют горизонтальные участки стоковой характеристики (рис.12.4,а).

Пунктирная кривая, соответствующая выражению (12.8), пересекает ВАХ в точках $U_c = U_{c,нас} = U_3 - U_{пор}$ и $I_{c,нас}$, в которых канал полностью перекрыт и все ВАХ выходят на насыщение.

Можно управлять величиной тока стока, изменяя напряжение на затворе транзистора. Чем выше напряжение на затворе транзистора U_3 , тем больше толщина канала и концентрация носителей в нем и, следовательно, больше сила тока. Как видно из уравнения (12.8), в активном режиме работы транзистора ток стока I_c квадратично зависит от напряжения U_3 , приложенного к затвору транзистора. Эта зависимость видна на сток-затворной (проходной) характеристике транзистора (рис.12.4,б). Проходные характеристики, снятые при различных напряжениях на стоке, практически совпадают.

12.3. Характеристики МДП-транзистора со встроенным каналом

В процессе изготовления МДП-транзистора со встроенным каналом n -типа методом ионной имплантации донорной примеси в подзатворной области создается тонкий слой $h = 1 \div 2$ нм полупроводника с инверсным, относительно p -подложки, n -типом проводимости (рис.12.5). Таким образом, при нулевом напряжении на затворе в транзисторе уже имеется сформированный канал.

При подаче на затвор транзистора напряжения положительной полярности неосновные носители заряда – электроны из подложки p -типа – подтягиваются в подзатворную область. Ка-

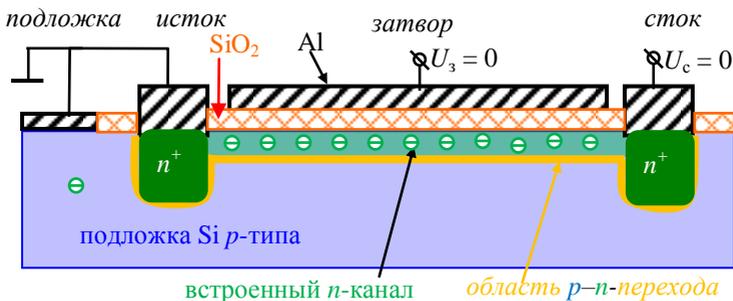


Рис.12.5. Схема МДП-транзистора со встроенным n -каналом при напряжениях $U_3 = 0$ и $U_c = 0$

нал обогащается электронами, и его толщина увеличивается. Этот режим работы называется *режимом обогащения канала*.

При подаче на затвор транзистора напряжения отрицательной полярности электроны вытесняются полем из канала в подложку и канал сужается. Этот режим работы называется *режимом обеднения канала*.

На рис.12.6 приведены вольт-амперные характеристики n -канального МДП-транзистора со встроенным каналом. Сток-затворная характеристика сдвинута в сторону отрицательных напряжений на затворе (по сравнению со сток-затворной характеристикой транзистора с индуцированным каналом). МДП-транзисторы со встроенным каналом при нулевом напряжении на затворе всегда открыты. Для закрытия транзистора нужно приложить к затвору напряжение отрицательной полярности, большее напряжения отсечки $|U_3| \geq |U_{отс}|$.

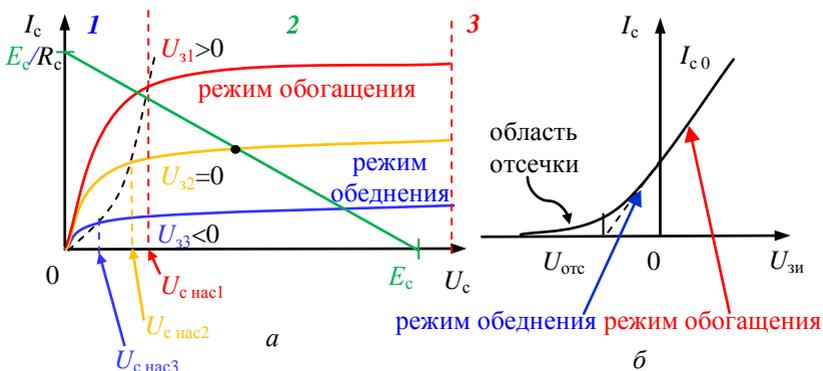


Рис.12.6. Вольт-амперные характеристики полевого транзистора с изолированным затвором и встроенным каналом n -типа: a – выходная (стоковая); цифрами отмечены: 1 – омическая область; 2 – активная область (область насыщения), 3 – область пробоя; b – проходная (сток-затворная)

12.4. Параметры МДП-транзистора в режиме малого сигнала

В схемах усилителей и электронных ключей МДП транзистор в большинстве случаев включается с общим истоком (рис.12.7). На семействе стоковых характеристик (рис.12.6) по-

строена нагрузочная прямая. Рабочая точка выбрана в области 2 активного режима работы транзистора. Малым называют сигнал, амплитуда которого существенно меньше постоянных составляющих тока или напряжения в том же участке схемы и рабочая точка не выходит из области активного режима.

Параметрами транзистора в активном режиме являются (в скобках приведены диапазоны значений параметров для маломощных транзисторов):

1. Крутизна сток-затворной характеристики

$$S = \frac{dI_c}{dU_3} \quad \text{при} \quad U_c = \text{const} \quad (S = 2 \div 10 \text{ мА/В}); \quad (12.9)$$

2. Дифференциальное сопротивление

$$R_i = \frac{dU_c}{dI_c} \quad \text{при} \quad U_3 = \text{const} \quad (R_i \approx 100 \text{ кОм}); \quad (12.10)$$

3. Коэффициент усиления

$$\mu = \frac{dU_c}{dU_3} \quad \text{при} \quad I_c = \text{const} \quad (12.11)$$

(эти три параметра связаны соотношением

$$\mu = SR_i);$$

4. Напряжение отсечки (при встроенном канале) $U_{отс}$ ($U_{отс} = 0,5 \div 5 \text{ В}$);

5. Пороговое напряжение (при индуцированном канале) $U_{пор}$ ($U_{пор} = 2 \div 6 \text{ В}$);

6. Емкость входная (затвор–исток) $C_{зи}$ ($C_{зи} = 2 \div 10 \text{ пФ}$);

7. Емкость выходная (затвор–подложка) C_c ($C_c = 2 \div 10 \text{ пФ}$);

8. Емкость проходная (затвор–сток) $C_{зс}$ ($C_{зс} = 1 \div 2 \text{ пФ}$);

9. Предельно допустимые напряжения и токи $U_{3, \max}$, $U_{c, \max}$ и $I_{c, \max}$.

Рассмотрим выражения для малосигнальных параметров в активном режиме. Из (12.8) и (12.9) следует, что крутизна характеристики МДП-транзистора

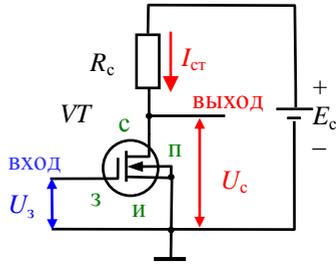


Рис.12.7. Схема включения МДП-транзистора с общим истоком

$$S = \frac{\mu C_3' W}{L} (U_3 - U_{\text{пор}}) \quad (12.12)$$

определяется выбором рабочей точки U_3 и конструктивно-технологическими параметрами транзистора.

При работе транзистора в активном режиме ($U_c > U_{c.\text{нас}}$) вблизи стока образуется участок канала ΔL , обедненный носителями заряда. Ширина обедненного участка так же как в p - n -переходе (см. формулу (3.25), зависит от приложенного к нему напряжения

$$\Delta L = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(U_c - U_{c.\text{нас}})}{qN_a}},$$

где N_a – концентрация ионов акцепторов в подложке.

В результате действующая длина канала $L - \Delta L$ оказывается меньше его геометрической длины L , и с ростом U_c ток стока увеличивается (12.8):

$$I_{c.\text{нас}} = \frac{\mu_n C_3' W}{2(L - \Delta L)} U_{\text{нас}}^2.$$

Это приводит к небольшому наклону стоковых характеристик транзистора (рис.12.4, 12.6) $I_c(U_c)$ и уменьшению его дифференциального сопротивления R_i (12.7) ($R_i \approx 10^5$ Ом). Наименьшее значение R_i наблюдается у СВЧ-транзисторов с коротким каналом $L < 10$ мкм.

Быстродействие МДП-транзистора ограничено как временем пролета (12.4) электронов через канал транзистора, так и временем перезаряда межэлектродных емкостей C_3 , $C_{3и}$, C_c , $C_{зс}$. Для СВЧ-транзисторов при $C \sim 10^{-12}$ Ф, $L \sim 1$ мкм и $\mu_n \approx 500$ см²/(В·с) получим

$$t_{\text{пр}} \sim \tau \sim 10^{-10} \text{ с} \quad \text{и} \quad f_{\text{max}} \sim 1/t_{\text{пр}} \sim 10 \text{ ГГц.}$$

Предельно допустимый ток $I_{c.\text{max}}$ ограничен максимальной тепловой мощностью рассеяния. Допустимое напряжение затвора $U_{з.\text{max}}$ ограничено напряжением пробоя очень тонкого слоя диэлектрика между затвором и каналом. Допустимое напряжение стока $U_{c.\text{max}}$ ограничено возможностью лавинного пробоя обедненного слоя у стока (между стоком и подложкой или стоком и истоком при коротких каналах).

Отделяющие высоколегированные области истока и стока от подложки p - n -переходы, должны быть смещены в обратном направлении. Подложку обычно соединяют с истоком. Если сместить переход исток-подложка в прямом направлении (подать на подложку положительное напряжение по отношению к истоку), в МДП-структуре возникнет паразитный n - p -транзистор в открытом состоянии (рис.12.8) и работа схемы будет нарушена.

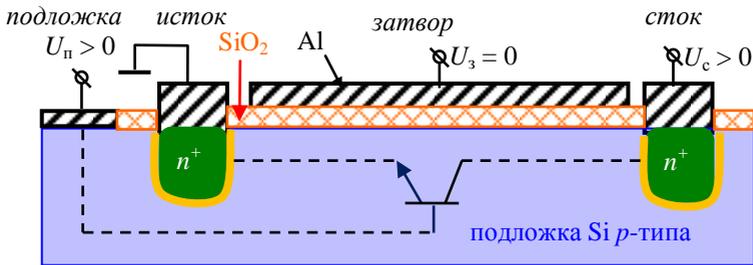


Рис.12.8. Паразитный биполярный n - p - n -транзистор внутри МДП-транзистора

12.5. Конструктивные реализации МДП-транзисторов

12.5.1. Двухзатворные МДП-транзисторы

Конструктивным вариантом МДП-транзистора является двухзатворный транзистор – два последовательно соединенных транзистора, выполненных на одном кристалле (рис.12.9).

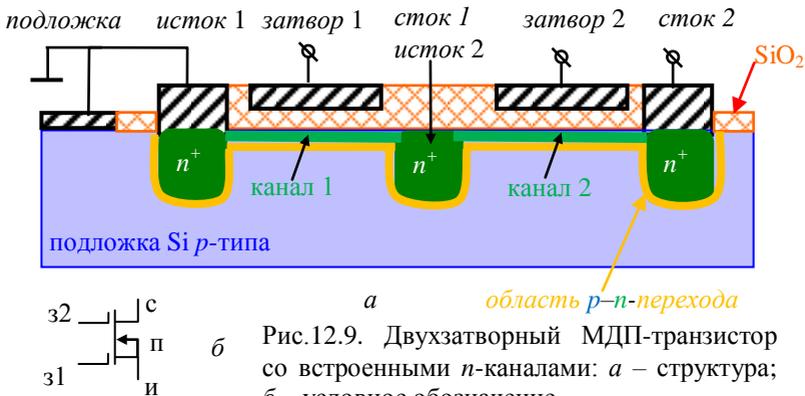


Рис.12.9. Двухзатворный МДП-транзистор со встроенными n -каналами: a – структура; $б$ – условное обозначение

Управляющим является первый затвор. Второй затвор, действуя как электростатический экран, уменьшает проходную ёмкость $C_{зс}$ прибора. Основное преимущество двухзатворного транзистора – возможность работы на более высоких частотах. Кроме того, второй затвор можно использовать в качестве второго управляющего электрода, например, в схеме преобразователя (смесителя) частоты.

12.5.2. Комплементарные МОП-структуры

КМОП – комплементарная структура металл–оксид–полупроводник (CMOS, complementary metal-oxide-semiconductor). В технологии КМОП используются полевые транзисторы с изолированным затвором и индуцированными каналами разной проводимости. Особенностью технологии КМОП является формирование на пластине кремния областей (карманов) с типом проводимости, отличающимся от типа проводимости подложки. В p -кармане формируется МОП-транзистор с индуцированным каналом n -типа, в n -кармане – МОП-транзистор с индуцированным каналом p -типа (рис.12.10,*а*).

Рассмотрим инвертор напряжения на КМОП-структуре (рис.12.10,*б*). Подложка (карманы) соединена с истоками. На затворы обоих транзисторов подается входной сигнал. Выходной сигнал снимается с объединенных стоков транзисторов.

Если на входе низкий уровень напряжения ($U_{вх} = 0$), то в верхнем транзисторе образуется индуцированный канал p -типа (рис.12.10,*а*). В нижнем транзисторе канал отсутствует. Выходное напряжение будет равно напряжению питания $U_{вых} = +E$. При высоком уровне напряжения на входе инвертора в нижнем транзисторе образуется индуцированный канал n -типа. В верхнем транзисторе канала нет. На выходе схемы будет напряжение $U_{вых} = 0$.

В КМОП-инверторе нет нагрузочных сопротивлений (сравните со схемой рис.12.10,*в* обычного транзисторного ключа), поэтому в статическом состоянии энергопотребление определяется только токами утечки через закрытые транзисторы. При переключениях электрическая энергия тратится в основном на заряд емкостей затворов, так что потребляемая (и рассеиваемая)

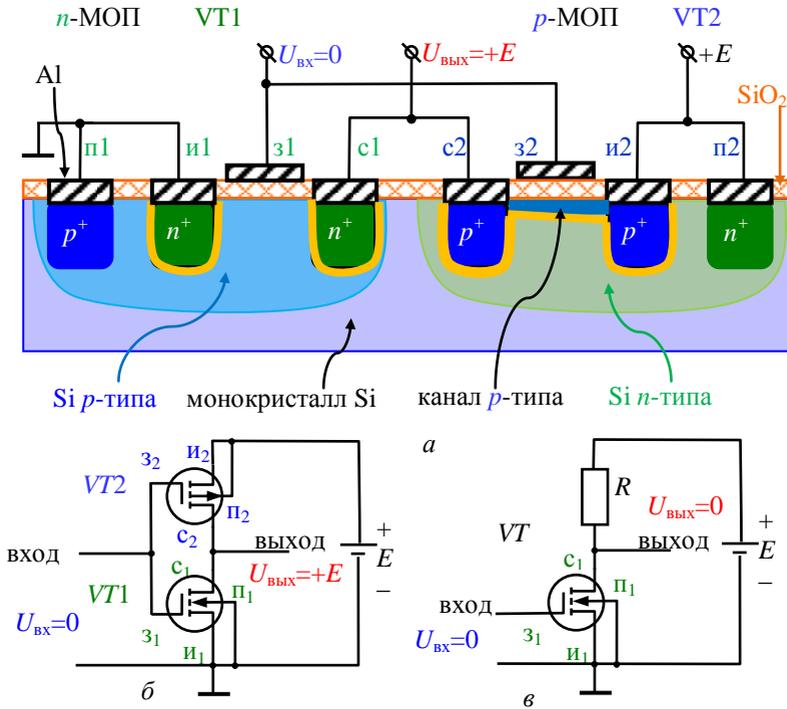


Рис.12.10. Схема: *a* – структуры КМОП-транзисторов; *б* – электрическая инвертора на КМОП-транзисторах; *б* – электрическая инвертора на МОП-транзисторе

мощность пропорциональна частоте этих переключений. Поэтому КМОП-структуры находят применение в микропроцессорах и других интегральных схемах, содержащих много переключающих элементов.

12.5.4. Структура “кремний на сапфире”

Паразитные емкости между отдельными элементами и емкости между элементами и подложкой снижают быстродействие транзисторов и интегральных схем. Эти емкости можно существенно уменьшить заменой полупроводниковой подложки на непроводящую, например, сапфировую (структура “кремний на сапфире”, КНС).

На монокристаллической пластинке сапфира (Al_2O_3) выращивается эпитаксиальный слой p -кремния толщиной $1 \div 3$ мкм.

Локальным травлением кремния до сапфировой подложки создаются изолированные кремниевые “островки”. В островках формируются транзисторные структуры. После этого зазоры между островками заполняются изолирующим поликристаллическим кремнием, на поверхности которого создаются соединения элементов схемы. На рис.12.11 приведена схема СВЧ МОП-транзистора, изготовленного по технологии “кремний на сапфире”.

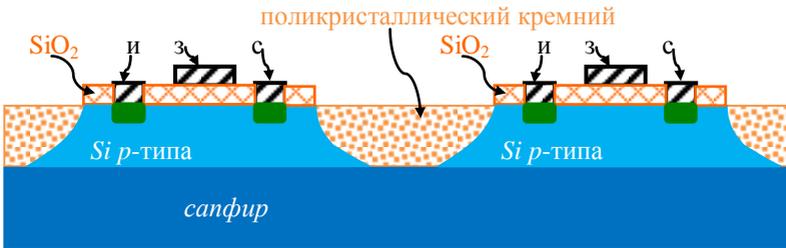


Рис.12.11. Схема МДП-транзистора, выполненного по технологии “кремний на сапфире”

12.5.5. МОП-транзисторы с “плавающим” затвором

Транзистор с плавающим затвором является одной из конструкций полевого МОП-транзистора с индуцированным n -каналом (рис.12.12). Затвор транзистора выполнен в виде двух слоев поликристаллического кремния, обладающего высокой (металлической) проводимостью. Управляющий затвор имеет внешний вывод для подачи на него напряжения $U_{y,з}$. Плавающий затвор окружен со всех сторон диэлектриком, т.е. электрически изолирован от других электродов и его потенциал “плавает”. Слой диэлектрика (SiO_2) под плавающим затвором очень тонкий, его толщина составляет десятки ангстрем (порядка десяти атомных слоев).

Транзисторы с плавающим затвором используются в устройствах энергонезависимой памяти: флэш-памяти или EEPROM. Двоичная информация хранится в виде отрицательного заряда электронов на плавающем затворе $Q_{n,з}$. Логической единице соответствует наличие некоторого заряда $Q_{n,з,1} < 0$, а логическому нулю – его отсутствие ($Q_{n,з,0} = 0$).

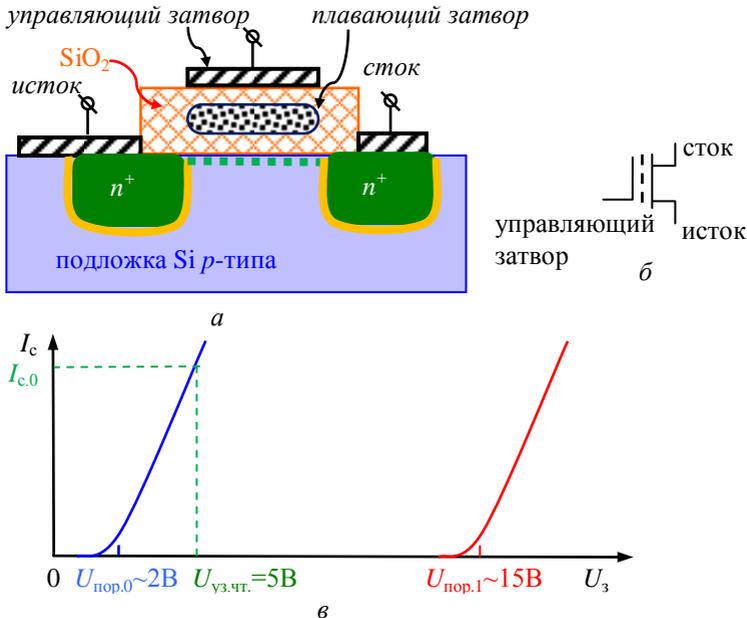


Рис.12.12. МОП–транзистор с плавающим затвором: а – структура, б – условное обозначение, в – сток-затворные характеристики (“0” – при отсутствии заряда ($Q_{п.з.0} = 0$), “1” – при наличии заряда ($Q_{п.з.1} < 0$) на плавающем затворе)

Накопление заряда на плавающем затворе (“запись”) производится путем подачи на управляющий затвор импульса напряжения $U_{y.z.1}$ большой амплитуды ($U_{y.z.1} \approx +20В$) при положительной полярности относительно истока. В подзатворной области возникает сильное электрическое поле, и электроны получают энергию, достаточную для туннельного перехода сквозь тонкий слой диэлектрика между каналом транзистора и плавающим затвором.

Для удаления заряда (“стирания”) к управляющему затвору прикладывается напряжение, примерно равное по величине и противоположное по знаку напряжению, которое использовалось при зарядке. В сильном электрическом поле электроны “стекают” с плавающего затвора, тем самым разряжая его.

При считывании информации МОП-транзистор работает в режиме электронного ключа. На сток и управляющий затвор

подаётся напряжение $U_{y.з.чт}$ положительной полярности, но малой величины $U_{y.з.чт} \approx U_c \approx 3$ В, значительно меньшее напряжения при записи. Наличие отрицательного заряда на плавающем затворе очень сильно увеличивает пороговое напряжение, и сток-затворная характеристика транзистора смещается в сторону более высоких напряжений (смещение может достигать 12 В) (рис. 12.12,в).

Этот эффект позволяет при подаче на управляющий затвор напряжения $U_{пор.0} < U_{y.з.чт} < U_{пор.1}$ по величине тока стока определить наличие или отсутствие заряда $Q_{п.з.}$, т. е. считать информацию. При $Q_{п.з.0} = 0$ напряжение $U_{y.з.чт} > U_{пор.0}$, в цепи стока протекает ток $I_{с.0}$ и на выходе ключа устанавливается низкое напряжение (логический “0”). При $Q_{п.з.1} < 0$ напряжение на управляющем затворе оказывается ниже порогового $U_{пор.1}$, ток стока $I_{с.1} \approx 0$ и на выходе ключа – высокий потенциал (логическая “1”). Процесс считывания может быть повторен многократно без разрушения информации, поскольку при считывании напряжение на управляющем затворе много меньше, чем при записи.

Электрический заряд на плавающем затворе может сохраняться в течение десятков лет. Причиной стекания заряда является наличие дефектов в кристаллической структуре очень тонкого слоя окиси кремния. К образованию дефектов может привести внешнее ионизирующее излучение, в том числе фоновое, а также многократные процессы заряда–разряда.

12.6. МДП-транзисторы большой мощности

Основные требования к мощным транзисторам:

1. Большой допустимый ток стока I и большая плотность тока J ;
2. Высокая крутизна $S = dI/dU_з$ сток-затворной характеристики;
3. Высокое допустимое напряжение на стоке;
4. Низкое сопротивление канала (десятые – сотые доли Ома);
5. Высокая частота переключения (сотни кГц и больше);
6. Конструкция транзистора должна обеспечивать эффективный теплоотвод.

Максимальные плотности токов J для Ge – 100 А/см², Si – 200 А/см², GaAs – 100 А/см², поэтому мощные транзисторы, как правило, изготавливают на основе кремния.

Крутизна проходной характеристики $S \sim W/L$ пропорциональна ширине канала и обратно пропорциональна его длине (см. формулу 12.12), поэтому у мощного транзистора должен быть короткий широкий канал. При уменьшении длины канала L и увеличении его ширины одновременно уменьшается его сопротивление (12.7). Через такой канал можно пропускать большие токи при малом выделении тепловой энергии.

Для увеличения выходного тока на одном кристалле изготавливают несколько транзисторов и включают их параллельно. Для отвода тепла на массивный электрод стока устанавливают внешний радиатор.

V-МОП-транзистор с индуцированным каналом

Для создания мощных транзисторов с большой крутизной S , рассчитанных на большие токи, делают V-образные структуры как показано на рис.12.13. В таких структурах сильнолегированные n^+ -области истока и стока располагаются друг над другом, канал находится между ними в вертикальной плоскости. При этом получается транзистор с коротким и широким каналом, в котором затвор и сток пространственно разнесены.

При изготовлении V-МОП транзистора на n^+ -подложку наращиваются эпитаксиальные p - и n^+ -слои. V-образные канавки создаются методом травления. Далее поверхность канавки окисляется и напыляются металлические слои затвора и истока. При

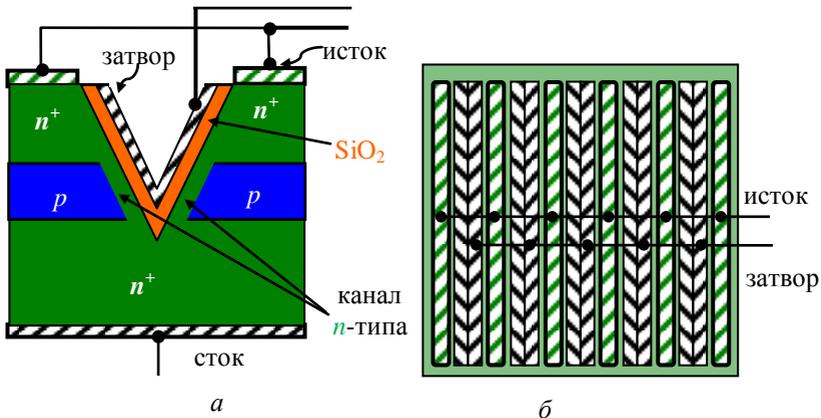


Рис.12.13. Конструкция V-МОП-транзистора и размещение группы транзисторов на одном кристалле

использовании структур с вертикальным расположением канала достигается высокая плотность упаковки транзисторов на поверхности кристалла.

В V-МОП-транзисторах одновременно достигаются высокие рабочие напряжения (до 1000 вольт), большие токи (до 100 ампер) и мощность рассеивания (до сотен ватт). Емкость затвора мощных МОП-транзисторов составляет $1 \div 10$ нФ. Для быстрого перезаряда входной емкости при включении или выключении транзистора требуются импульсы управляющего тока амплитудой до 1А. V-МОП-транзисторы используются в выходных каскадах низкочастотных усилителей, в источниках питания и в устройствах управления электротехнических установок.

12.7. Биполярный транзистор с изолированным затвором

Устойчивость полевых транзисторов к токовым перегрузкам, высокое входное сопротивление и малые потери энергии на управление, высокая скорость переключения – всё это привело к появлению нового направления в электротехнике – *интеллектуальной силовой электроники*.

Однако при больших токах полевые транзисторы уступают биполярным транзисторам по величине тепловых потерь. Если в биполярном транзисторе при условии его насыщения потери энергии возрастают пропорционально току $P = I_K U_{пр}$, где $U_{пр}$ примерно равно высоте потенциального барьера открытого $p-n$ -перехода, то в полевых транзисторах потери растут пропорционально квадрату тока $P = I_c^2 R_K$, где R_K – сопротивление канала.

Решение этой проблемы было найдено в совмещении полевого и биполярного транзисторов в одной структуре – создании

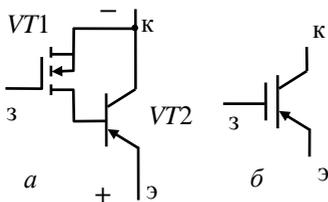


Рис.12.14. БТИЗ: *а* – эквивалентная схема; *б* – условное графическое изображение

биполярного транзистора с изолированным затвором БТИЗ или IGBT (Insulation Gate Bipolar Transistor).

По принципу действия БТИЗ представляет собой два электронных ключа: входной ключ на полевом транзисторе управляет мощным оконечным ключом на биполярном транзисторе

(рис.12.14,*a*). Управляющий электрод, как у полевого транзистора, называется затвором, два других электрода, как у биполярного – эмиттером и коллектором (рис.12.14,*б*). Такое составное включение полевого и биполярного транзисторов позволяет сочетать в одном устройстве достоинства обоих типов полупроводниковых приборов.

Структура БТИЗ показана на рис.12.15. У поверхности кристалла созданы МОП-транзисторы с индуцированным n -каналом ($VT1$). Подложка содержит дополнительный p^+ -слой, в результате чего между эмиттером Э и коллектором К БТИЗ образуется p - n - p -биполярный транзистор (он условно показан в правой части рисунка как $VT2$) с очень большой площадью переходов, способный коммутировать значительные токи.

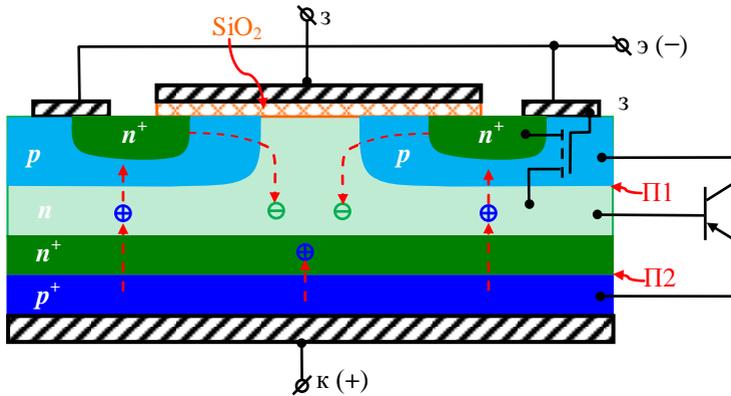


Рис.12.15. Структура биполярного транзистора с изолированным затвором

При закрытом состоянии структуры внешнее напряжение приложено к обратсмещенному коллекторному переходу П1 p - n - p -транзистора $VT2$. При подаче на изолированный затвор положительного смещения возникает проводящий канал в p -области (на рисунке обозначен пунктирной линией). При этом в n -слой (базу p - n - p -транзистора) начинается инжекция электронов. Биполярный p - n - p -транзистор открывается, эмиттерный переход П2 инжектирует дырки, которые проходят через n -слой базы и втягиваются полем в коллекторный переход П1. Между

При нулевом напряжении на затворе цепь сток–исток находится в проводящем состоянии. Для перевода транзистора в непроводящее состояние нужно приложить между затвором и истоком запирающее напряжение $U_{зи}$ отрицательной полярности, p – n -переходы расширяются и перекрывают канал. Слой n с малой концентрацией примесей отдаляет сток от затвора и позволяет подавать на сток высокое напряжение.

Однако СИТ может работать не только в режиме обеднения канала носителями, но и в режиме его обогащения. При подаче на затвор напряжения положительной полярности относительно истока канал расширяется, инжектированные из n^+ -истока (эмиттера) электроны проходят через n -слой (базу) и достигают стока (коллектора). Характеристики СИТ в режиме обогащения подобны характеристикам биполярного транзистора. Множество ячеек позволяет получить большой суммарный ток.

Таким образом, СИТ имеет два режима работы (рис. 12.17):

I – соответствует работе полевого транзистора с управляющим p – n -переходом. При отрицательном напряжении на затворе его сопротивление $R_{си}$ достаточно большое;

II – соответствует работе биполярного транзистора. При положительном напряжении на затворе появляется ток затвора (базы) I_3 , а сопротивление $R_{си}$ становится очень малым (несколько сотых долей Ома).

В настоящее время созданы СИТ, способные коммутировать мощности в сотни киловатт с временем переключения около 300 нс. Они предназначены для применения в выходных каскадах усилителей звуковых частот и быстродействующих силовых схемах радиоэлектронной аппаратуры. Схема включения СИТ аналогична включению биполярных p – n – p -транзисторов.

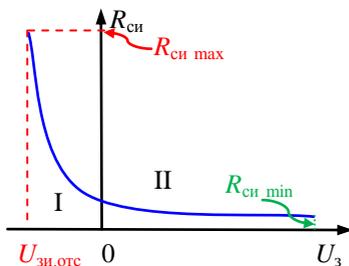


Рис.12.17. Режимы работы транзистора со статической индукцией: I – полевой транзистор с управляющим p – n -переходом, II – биполярный транзистор

Глава 13. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МИКРОСХЕМЫ

13.1. Задачи микроэлектроники. Термины и определения

Микроэлектроника – направление электроники, включающее исследование, конструирование и производство интегральных схем и радиоэлектронной аппаратуры на их основе.

Основные задачи микроэлектроники:

- 1) создание максимально надежных электронных устройств;
- 2) снижение стоимости электронных устройств;
- 3) уменьшение массы и объема электронной аппаратуры.

Эти задачи решаются путем отказа от использования дискретных компонентов и создания интегральных схем, в которых формирование всех элементов происходит в едином технологическом цикле.

Полупроводниковая интегральная схема (ИС) – это электронное устройство, изготовленное в поверхностном слое пластинки полупроводника, обычно монокристалла кремния. В ИС объединены (интегрированы) активные элементы (диоды, транзисторы и др. полупроводниковые структуры), а также пассивные элементы (ёмкости, сопротивления). Внутренние связи образуют из множества элементов функциональные устройства для преобразования и обработки сигналов или накопления информации.

Степенью интеграции ИС называют величину $k = \lg N$, где N – число содержащихся в ИС элементов, $k = 1, 2, 3, \dots$. ИС третьей степени интеграции ($k = 3$) и выше называют *большой интегральной схемой (БИС)*.

Плотность упаковки элементов на кристалле – число элементов, приходящихся на единицу его площади.

Уровень технологии характеризуется минимальным *технологическим размером* Δ , т.е. наименьшими достижимыми размерами легированной области в полупроводнике или металлического слоя на поверхности, например, минимальной шириной эмиттера, шириной проводников, расстояниями между ними. Для полупроводниковых ИС уменьшение Δ по мере совершенствования технологии приводит к улучшению их электрических параметров, например, к повышению быстродействия из-за

снижения паразитных емкостей p – n -переходов, увеличению крутизны полевых транзисторов.

По функциональному назначению ИС подразделяются на *цифровые* и *аналоговые*. Цифровые ИС предназначены для преобразования и обработки импульсных (цифровых) сигналов. Аналоговые ИС – это операционные усилители, усилители сигналов звуковых частот, а также усилители, модуляторы, смесители, детекторы сигналов диапазона высоких и сверхвысоких частот.

Проектирование и подготовка выпуска полупроводниковых (*монокристаллических*) ИС экономически выгодны только при их производстве крупными сериями от десятков тысяч до миллионов экземпляров.

Отдельную группу образуют *гибридные микросхемы*. Пассивные элементы гибридных микросхем (резисторы, конденсаторы и даже индуктивности, линии передачи и резонаторы сверхвысоких частот) изготавливают на стеклокерамической (ситалловой) подложке путем нанесения различных металлических, резистивных и диэлектрических пленок. Активные элементы (бескорпусные диоды, транзисторы или полупроводниковые ИС) изготавливаются отдельно и размещаются на этой же подложке. Напылением на подложку металлических проводников элементы соединяются в схему электронного устройства. Проектирование гибридных микросхем целесообразно при создании специальной аппаратуры, изготавливаемой небольшими сериями.

13.2. Основные технологические процессы при изготовлении ИС с биполярными транзисторами

13.2.1. Электрическая изоляция элементов полупроводниковых ИС

В планарной (плоскостной) технологии все элементы ИС формируются в одной плоскости на поверхности пластины, вырезанной из монокристалла полупроводника (подложки).

Если на общей кремниевой подложке изготовить несколько транзисторов, то все они окажутся электрически соединенными через эту подложку. Ниже кратко рассмотрены основные

технологические приемы, позволяющие изолировать элементы полупроводниковых ИС от подложки и друг от друга.

Эпитаксиально-планарная технология

На пластине из монокристалла кремния p -типа наращивают эпитаксиальный монокристаллический слой n -типа толщиной до 10 мкм (рис.13.1,а). При этом по всей площади пластины образуется p - n -переход. Затем проводят операции планарной технологии в следующей последовательности:



Рис.13.1. Формирование изолированных областей в эпитаксиально-планарной структуре

– Нагрев пластины до 1000°C и окисление поверхности эпитаксиального слоя с образованием пленки диоксида кремния SiO₂.

– Нанесение слоя фоторезиста. Засветка фоторезиста через маску (фототаплон) в виде узких замкнутых дорожек по контуру будущих элементов ИС. Растворение и смывка незащеченных участков фоторезиста.

– Травление поверхности в смеси сильных кислот. Пленка SiO₂, не защищенная фоторезистом, растворяется в кислоте. В пленке SiO₂ образуются “окна”.

– Диффузия акцепторной примеси через образованные в пленке SiO₂ “окна” на всю глубину эпитаксиального слоя до подложки Si p -типа (рис.13.1,б). Операция проводится при высокой температуре. На участках поверхности, закрытых пленкой SiO₂, диффузия примеси в кристалл не происходит.

– Стравливание пленки SiO₂ и загрязнений с поверхности акцепторной примеси.

Эпитаксиальный слой разделился на отдельные “островки” (“карманы”) с электропроводностью n -типа (рис.13.1,в), в которых на последующих этапах технологического процесса формируют структуры транзисторов и других элементов ИС. Каждый

“карман” отделен от подложки и соседних “карманов” p - n -переходами. Если потенциал подложки будет наименьшим из потенциалов образовавшейся структуры, то ток через обратно смещенные p - n -переходы незначителен и “карманы” оказываются электрически изолированными друг от друга.

Разделительная диффузия в эпитаксиальный слой является наиболее простым вариантом изоляции элементов ИС. Однако ее недостаток – наличие обратных токов в p - n -переходах и наличие барьерных емкостей – оказываются существенными, особенно при изготовлении аналоговых ИС.

Изопланарная технология

Наибольшее распространение получила *изопланарная технология*, основанная на локальном сквозном окислении тонкого ($2\div 3$ мкм) эпитаксиального слоя кремния (рис.13.2):

– На поверхность эпитаксиального n -слоя осаждают из газовой фазы пленку нитрида кремния Si_3N_4 .

– Методами фотолитографии в слое Si_3N_4 создают “окна” по контуру будущих элементов ИС.

– Через “окна” проводят окисление кремния на всю глубину эпитаксиального слоя. Затем маску Si_3N_4 стравливают. Полоски SiO_2 разделяют эпитаксиальный слой на отдельные карманы.

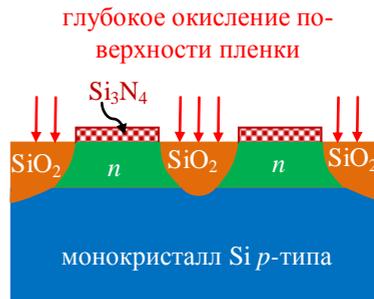


Рис.13.2. Формирование изолированных областей в изопланарной структуре

В изопланарной структуре донные части карманов изолированы от подложки p - n -переходами, а боковые части, разделяющие соседние карманы, – толстым слоем диэлектрика – окисла кремния. Токи утечки в диэлектрике на $3\div 5$ порядков меньше, чем обратные токи p - n -перехода. При этом паразитные емкости также на порядок меньше, чем при изоляции p - n -переходами.

Полипланарная технология

В полипланарной технологии приготовления изолированных карманов сквозное окисление заменено сквозным травлением эпитаксиального слоя (рис.13.3):

– Методами фотолитографии в слое окисла кремния вскрывают “окна” по контуру будущих элементов.

– Химическим травлением вытравливают канавки V-образной формы. Глубина канавки должна быть больше толщины эпитаксиального слоя (рис.13.3,а).

– Поверхность канавок окисляют и напыляют поликристаллический *i*-кремний, который заполняет канавки (рис.13.3,б). Поликремний без легирующих добавок является хорошим диэлектриком.

– Шлифованием и полированием снимают излишки поликремния (рис.13.3,в).

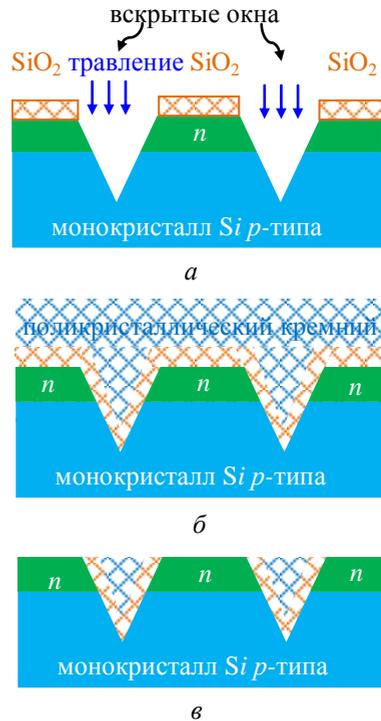


Рис.13.3. Формирование изолированных областей в полипланарной структуре

Интегральные схемы на непроводящих подложках

Для создания быстродействующих цифровых и СВЧ аналоговых микросхем необходимо уменьшить паразитные емкости между отдельными элементами и емкости между элементами и подложкой. Это позволяет технология *кремний на сапфире* (КНС, англ. SOS – Silicon On Sapphire). У кремния и сапфира (кристалла Al_2O_3 с небольшой примесью Fe) почти одинаковые периоды кристаллических решеток. Поэтому на сапфировой подложке можно нарастить эпитаксиальный слой кремния, а затем протравить его до сапфира, чтобы образовались кремниевые “островки” – “карманы” для будущих элементов ИС

(рис.13.4). Зазоры между островками заполняют изолирующим поликристаллическим кремнием, на поверхность которого наносят проводящие соединения элементов схемы.

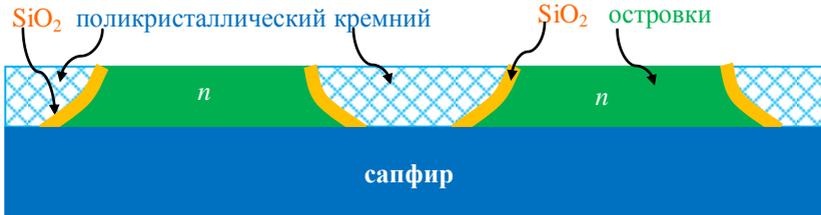


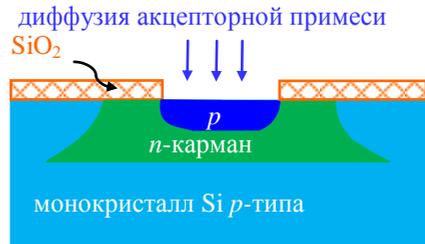
Рис.13.4. Структура “кремний на сапфире”

13.2.2. Создание планарных биполярных транзисторов

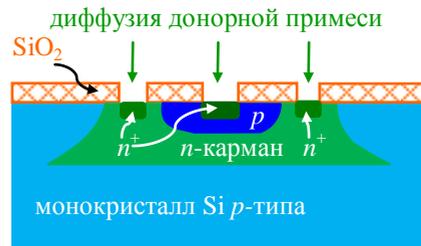
Для каждого транзистора готовится свой n -“карман”, изолированный от кремниевой подложки. В каждом кармане последовательно формируются p -область базы и n^+ -область эмиттера (рис.13.5):

– Поверхность пластины окисляют, наносят фоторезистивную маску, определяющую форму и размеры базовых p -областей. Вскрывают окна в пленке SiO_2 и через них легируют подложку акцепторной примесью атомов бора на глубину около 3 мкм (рис.13.5,а). Загрязненную пленку стравливают.

– Повторным окислением и фотолитографией создают пленку SiO_2 с окнами, через которые проводят диффузию фосфора. В результате получается высоколегированный n^+ -эмиттер, а также n^+ -области для создания



а



б

Рис. 13.5. Последовательность процессов фотолитографии:

а – формирование p -базы;

б – формирование n^+ -эмиттера

контактов с коллектором транзистора (рис. 13.5,б). Загрязненную пленку стравливают.

– Поверхность сформированной структуры окисляется. В пленке диоксида кремния вытравливаются окна под контакты с областями транзистора. Затем на поверхность напыляется слой алюминия. Алюминий образует невыпрямляющие электрические контакты с p - и n^+ -кремнием. На алюминий наносится и засвечивается фоторезист, после чего алюминий под незасвеченными участками стравливается. Остаются алюминиевые контакты с эмиттерной, базовой и коллекторной областями, а также проводящие полосы, соединяющие выводы транзистора с другими элементами ИС (рис. 13.6, а и б).

Всего при изготовлении ИС по эпитаксиально-планарной технологии насчитывается более ста операций.

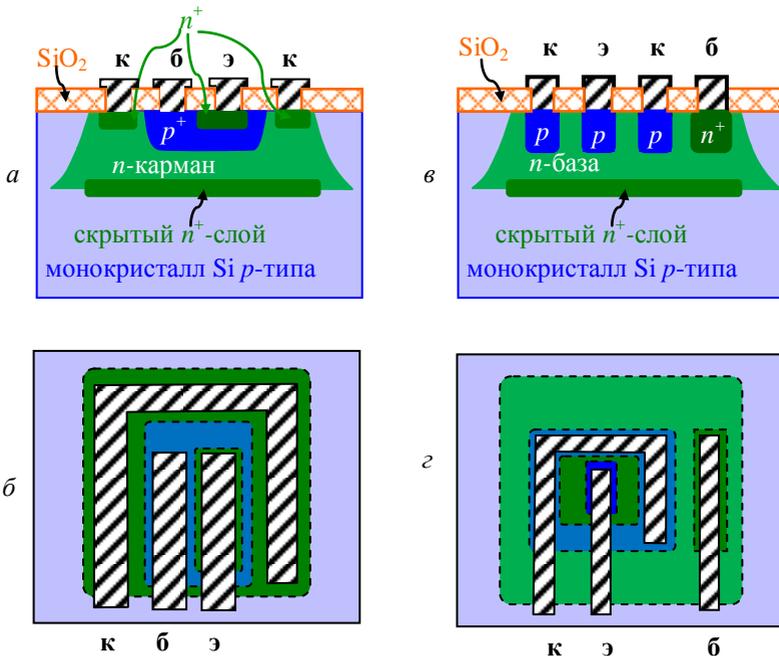


Рис. 13.6. Вертикальный транзистор n - p - n -типа: а – структура, б – топология электродов; горизонтальный транзистор p - n - p -типа: в – структура, з – топология электродов

Структура “вертикального” биполярного транзистора $n-p-n$ -типа (рис.13.6,*a* и *б*) отличается от структуры дискретного транзистора наличием изоляции коллектора от подложки и расположением всех выводов на верхней поверхности кристалла.

На рисунке видно, что вывод коллектора удален от коллекторного перехода. Это приводит к увеличению сопротивления области коллектора r_k и увеличению напряжения насыщения $U_{кнас}$ по сравнению с дискретным транзистором. Для уменьшения сопротивления коллектора на дне кармана создается *скрытый n^+ -слой* с высокой проводимостью. Скрытый n^+ -слой получают локальной диффузией в p -подложку мышьяка до начала наращивания эпитаксиального n -слоя.

Переход подложка–коллектор вносит дополнительную емкость. В результате ухудшаются частотные свойства интегрального транзистора. Кроме того, переход коллектор–подложка в сочетании с переходом коллектор–база образует структуру дополнительного (паразитного) $p-n-p$ -транзистора. Чтобы “паразитный” транзистор не влиял на работу ИС, оба эти перехода должны быть всегда закрыты.

Основу интегральных микросхем составляют *вертикальные* транзисторы $n-p-n$ -типа (рис.13.6,*a* и *б*), которые имеют лучшие характеристики и проще в изготовлении по сравнению с транзисторами $p-n-p$ -типа.

Основным вариантом интегрального $p-n-p$ -транзистора на подложке Si p -типа является *горизонтальный транзистор*, показанный на рис.13.6,*в* и *г*, p -области его эмиттера и коллектора получаются одновременно с созданием p -области базы транзисторов $n-p-n$ -типа.

У горизонтального транзистора толщина слоя базы между эмиттером и коллектором получается относительно большой, при этом близки коэффициенты передачи тока эмиттера при нормальном и инверсном включении. Все это приводит к посредственным частотным характеристикам горизонтального транзистора и его граничная частота обычно не превышает нескольких десятков мегагерц.

13.2.3. Создание диодов

Диоды в интегральных микросхемах формируют одновременно с формированием транзисторных структур. В зависимости от конкретного назначения в качестве диода используют тот или иной $p-n$ -переход транзистора (см. рис.13.7).

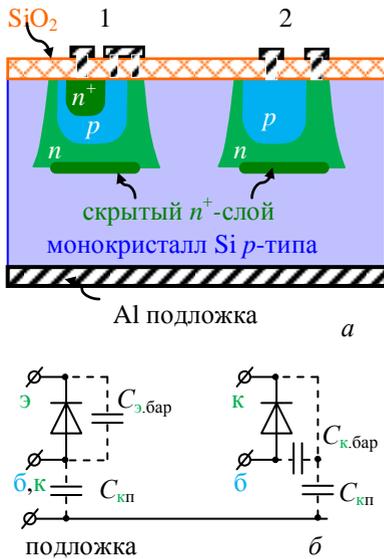


Рис.13.7. Диоды на основе $p-n$ -переходов транзисторной структуры: *a* – возможные варианты создания, *б* – эквивалентные схемы

Площадь коллекторного перехода значительно больше площади эмиттерного перехода, следовательно, такой диод может работать при больших прямых токах.

13.2.4. Пассивные элементы интегральных микросхем

Диффузионные резисторы

Диффузионные резисторы формируют одновременно с транзисторными структурами (рис.13.8). На поверхности n -кармана создается маска из двуокиси кремния, затем с помощью диффузии акцепторных примесей формируется проводящий p -канал резистора (одновременно с формированием базовой p -

или иной $p-n$ -переход транзистора (см. рис.13.7).

1. Используется эмиттерный переход, а переход база–коллектор коротко замкнут. При этом достигается наибольшее быстродействие, т.к. накопление объемного заряда может происходить только в базовой области, которая очень тонкая. В результате время переключения диода составляет порядка 1 нс.

2. Используется коллекторный переход, а эмиттерная область не сформирована. Коллекторная область является относительно высокоомной, поэтому такой диод имеет большую толщину $p-n$ -перехода и высокое (для интегральных микросхем), порядка 50 В, напряжение пробоя.

области в транзисторах). Затем через следующую маску проводится диффузия донорных примесей, и на поверхности островка образуется тонкий n^+ -слой, отделяющий p -канал от поверхности полупроводника. Для изготовления контактов с концами проводящего канала в защитной пленке SiO_2 протравливают окна, в которые напыляется алюминий. Алюминий для кремния является акцептором и образует с p -полупроводником канала невыпрямляющий контакт.

Канал резистора изолирован от подложки p - n -переходом, который должен быть смещен в обратном направлении. Для этого на n - и n^+ -области подается высокий потенциал относительно p -канала.

Смещенный в обратном направлении p - n -переход обладает

хотя и высоким, но все же конечным сопротивлением. Наличие таких переходов в ИС приводит к образованию в ней паразитных резистивных и емкостных связей между схемными элементами. Это приходится учитывать при проектировании ИС.

Разброс сопротивлений изготовленных резисторов (порядка 10 процентов) обуславливается тем, что невозможно провести диффузию примесей с точной концентрацией на точно заданную глубину. Кроме того, температурный коэффициент сопротивления у полупроводников существенно больше, чем у металлов.

Несмотря на имеющиеся недостатки, диффузионные резисторы широко используют в интегральных микросхемах, т.к. их формирование не требует дополнительных технологических операций и не удорожает микросхему.

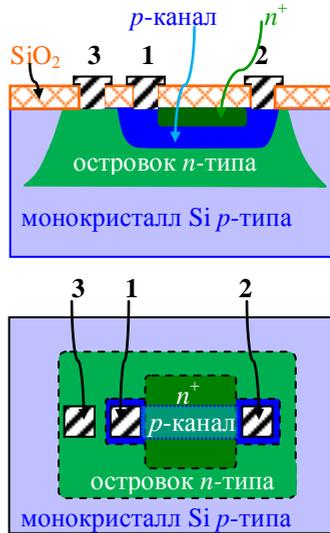


Рис.13.8. Конструкция диффузионного резистора: 1, 2 – металлические контакты резистора; 3 – металлический контакт n^+ -островка

Пленочные резисторы

металлические электроды

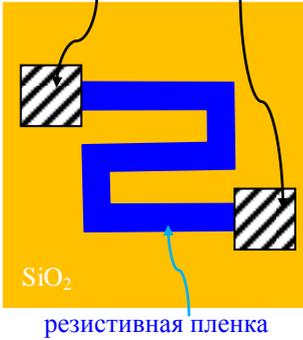


Рис.13.9. Конструкция пленочного резистора

Пленочный резистор представляет собой тонкую полоску из металла (хром, тантал, палладий) или металлического сплава (нихром). Резистивную пленку наносят на изолирующий слой (обычно SiO_2) кристалла полупроводниковой интегральной микросхемы и снабжают металлическими электродами, как показано на рис.13.9.

При создании пленочных резисторов на диэлектрической подложке не образуется “паразитных” элементов, которые получаются в ИС с диффузионными резисторами.

Диффузионные конденсаторы

В качестве конденсаторов полупроводниковых интегральных схем часто используют барьерную емкость p - n -перехода, смещенного в обратном направлении. Их создают одновременно с формированием транзисторных структур (рис.13.10,а). Алюминиевые электроды образуют омические контакты с p - и n^+ -областями; n -карман, в котором сформирован конденсатор, электрически изолирован от подложки обратносмещенным p - n -переходом.

Эквивалентная схема диффузионного конденсатора показана на рис.13.10,б, где C_1 – полезная емкость диффузионного конденсатора, C_2 – “паразитная” емкость карман – подложка, R_n – сопротивление n -области и контактов. Для получения максимальной величины C_1/C_2 запирающее напряжение на p - n -переходе карман–подложка устанавливают в 5 – 10 раз больше запирающего напряжения на p - n -переходе конденсатора.

МДП-конденсаторы

Конструкция МДП-конденсатора приведена на рис.13.10,б. Диэлектриком такого конденсатора является слой диоксида кремния толщиной 50÷100 нм (толщина защитного слоя SiO_2 на поверхности кристалла обычно около 1 мкм). Верхней обкладкой конденсатора является алюминиевая пленка, напыленная на

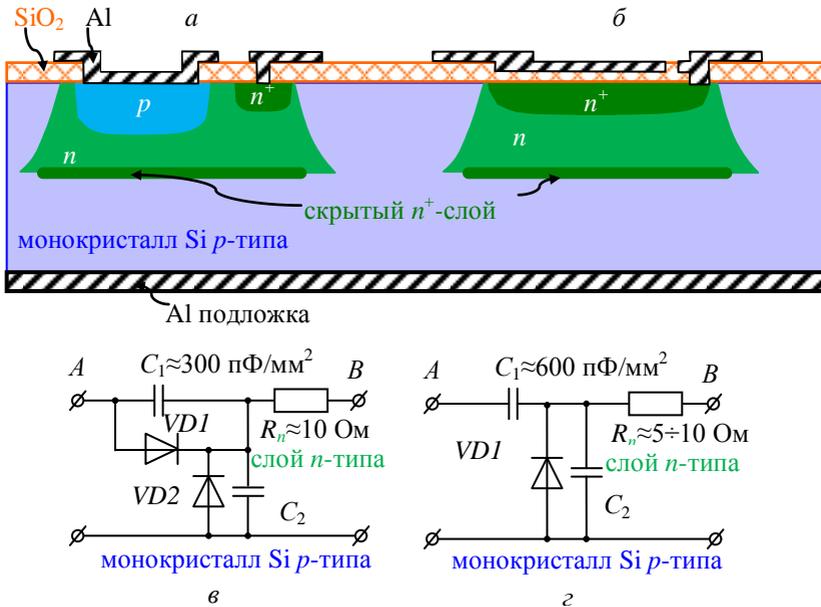


Рис.13.10. Структура (а) и эквивалентная схема (z) диффузионного конденсатора. Структура (б) и эквивалентная схема (z) диффузионного конденсатора

поверхность слоя диоксида, нижней – сильнолегированная n^+ -область полупроводника, которая формируется одновременно с формированием эмиттерных областей транзистора.

Эквивалентная схема МДП-конденсатора показана на рис.13.10,з. Она состоит из собственно емкости C_1 МДП-конденсатора, барьерной емкости C_2 p - n -перехода карман-подложка и сопротивления R_n n^+ -области и контактов. Типичные значения емкости C_1 составляют $400 \div 800$ пФ/мм². Для повышения отношения C_1/C_2 на n^+ -область подают сравнительно большой положительный потенциал относительно подложки.

Пленочные конденсаторы

Структура пленочного конденсатора показана на рис.13.11. Методом вакуумного напыления на диэлектрическую подложку (обычно слой SiO_2 на поверхности кристалла) последовательно наносят металлический электрод нижней обкладки конденсатора, диэлектрическую пленку, обычно монооксид кремния SiO , и электрод верхней обкладки конденсатора.

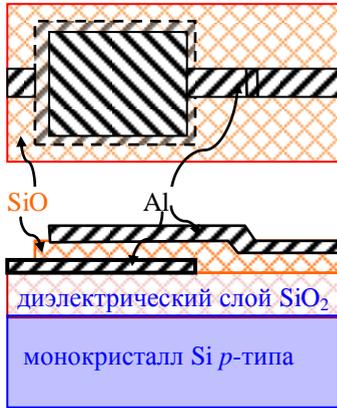


Рис.13.11. Структура пленочного конденсатора

Пленочные конденсаторы имеют лучшие характеристики по сравнению с рассмотренными выше: малое сопротивление потерь в металлических обкладках, меньшие допуски и независимость емкости от напряжения, меньшую “паразитную” емкость и отсутствие постоянного напряжения смещения.

Конденсаторы, особенно пленочные, занимают большую площадь на поверхности подложки. Поэтому ИС проектируют так, чтобы в них по возможности отсутствовали конденсаторы.

Индуктивности

Катушки индуктивности в гибридных ИС выполняют в виде плоской спирали из металлической пленки на керамической или полимерной подложке. Тонкопленочные индуктивности имеют размеры, которые значительно больше размеров других компонентов ИС, а номинальные значения не превышают 10 мкГн. Создание катушки индуктивности на поверхности кристалла полупроводниковой ИС вообще невозможно. Поэтому при разработке схемы ИС стремятся полностью отказаться от их использования. Если же применение индуктивностей является необходимым, их делают навесными (т.е. подключают к ИС как отдельные компоненты).

Пленочные проводниковые соединения и контакты

Для соединения элементов полупроводниковых ИС в электрическую схему используют алюминиевые полосковые проводники, полученные вакуумным напылением. Для этого электроды всех элементов выводятся на поверхность пластины и размещаются в одной плоскости, в одном плане. (Поэтому технологии изготовления ИС и называют планарными.)

Алюминий является акцептором, который с полупроводником *p*-типа всегда образует омический контакт. Для получения омического контакта с полупроводником *n*-типа создают высо-

колегированную контактную n^+ -область с концентрацией доноров порядка 10^{20} см^{-3} .

Сложную разводку на поверхности ИС выполняют в 2–3 слоя с разделением пленками SiO_2 . Для присоединения внешних выводов к ИС изготавливают контактные площадки. Они представляют собой расширенные области пленочных проводников и формируются одновременно с разводкой. Как правило, их располагают по периферии полупроводникового кристалла.

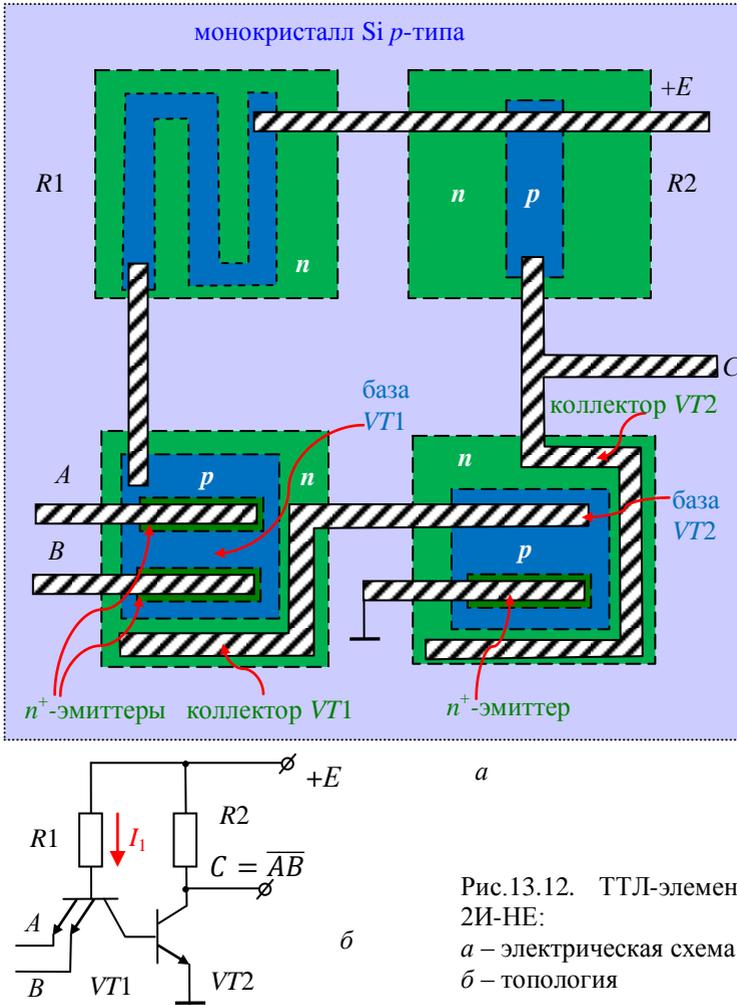
Для защиты от внешних факторов, механических повреждений и обеспечения теплоотвода от кристалла полупроводниковые ИС помещают в защитный корпус. Для подвода электрических сигналов служат выводы, расположенные по периметру корпуса, иногда в несколько рядов.

13.2.5. Пример формирования участка схемы ИС ТТЛ

В качестве примера на рис.13.12 показаны электрическая схема и топология простейшего логического элемента 2И-НЕ транзисторно-транзисторной логики (ТТЛ). Логическая функция (конъюнкция $C = \overline{AB}$) осуществляется эмиттерными переходами (диодами) в многоэмиттерном транзисторе $VT1$. Ключ на транзисторе $VT2$ выполняет функцию инверсии. Каждый элемент схемы изготовлен в отдельном изолированном кармане.

Если на оба входа A и B подано высокое напряжение (логическая “1”), то эмиттерные переходы многоэмиттерного транзистора $VT1$ смещены в обратном направлении и закрыты. Потенциал базы $VT1$ выше потенциала коллектора, в результате чего коллекторный переход оказывается смещенным в прямом направлении. В базе транзистора $VT2$ протекает ток $I_1 \approx E/R_1$. Транзистор $VT2$ находится в режиме насыщения, и на выходе ключа устанавливается низкое напряжение (логический “0”).

При низком напряжении на одном из входов (логический “0”) соответствующий переход база–эмиттер $VT1$ смещается в прямом направлении. В базе транзистора $VT1$ протекает ток $I_1 \approx E/R_1$. Транзистор $VT1$ открыт, потенциал его коллектора и соответственно потенциал базы $VT2$ близки к нулю. Ключ $VT2$ закрыт и на его выходе устанавливается высокий потенциал (логическая “1”).



Структура многоэмиттерного транзистора показана на рис.13.13. Количество эмиттеров обычно составляет от 2 до 8. Сопротивление в цепи базы (R_1) можно увеличить, удаляя базовый контакт от активной области базы.

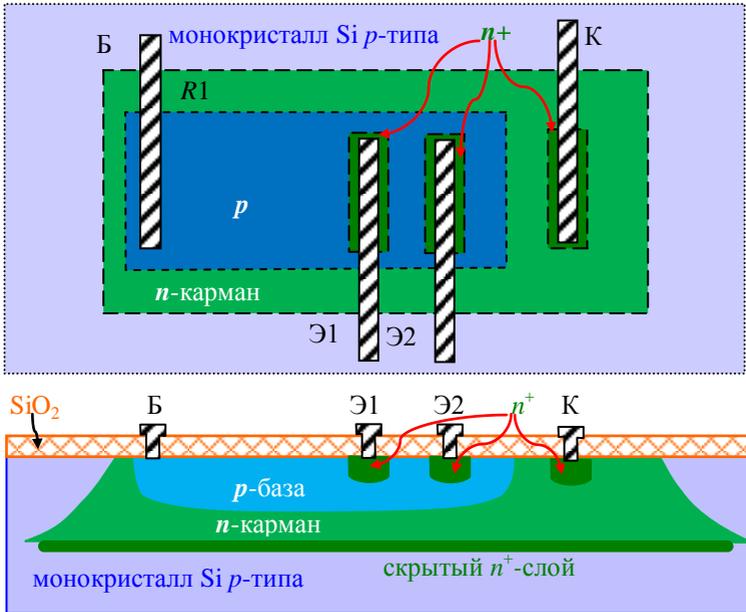


Рис.13.13. Структура двухэмиттерного транзистора

13.2.6. Топология элементов интегральной инжекционной логики

Схемы интегральной инжекционной логики (И²Л) могут быть только в интегральном исполнении и не имеют аналогов на дискретных элементах. Чтобы лучше понять особенности И²Л, для начала рассмотрим работу схемы транзисторной логики с непосредственными связями (ТЛНС) (рис.13.14).

В основе элемента ТЛНС лежит параллельное соединение транзисторных ключей. На рис.13.14 они представлены транзисторами VT_2 и VT_3 и резистором общей коллекторной нагрузки R_n . Штриховыми линиями показаны соединения выделенного элемента с транзисторами других аналогичных элементов ТЛНС.

Элемент (VT_2 и VT_3) выполняет функцию ИЛИ-НЕ. Если на оба входа A и B подано напряжение низкого уровня $U^0 \approx 0,05$ В, то транзисторы VT_2 и VT_3 закрыты и ток I^* течет

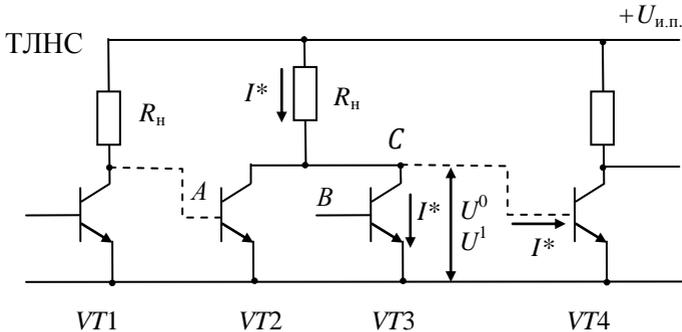


Рис.13.14. Логический элемент ИЛИ-НЕ (транзисторы $VT2$ и $VT3$) в транзисторной логике с непосредственными связями

через резистор R_n в базу $VT4$. На выходе элемента получается высокий уровень напряжения $U^1 \approx 0,7$ В. Если же на одном из входов A или B высокий уровень напряжения $U^1 \approx 0,7$ В, то соответствующий транзистор открыт и насыщен. Тогда на выходе C элемента будет низкий уровень, равный остаточному напряжению на насыщенном транзисторе $U^0 \approx 0,05$ В. Логический перепад для схемы ТЛНС составляет $(U^1 - U^0) \approx 0,65$ В.

Логический перепад значительно меньше напряжения питания $U_{н.п} \approx 1,5 \div 3$ В и ток I^* в резисторе R_n остается почти неизменным. Поэтому в схеме ТЛНС изменение выходного уровня с U^0 до U^1 сопровождается *переключением тока* I^* из коллекторной цепи одного элемента в базовую цепь следующего.

В цифровых схемах к выходу одного логического элемента может быть подключено несколько других (коэффициент разветвления $K_{раз} > 1$). При этом проявляется основной недостаток ТЛНС: ток I^* делится на несколько базовых токов, причем неравномерно (не бывает совершенно одинаковых транзисторов). В результате некоторые транзисторы могут не входить в насыщение, изменятся уровни напряжений U^0 и U^1 на их коллекторах, что делает работу схемы ТЛНС ненадежной.

От схемы ТЛНС можно перейти к схеме И²Л (рис.13.15). Для этого нужно резисторы R_n заменить на генераторы тока VT_0 и подключить их не к коллекторам, а к базам транзисторов логических элементов. Это выравнивает базовые токи I^* всех транзисторов.

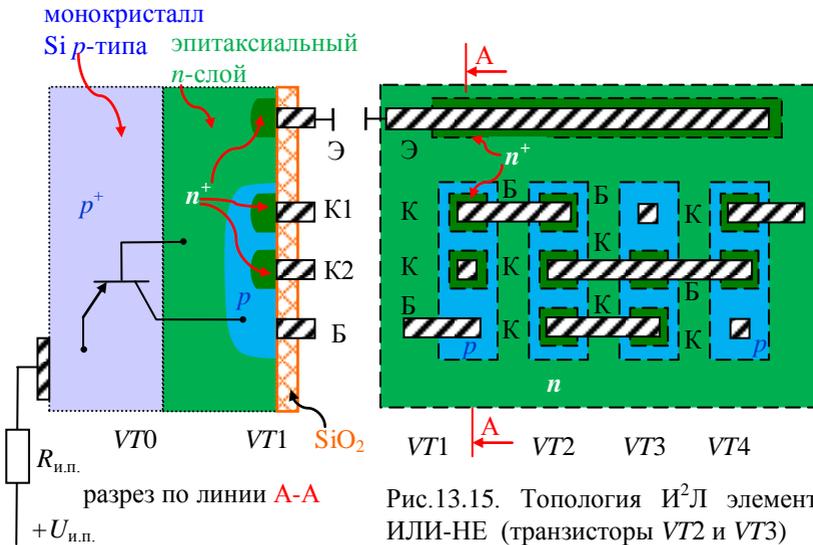


Рис.13.15. Топология И²Л элемента ИЛИ-НЕ (транзисторы VT2 и VT3)

Кроме того, в логических элементах И²Л используются *многocolлекторные* транзисторы. При токе базы I^* транзисторы входят в насыщение, при этом напряжения на всех их коллекторах $U^0 \approx 0,05$ В. К каждому коллектору подключается только одна база транзистора другого элемента. Базы транзисторов не соединяются параллельно, как в ТЛНС, это исключает перераспределение токов между ними.

Условие насыщения транзистора $\beta I_B > I_K$ выполняется даже в микрорежиме, при токах $5 \div 10$ мкА, поскольку в цепях баз и коллекторов протекают одинаковые токи $I_B = I_K = I^*$, а $\beta > 1$.

Топология И²Л элемента ИЛИ-НЕ показана на рис.13.15. Обозначения транзисторов и соединения между ними соответствуют схеме рис.13.16.

Роль эмиттера, общего для всех $n-p-n$ -транзисторов, выполняет эпитаксиальный n -слой. Базами являются p -области, а коллекторами – n^+ -области внутри базовых областей. В И²Л схемах нет необходимости изолировать $n-p-n$ -транзисторы друг от друга, поскольку они имеют эмиттерный n -слой, общий для всех транзисторов.

Общим эмиттером для всех генераторов тока VT0 служит p^+ -подложка, коллекторами служат p -базы $n-p-n$ -транзисторов,

13.3. Основные технологические процессы при изготовлении ИС с полевыми транзисторами

13.3.1. Создание полевых транзисторов с управляющим переходом

Полевые транзисторы с управляющим p - n -переходом (ПТ) могут изготавливаться одновременно с биполярными транзисторами на одном кристалле в одних и тех же технологических процессах. Структура ПТ с p -каналом (рис.13.17) совпадает со структурой интегрального n - p - n -транзистора: p -слой образуется на этапе базовой диффузии, а n^+ -слой, выполняющий роль затвора, – на этапе эмиттерной диффузии. Роль канала играет участок базового p -слоя, расположенный между n^+ - и n -слоями; n^+ -слой делают более широким, чем p -слой. В результате n^+ -слой контактирует с n -карманом и вместе они образуют “верхний” и “нижний” затворы. Для электрической изоляции n -кармана от p -подложки на подложку подается максимальный отрицательный потенциал.

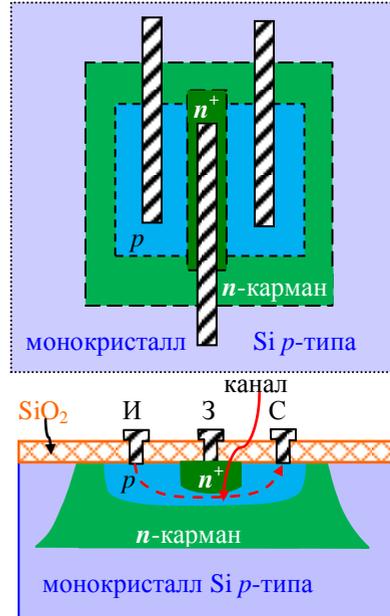


Рис.13.17. Интегральный полевой транзистор с p -каналом

13.3.2. Создание полевых транзисторов с изолированным затвором

Биполярные и МОП-транзисторные ИС изготавливаются, как правило, отдельно. На рис.13.18 показана структура МОП-транзистора с индуцированным n -каналом.

Основным достоинством МОП ИС является технологическая простота по сравнению с биполярными ИС. Необходим

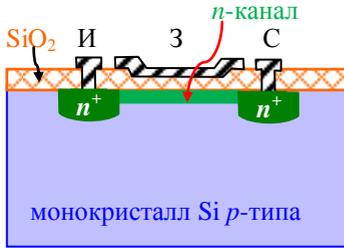


Рис.13.18. Интегральный диффузионный МОП-транзистор с индуцированным n -каналом

соседних транзисторов обратно смещенными p - n -переходами. Электрическая схема ИС разрабатывается так, чтобы подложка имела самый низкий потенциал. Обмен носителями между каналами также отсутствует, если расстояние между соседними каналами больше их длины. МОП-транзисторы можно формировать без изолирующих карманов в подложке ИС, на малых расстояниях друг от друга, что позволяет увеличить плотность компоновки ИС.

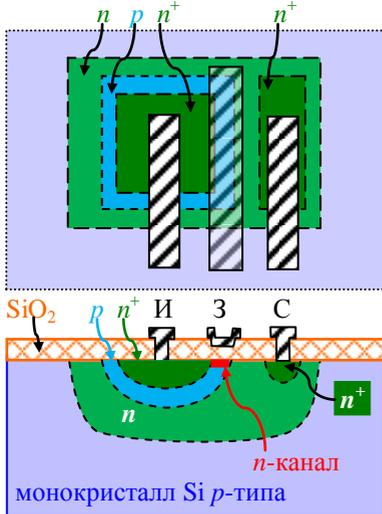


Рис.13.19. МОП-транзистор, полученный методом двойной диффузии

лишь один процесс диффузии для создания n^+ -областей истока и стока и четыре процесса фотолитографии: под диффузию, под тонкий ($0,1 \div 0,2$ мкм) подзатворный окисел, под омические контакты и под металлизацию дорожек схемного соединения элементов ИС.

В МОП-транзисторных ИС истоки и стоки изолированы от подложки и соответственно от соседних транзисторов обратными смещенными p - n -переходами. МОП-транзисторы можно формировать без изолирующих карманов в подложке ИС, на малых расстояниях друг от друга, что позволяет увеличить плотность компоновки ИС.

Главным фактором, ограничивающим быстродействие МОП-транзисторов, обычно являются емкость затвора и “паразитные” емкости монтажа. Металлическая разводка схемы ИС на кристалле значительно компактнее печатного монтажа, поэтому “паразитные” емкости интегрального МОП-транзистора меньше, а быстродействие в несколько раз выше, чем дискретного.

Для достижения наибольшего быстродействия интегрального МОП-транзистора нужно максимально уменьшить длину его канала. Это позволя-

ет метод двойной диффузии (рис.13.19). Сначала методом диффузии в p -подложке создается n -область стока. Затем через одно и то же окно в маске последовательно производят диффузию акцепторов для создания p -слоя и доноров для n^+ -области истока. Коэффициент диффузии акцепторов должен быть больше коэффициента диффузии доноров. В результате между n^+ - и n -слоями образуется тонкий p -слой. При положительном потенциале затвора между n^+ - и n -слоями вблизи поверхности индуцируется n -канал. При длине канала $L \leq 1$ мкм (вместо $4 \div 5$ мкм у МОП-транзисторов, полученных по обычной диффузионной технологии (рис.13.18)) граничная частота может быть более 30 ГГц.

13.3.3. Топология базовых элементов ИС с МОП-транзисторами

На рис.13.20 показаны электрическая схема и топология n -МОП логического элемента, реализующего функцию 2ИЛИ-НЕ. Функцию ИЛИ реализуют транзисторы $VT1$ и $VT2$, которые вме-

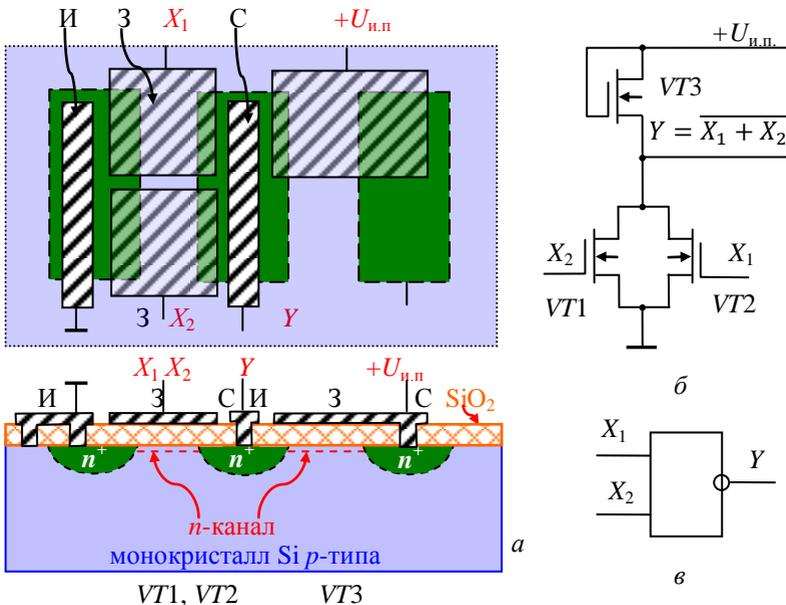


Рис.13.20. Элемент 2ИЛИ-НЕ на n -канальных МОП транзисторах: a – топология; b – электрическая схема; $в$ – графическое изображение

сте с $VT3$ образуют инвертор. Затвор транзистора $VT3$ соединен со стоком и источником напряжения питания. Индуцированный канал в $VT3$ выполняет роль нагрузочного сопротивления для $VT1$ и $VT2$.

При низком напряжении X_1 и X_2 (логический “0”) на затворах транзисторы $VT1$ и $VT2$ закрыты. На выходе Y инвертора устанавливается высокое напряжение (логическая “1”). При подаче высокого напряжения (логическая “1”) на затворы $VT1$ или $VT2$ в транзисторах индуцируются проводящие каналы, сопротивление которых меньше сопротивления канала $VT3$. На объединенных стоках $VT1$ и $VT2$ устанавливается низкий потенциал (логический “0”).

13.3.4. Топология базовых элементов ИС с КМОП-транзисторами

На рис.13.21 показаны электрическая схема и топология инвертора на МОП-транзисторах с разным типом проводимости каналов (комплементарного МОП-транзисторного ключа). Транзистор $VT1$ с индуцируемым n -каналом подключен истоком к шине низкого потенциала (земле), транзистор $VT2$ с индуцируемым p -каналом – к положительной шине источника питания $+U_{и.п.}$.

Пусть напряжение на входе X ключа равно нулю. При низкой разности потенциалов исток–затвор в транзисторе $VT1$ от-

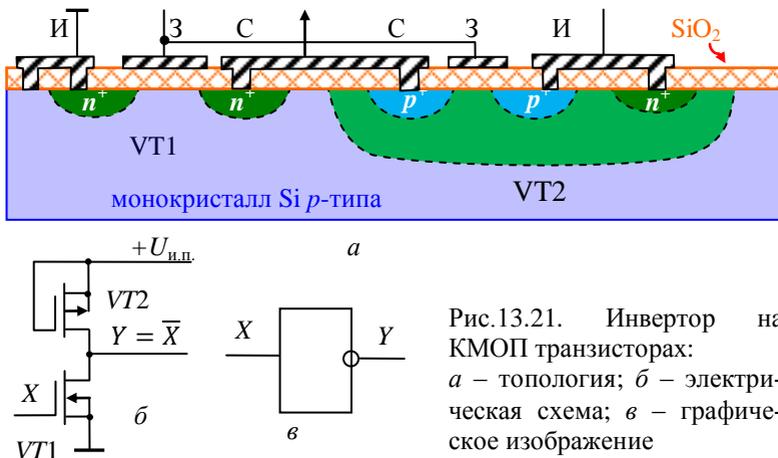


Рис.13.21. Инвертор на КМОП транзисторах:
 а – топология; б – электрическая схема; в – графическое изображение

существует канал и его сопротивление исток–сток очень большое. В транзисторе $VT2$, напротив, разность потенциалов исток–затвор равна напряжению источника питания $U_{з.и} = U_{и.п}$ и превышает (по модулю) пороговое напряжение. Индуцированный в $VT2$ p -канал соединяет выход ключа с шиной $+U_{и.п}$. На выходе ключа устанавливается напряжение логической единицы $U^1 \approx +U_{и.п}$.

При положительном напряжении на входе $U^1 = +U_{и.п}$ в транзисторе $VT1$ индуцируется n -канал, а в $VT2$ канал отсутствует. На выходе ключа устанавливается низкий потенциал $U^0 \approx 0$. Логический перепад составляет $(U^1 - U^0) \approx +U_{и.п}$.

Цифровые схемы на КМОП-структурах имеют ряд достоинств по сравнению со схемами на n -канальных (или p -канальных) МОП-транзисторах:

- малая мощность потребления в статическом режиме (единицы микроватт), определяемая только токами утечки закрытых транзисторов;
- расход мощности только во время переходного процесса на заряд емкостей транзисторов и емкостей монтажа;
- высокое быстродействие, достигаемое благодаря малой площади транзисторов и схемных соединений на кристалле ИС;
- работоспособность в широком диапазоне питающих напряжений (от 3 до 15 В);
- высокая помехоустойчивость (напряжение помехи может достигать 1/3 напряжения питания).

В КМОП ИС на одном кристалле изготавливают транзисторы с n - и p -каналами. Если в качестве подложки используется p -кремний, то n -канальный транзистор изготавливают непосредственно в подложке, а для p -канального транзистора создают карман с электронной проводимостью (рис.13.21).

13.4. Аналоговые интегральные схемы

13.4.1. Классификация аналоговых ИС

Аналоговые интегральные схемы предназначены для преобразования сигналов, являющихся непрерывными функциями времени.

Аналоговые устройства отличаются от цифровых гораздо большим разнообразием сигналов по виду (частоте, форме, спектральному составу, виду модуляции), по выполняемым функциям, по назначению и внутренней структуре. Номенклатура аналоговых ИС включает различные генераторы сигналов, усилители, детекторы, модуляторы, фильтры и т.д. При их конструировании используются радиотехнические схемы, разработанные ранее на дискретных элементах.

Чтобы сделать возможным массовое производство аналоговых ИС, были разработаны типовые структуры, позволившие в значительной степени унифицировать аналоговую схемотехнику.

Основными функциональными элементами аналоговых устройств являются усилители сигналов. Различают высокочастотные усилители, широкополосные видеоусилители, усилители низких частот и усилители постоянного тока. Наиболее универсальными являются *операционные усилители*. В совокупности с цепями обратной связи операционные усилители *выполняют различные операции* с сигналами.

13.4.2. Операционные усилители

Операционным усилителем (ОУ) принято называть усилитель постоянного и переменного тока с дифференциальным входом, высоким коэффициентом усиления, а также с высоким входным и низким выходным сопротивлениями.

Условное обозначение ОУ показано на рис.13.22. В зависимости от фаз сигналов на входе и выходе один из входов называют неинвертирующим (обозначается «+»), а другой инвертирующим (обозначается знаком «-» или кружком).

ОУ обычно содержит три каскада усиления: входной дифференциальный усилитель, усилитель напряжения, выходной усилитель мощности (рис.13.22). Дифференциальный усилитель $VT1, VT2$ определяет основные характеристики ОУ: напряжение смещения нуля, коэффициент ослабления синфазной составляющей входного напряжения, входные токи. Источник тока эмиттеров выполнен на транзисторе $VT3$. Для уменьшения входных токов в дифференциальном усилителе иногда используют полевые транзисторы.

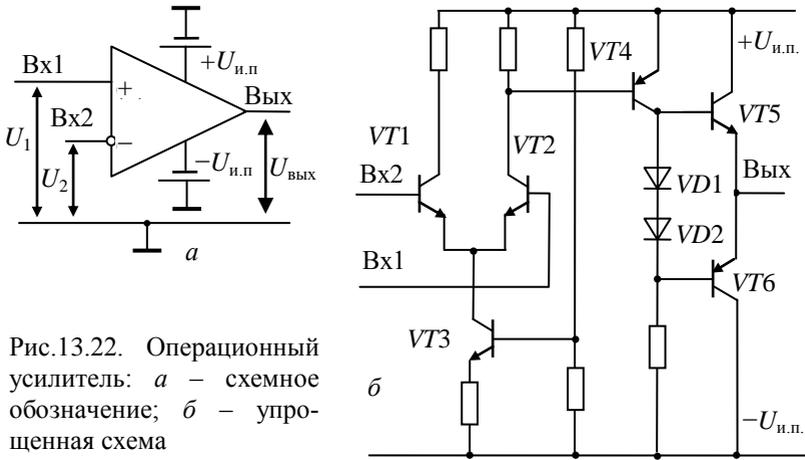


Рис.13.22. Операционный усилитель: *a* – схемное обозначение; *б* – упрощенная схема

Усилитель напряжения выполнен по схеме с общим эмиттером на транзисторе $VT4$. Выходной каскад представляет собой двухтактный эмиттерный повторитель на комплементарных транзисторах $VT5$ и $VT6$. Напряжение на двух диодах, включенных в прямом направлении, обеспечивает небольшой начальный ток покоя этих транзисторов.

Серийно выпускаемые микросхемы ОУ содержат до 50 транзисторов. В них используют различные схемотехнические решения, направленные на повышение качества ОУ.

Производство аналоговых микросхем предъявляет очень жесткие требования к технологии изготовления. В то время как в цифровых микросхемах изменение на 10% площади переходов или концентрации примесей не сказывается на характеристиках устройств, подобные изменения при производстве ОУ существенно нарушают симметрию плеч дифференциального каскада и приведут к негодности ОУ.

Кроме того, для достижения стабильности усилителя при большом коэффициенте усиления должны быть сведены к минимуму внутренние паразитные связи между элементами схемы. Для этого выполняется диэлектрическая изоляция между карманами в эпитаксиальном слое, в которых изготавливаются элементы схемы ОУ.

Основные параметры ИС ОУ

- Коэффициент усиления дифференциального сигнала $K_0 = 10^5 \div 10^6$ (100 ÷ 120 дБ). Напряжение дифференциального сигнала – это напряжение, приложенное между входами ОУ;
- коэффициент ослабления синфазного сигнала $K_{oc.cф} = 80 \div 100$ дБ, который определяется как отношение коэффициента усиления дифференциального сигнала к коэффициенту усиления напряжения, приложенного одновременно (синфазно) к обоим входам;
- средний входной ток $I_{вх} = 1 \div 10$ нА, который обусловлен базовыми токами или токами утечки затворов входных транзисторов;
- скорость нарастания выходного напряжения $dU_{вых}/dt = 1 \div 10$ В/мкс при ступенчатом изменении сигнала на входе;
- напряжение смещения $U_{см} = 0,1 \div 1,0$ мВ – это значение напряжения, которое необходимо подать на вход ОУ, чтобы на его выходе напряжение стало равным нулю. Операционный усилитель содержит значительное число транзисторов, характеристики которых имеют разброс по параметрам, что приводит к появлению постоянного напряжения на выходе в отсутствие сигнала на входе;
- двуполярное (у большинства микросхем ОУ) питание $U_{и.п.} = \pm 2 \div \pm 15$ В.

ОУ позволяет строить узлы аппаратуры, функции и характеристики которых зависят только от свойств цепей обратной связи, в которые он включен (рис.13.23). Заменяя активные сопротивления R_1 и R_2 комплексными, можно получить нужные переходные и частотные характеристики. Формулы для коэффициентов передачи устройств получены в предположении, что

1) коэффициент усиления дифференциального сигнала K_0 операционного усилителя много больше коэффициента передачи $K = U_{вых}/U_{вх}$ устройства с ОУ: $K_0 \gg K$;

2) входной ток $I_{вх}$ операционного усилителя много меньше тока $I_{ос}$ в цепи обратной связи: $I_{вх} \ll I_{ос}$;

3) напряжение сигнала $U_{вх}$ много больше напряжения смещения $U_{см}$: $U_{вх} \gg U_{см}$.

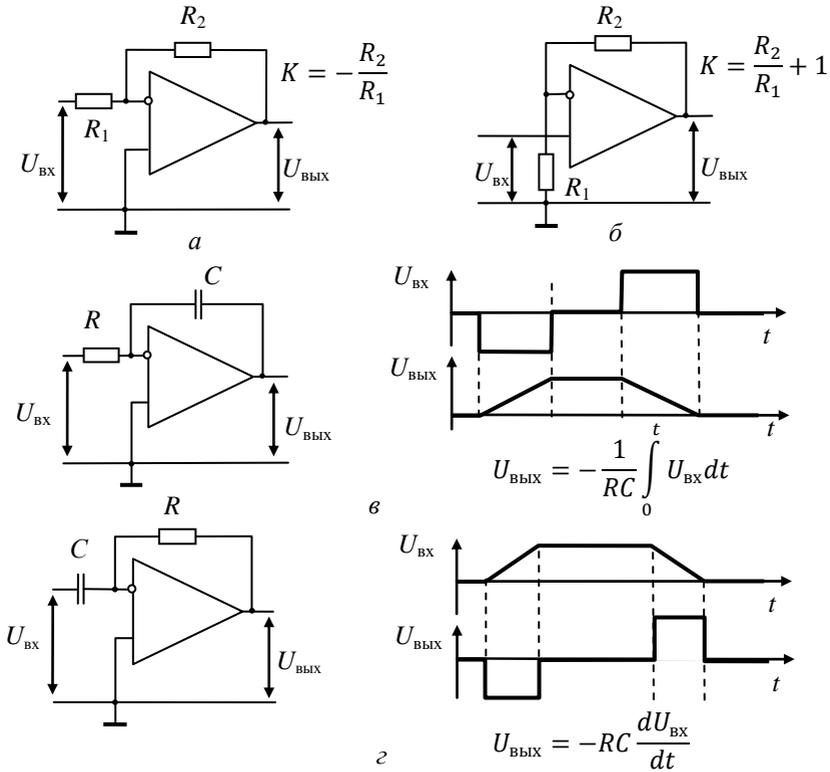


Рис.13.23. Линейные аналоговые устройства с ОУ: а – инвертирующий усилитель, б – неинвертирующий усилитель, в – интегратор, г – дифференциатор

Список литературы

1. *Пасынков В.В., Чиркин Л.К.* Полупроводниковые приборы. СПб., 2006. 480 с.
2. *Игумнов Д.В., Костюнина Г.П.* Основы полупроводниковой электроники. М., 2005. 392 с.
3. *Гуртов В.* Твердотельная электроника. М., 2005. 408 с.
4. *Пасынков В.В., Чиркин Л.К.* Полупроводниковые приборы. М., 1987. 479 с.
5. *Ржевкин К.С.* Физические принципы действия полупроводниковых приборов. М.: Изд-во МГУ, 1986. 256 с.
6. *Елифанов Г.И., Мома Ю.А.* Твердотельная электроника. М., 1986. 304 с.
7. Полупроводниковая электроника: лабораторный практикум: учеб.-метод. пособие / сост. И.Л.Вольхин, А.С.Ажеганов; Перм. гос. нац. исслед. ун-т. Пермь, 2012. 172 с.
8. *Баюков А.В., Гитцевич А.Б., Зайцев А.А. и др.* Полупроводниковые приборы. Диоды, тиристоры, оптоэлектронные приборы: справочник. М., 1987. 744 с.
9. *Аронов Л.В., Баюков А.В., Зайцев А.А. и др.* Полупроводниковые приборы. Транзисторы: справочник. М., 1985. 904 с.
10. *Абдуллаев А.М., Арипов Х.К., Афанасьева А.М., Кузьмина Г.Н.* Микроволновые полупроводниковые приборы: конспект лекций/ Ташкент. ун-т, Ташкент, 2003.
11. *Колесов Л.Н.* Введение в инженерную микроэлектронику. М.: Сов. радио, 1974. 280 с.
12. *Фистуль В.И.* Введение в физику полупроводников. М.: Высш. шк., 1984. 352 с.
13. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 678 с.

Оглавление

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
Глава 1. ЗОННАЯ ТЕОРИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ	4
1.1. Образование энергетических зон в кристалле	5
1.1.1. Энергетические уровни свободных атомов	5
1.1.2. Энергетический спектр электронов в кристалле	6
1.2. Энергетические диаграммы металлов, полупроводников и диэлектриков	7
1.2.1. Обобществление электронов в кристалле	7
1.2.2. Заполнение зон электронами и электропроводность кристаллов	9
1.3. Электропроводность металлов	12
1.4. Электропроводность собственных полупроводников	15
1.4.1. Образование носителей заряда в собственном полупроводнике	15
1.4.2. Концентрация электронов и дырок в полупроводнике	19
1.5. Электропроводность примесных полупроводников	22
1.5.1. Электронные полупроводники	23
1.5.2. Дырочные полупроводники	24
1.5.3. Концентрация носителей заряда в примесных полупроводниках	25
1.5.4. Положение уровня Ферми в примесных полупроводниках	26
1.5.5. Зависимость концентрации носителей заряда и проводимости примесных полупроводников от температуры	27
1.5.6. Вырожденные полупроводники	29
1.5.7. Компенсированные полупроводники	29
1.5.8. Неравновесные носители заряда	30
1.5.9. Неоднородный полупроводник	32
Глава 2. ВИДЫ ПЕРЕХОДОВ	35
2.1. Классификация электрических контактов твердых тел	35
2.2. Переходы металл–металл	35
2.2. Переходы металл–полупроводник	38
2.3. Переходы полупроводник–полупроводник	39
2.4. Основные способы создания p – n -переходов	40
2.4.1. Выращивание кристалла из расплава	40
2.4.2. Создание p – n -переходов методом сплавления примеси	41
2.4.3. Создание p – n -переходов методом диффузии примеси	42
2.4.4. Создание p – n -переходов методом ионного легирования	44
2.4.5. Метод эпитаксиального наращивания	45
2.4.6. Молекулярно-лучевая эпитаксия в вакууме	46
Глава 3. p – n -ГОМОПЕРЕХОДЫ	49

3.1. Образование p - n -гомоперехода	49
3.2. Зонная диаграмма p - n -перехода в состоянии термодинамического равновесия	52
3.3. Движение носителей заряда через p - n -переход в состоянии термодинамического равновесия	58
3.4. Прямое смещение p - n -перехода	60
3.5. Обратное смещение p - n -перехода	64
3.6. Вольт-амперная характеристика p - n -перехода	66
3.6.1. Идеализированная модель Шокли	66
3.6.2. Вольт-амперная характеристика реального p - n -перехода	69
3.6.3. Туннельный пробой p - n -перехода	71
3.6.4. Лавинный пробой p - n -перехода	71
3.6.5. Тепловой пробой p - n -перехода	73
Глава 4. БАРЬЕРНАЯ ЕМКОСТЬ p - n -ПЕРЕХОДА	74
4.1. Барьерная емкость p - n -перехода как проявление токов смещения	74
4.2. Соотношения для барьерной емкости различных p - n -переходов	77
Глава 5. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДАХ	80
5.1. Переходные процессы в полупроводниковом диоде с p - n -переходом	80
5.2. Переходные процессы при малых напряжениях	80
5.3. Диффузионная емкость p - n -перехода	82
5.4. Переходные процессы при большом импульсе напряжения	85
Глава 6. ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ	89
6.1. Классификация гетеропереходов	89
6.2. Анизотипные гетеропереходы	90
6.3. Изотипные гетеропереходы	98
Глава 7. КОНТАКТЫ МЕТАЛЛ–ПОЛУПРОВОДНИК	101
7.1. Выпрямляющие контакты металл–полупроводник	101
7.2. Вольт-амперная характеристика контакта металл–полупроводник	105
7.3. Омические (невыпрямляющие) контакты металл–полупроводник	108
7.4. Образование инверсного слоя в барьерах Шоттки	113
Глава 8. ВИДЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ	114
8.1. Полупроводниковые диоды	114
8.2. Выпрямительные плоскостные низкочастотные диоды	115
8.3. Импульсные и высокочастотные диоды	119
8.4. Диоды с режимом восстановлением обратного сопротивления	123

8.5. Стабилитроны	125
8.6. Шумовые диоды	128
8.7. Диоды Шоттки	129
8.8. $p-i-n$ -диоды	130
8.9. Варикапы	133
8.10. Туннельные и обращенные диоды	135
8.12. Лавинно-пролетный диод	141
8.14. Диод Ганна	143
Глава 9. БИПОЛЯРНЫЙ ТРАНЗИСТОР	149
9.1. Движение носителей заряда в биполярном транзисторе	149
9.2. Три схемы включения транзистора	153
9.3. Зонные диаграммы биполярного транзистора	155
9.3.1. Зонная диаграмма бездрейфового биполярного транзистора в состоянии термодинамического равновесия	155
9.3.2. Зонная диаграмма бездрейфового биполярного транзистора, включенного по схеме с общей базой	156
9.3.3. Распределение неосновных носителей в базе транзистора в активном режиме	158
9.3.4. Эффект модуляции толщины базы	162
9.3.5. Дрейфовый транзистор	163
9.3.6. Зонная диаграмма бездрейфового биполярного транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером	165
9.4. Частотные свойства биполярного транзистора	168
9.4.1. Частотные свойства транзистора в схеме с ОБ	168
9.4.2. Частотные свойства транзистора в схеме с ОЭ	172
9.4.3. Реакция транзистора на импульс входного тока в схеме с общей базой	174
9.4.4. Переходные процессы в транзисторном ключе по схеме с общим эмиттером	178
9.5. Типы биполярных транзисторов	181
9.6. Технологии изготовления транзисторов	182
Глава 10. ТИРИСТОРЫ	186
10.1. Полупроводниковые четырехслойные диоды типа $p-n-p-n$	186
10.2. Схема включения и вольт-амперная характеристика динистора	187
10.3. Зонная диаграмма диодного тиристора	188
10.4. Физические процессы в динисторе	191
10.5. Основные параметры динистора	195
10.6. Физические процессы в тринисторе	196
10.7. Основные параметры тринистора	200
10.8. Симистор	200

Глава 11. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ С УПРАВЛЯЮЩИМ $p-n$ -ПЕРЕХОДОМ	204
11.1. Конструкция и принцип действия полевого транзистора с управляющим $p-n$ -переходом	204
11.2. Вольт-амперные характеристики полевых транзисторов	208
11.3. Основные параметры полевого транзистора	210
11.4. Три схемы включения полевого транзистора	211
Глава 12. ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР С ИЗОЛИРОВАННЫМ ЗАТВОРОМ	214
12.1. Принцип работы МДП-транзистора с индуцированным n -каналом	215
12.2. Характеристики МДП-транзистора с индуцированным каналом	218
12.3. Характеристики МДП-транзистора со встроенным каналом	221
12.4. Параметры МДП-транзистора в режиме малого сигнала	222
12.5. Конструктивные реализации МДП-транзисторов	225
12.5.1. Двухзатворные МДП-транзисторы	225
12.5.2. Комплементарные МОП-структуры	226
12.5.4. Структура “кремний на сапфире”	227
12.5.5. МОП-транзисторы с “плавающим” затвором	228
12.6. МДП-транзисторы большой мощности	230
12.7. Биполярный транзистор с изолированным затвором	232
12.8. Полевой транзистор со статической индукцией	234
Глава 13. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МИКРОСХЕМЫ	236
13.1. Задачи микроэлектроники. Термины и определения	236
13.2. Основные технологические процессы при изготовлении ИС с биполярными транзисторами	237
13.2.1. Электрическая изоляция элементов полупроводниковых ИС	237
13.2.2. Создание планарных биполярных транзисторов	241
13.2.3. Создание диодов	244
13.2.4. Пассивные элементы интегральных микросхем	244
13.2.5. Пример формирования участка схемы ИС ТТЛ	249
13.2.6. Топология элементов интегральной инжекционной логики	251
13.3. Основные технологические процессы при изготовлении ИС с полевыми транзисторами	255
13.3.1. Создание полевых транзисторов с управляющим переходом	255
13.3.2. Создание полевых транзисторов с изолированным затвором	255

	269
13.3.3. Топология базовых элементов ИС с МОП-транзисторами	257
13.3.4. Топология базовых элементов ИС с КМОП-транзисторами	258
13.4. Аналоговые интегральные схемы	259
13.4.1. Классификация аналоговых ИС	259
13.4.2. Операционные усилители	260
Список литературы	264

Учебное издание

Ажгганов Александр Сергеевич

Вольхин Игорь Львович

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

КУРС ЛЕКЦИЙ

Учебное пособие

Редактор *Л. Г. Подорова*

Корректор *Л.И. Иванова*

Компьютерная верстка *И.Л.Вольхина*

Подписано в печать 22.09.2015. Формат 60x84/16.

Усл. печ. л. 15,69. Тираж 100 экз.

Издательский центр

Пермского государственного

национального исследовательского университета.

614990, г. Пермь, ГСП, ул. Букирева, 15