



ББК 32.849  
В 14  
УДК 621.396. (075)

## Вайсбурд Ф. И. и др.

**В 14 Электронные приборы и усилители/Учебник для техникумов. Ф. И. Вайсбурд, Г. А. Панаев, Б. Н. Савельев.— М.: Радио и связь, 1987.— 472 с.: ил.**

Рассмотрены физические основы работы, устройство, основные характеристики и параметры электронных приборов, а также принципы и основы работы усилительных устройств на новой элементной базе. Анализируются схемы электронных усилителей. Соответствует программе курса «Электронные приборы и усилители». Для участников техникумов связи.

**Б 2402020000—144 84—87**  
**Б 046(01)—87**

ББК 32.849

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Вы приступаете к изучению предмета, непосредственно связанного с Вашей будущей специальностью,— техника по эксплуатации оборудования связи и вещания, в состав которого входит аппаратура, содержащая электронные приборы и усилители, построенные на их основе. Для того чтобы грамотно эксплуатировать эту аппаратуру, уметь отыскивать и устранять неисправности, совершенствовать ее, техник связи должен хорошо знать устройство и особенности работы электронных приборов и усилителей.

Учебник отличается от других книг по данному предмету тем, что не только сообщает определенную информацию, но еще и учит.

Для того чтобы понять содержание каждого параграфа учебника, прежде всего необходимо научиться выделять его основную идею, поскольку умение выделить главную мысль — один из важнейших показателей настоящего понимания текста. В каждом параграфе, знакомясь с новыми понятиями, постараитесь их осмыслить, запомнить, и Вы овладеете новым языком — языком электроники, который поможет войти в мир электроники, — основу прогресса современной техники.

Обратите особое внимание на изучение электронных схем. Умение грамотно читать схемы необходимо условие для того, чтобы стать квалифицированным специалистом.

В первой части учебника описаны различные электронные приборы. Хотя они и разные по принципу действия, устройства, назначению, тем не менее у всех у них есть общее: во всех электронных приборах производится управление потоком заряженных частиц с целью преобразования одного вида электрического тока в другой, одного вида энергии в другой, т. е. преобразование переменного тока в постоянный, постоянного тока в переменный, электрической энергии в световую, световой энергии в электрическую.

У всех электронных приборов, которые Вы будете изучать, одна и та же логическая структура изложения в учебнике: способы создания потока заряженных частиц, методы управления этим потоком, характеристики управляемого потоком заряженных частиц и зависимости между управляемым потоком заряженных частиц и управляющим воздействием на этот поток, параметры управления, т. е. наиболее существенные свойства, которые приобретает электронный прибор в результате управления. Запомните эту структуру, и это поможет самостоятельно изучать каждый новый прибор, сравнивать приборы между собой.

Вторая часть учебника посвящена электронным усилителям, принципам и схемам усиления электрических сигналов с помощью электронных приборов. В этой части постараитесь также усвоить

Подписано в печать 01.04.87

Т-10414 Формат 60×90<sub>16</sub> Бумага кн.-журн. № 2 Гарнитура литературная  
Печать высокая Усл. пег. л. 29,5 Усл. кр.-отт. 29,5 Уч.-изд. л. 31,67 Тираж 35 000 экз.  
Изд. № 21186 Зак. № 3 Цена 1 р. 40 к.

Изательство «Радио и связь». 101000 Москва. Почтамт, а/я 693  
ИБ № 1197

© Издательство «Радио и связь», 1987  
Московская типография № 5 ВГО «Совознанлитиздат». 101000 Москва, ул. Кирова, д. 40

логическую структуру изучения работы электронных усилителей: сущность процесса усиления, основные качественные и количественные показатели усилителей, реализация этих показателей в различных типах усилителей, пути улучшения качественных и количественных показателей в различных схемах усилителей.

Особое внимание обратите на последние главы: интегральные микросхемы и усилители на интегральных микросхемах. В настоя-

щее время это наиболее перспективные устройства.

С целью самопроверки в учебнике помечены контрольные вопросы. Постарайтесь ответить на эти вопросы, чтобы убедиться в том, что Вы, действительно усвоили содержание данного параграфа или главы.

Введение, предисловие, главы 4, 5, 6, 7, 9, 11, 15, 16, 19, 20 написаны Ф. И. Вайсбурдом, главы 1, 2, 3 — Г. А. Панаевым, главы 8, 10, 12, 13, 14, 17, 18 — Б. Н. Савельевым.

## ВВЕДЕНИЕ

Электронные приборы — устройства, принцип действия которых основан на использовании явлений, связанных с управлением потоками заряженных частиц. В зависимости от среды, в которой происходит управление, электронные приборы делятся на электровакуумные, газоразрядные, полупроводниковые. В настоящее время трудно назвать такую отрасль народного хозяйства, в которой в той или иной степени не применялась бы электроника. Космические и авиационные летательные аппараты, атомная техника, машиностроение используют электронику во все нарастающих масштабах.

Колоссальную роль в развитии технического прогресса оказалось создание ЭВМ, в которых наиболее полно используются все новейшие достижения электроники. Устройства связи и ведения, телевизионные передатчики и приемники, аппаратура передачи и приема радиовещания, телографная аппаратура, электронные и квазиэлектронные АТС, аппаратура междугородней телефонной связи — все они созданы на основе применения электронных приборов.

Рассмотрим кратко историю создания и развития электронных приборов. Следует иметь в виду, что история создания электронных приборов — это не случайный процесс, а закономерность, связанная с необходимостью в них бурно развивающихся промышленности, средств связи, транспорта. Новые электронные приборы возникали тогда, когда существовавшие приборы уже не могли удовлетворять растущим к ним требованиям и становились в каком-то смысле тормозом на пути технического прогресса.

Основой для создания первых электронных приборов явились изобретение в 1872 г. известным русским электротехником А. Н. Лодыгиным электрической лампы накаливания и открытие американским исследователем Т. А. Эдисоном в 1883 г. явления испускания электронов накаленным проводником.

В 1904 г. английским ученым Д. А. Флемингом была создана первая электронная лампа — диод. Эта лампа, как Вы в этом убедитесь, имела ограниченные возможности, например не могла усиливать электрические сигналы, и поэтому постепенно совершенствовалась. Вскоре новые электронные лампы-триоды, дали возможность усиливать и генерировать электрические сигналы. Первые электронные лампы в России начали создаваться в 1914—1915 гг. Н. Д. Папалеки и М. А. Бонч-Бруевичем.

После Великой Октябрьской социалистической революции Нижегородская радиолаборатория, созданная по инициативе В. И. Ле-

нина, добилась больших успехов в деле создания новых и совершенствования существующих электронных приборов.

Параллельно с электронными лампами шло создание и других видов электронных приборов. В 1897 г. была создана первая электронно-лучевая трубка с холодным катодом. В 1907 г. профессор Петербургского технологического института Б. Л. Розинг предложил применить электронно-лучевую трубку для приема телевизионного изображения.

Большое значение для создания фотоэлектронных приборов имело открытие основных законов фотоэлектрического эффекта в 1888 г. А. Г. Столетовым — крупным русским физиком. В 20-е и 30-е годы эти приборы совершенствовались и на их основе создавались все более сложные устройства.

В 40-е годы, когда появились первые ЭВМ, а также сложные устройства связи, содержащие тысячи ламп, особенно заметно стали проявляться основные недостатки аппаратуры — большие габаритные размеры, масса, значительное потребление энергии, малый срок службы. Потребовалась новая электронные приборы, которые могли бы выполнять те же функции, что и лампы, но лишенные этих недостатков.

В 1948 г. У. Браттейн, Дж. Бардин и У. Шокли создали транзисторы, обладающие большими преимуществами по сравнению с электронными лампами по габаритным размерам, массе, потреблению энергии, сроку службы. Началось бурное развитие полупроводниковой техники: 1952 г. — появляется полевой транзистор; 1959 г. — создан тиристор, переключающий полупроводниковый прибор, который в основном заменил многие виды газоразрядных приборов; 1960 г. — полевой транзистор усовершенствован, открыты МДП-транзисторы.

Не прошло и 10—15 лет после создания первых транзисторов, как появилась электронная аппаратура, которая содержала порой десятки, а то и сотни тысяч транзисторов и других полупроводниковых приборов. Снова возникла проблема уменьшения габаритных размеров, массы, потребления энергии, надежности соединения элементов схемы между собой.

В начале 60-х годов появляются интегральные микросхемы, в которых за счет новых конструктивных, схемотехнических, а главным образом технологических методов удалось резко уменьшить габаритные размеры, массу, потребление энергии и значительно повысить надежность.

В настоящее время ведутся интенсивные работы по созданию больших интегральных микросхем, содержащих до десятков и сотен тысяч транзисторов в одной микросхеме.

Приборы, в которых сочетаются электрические и оптические явления, построенные на принципе преобразования электрической энергии в световую и обратно, появились в 70-е годы и получили название оптоэлектронных приборов. Без всякого сомнения, последующие годы должны ознаменоваться новыми открытиями в области элементной базы электроники.

Одним из наиболее важных применений электронных приборов является усиление электрических сигналов, т. е. увеличение их мощности, амплитуды тока или напряжения до заданной величины.

Эту задачу А. С. Попов поставил еще в 1903 г. перед одним из первых отечественных специалистов — В. И. Коваленкоым. Однако на базе существующих тогда диодов эта задача не могла быть решена. Только после появления электронных ламп, содержащих, в отличие от диода, еще третий электрод — управляющую сетку, В. И. Коваленко сумел создать требуемый усилитель, который применил впервые в мире для увеличения дальности телефонной связи.

Основатель уже упоминавшейся Нижегородской радиолаборатории М. А. Бонч-Бруевич заложил основы теории работы электронных усилителей, впервые предложив идею замены электронной лампы эквивалентным генератором переменного тока или напряжения, что служит основой анализа усилительных схем и по сей день.

Начиная с 20-х годов в нашей стране усиленно проводится радиофибркация, создается сеть проводного вещания, что требует сооружения мощных усилителей, и, следовательно, разработки их теории и методики расчета.

В 30-е годы в связи с развитием телевидения и радиолокации были разработаны широкополосные усилители.

В конце 30-х годов начали разрабатывать многоканальные системы телефонной связи, которые потребовали разработки специальных мер для уменьшения искажений, приводящих к взаимным помехам для отдельных телефонных разговоров. Для борьбы с искажениями были разработаны схемы отрицательной обратной связи.

В настоящее время усилительные устройства развиваются во многих направлениях — расширяется диапазон усиливаемых частот, увеличивается выходная мощность, улучшаются качественные показатели.

Громадные перспективы в развитии усилительных устройств открываются применение интегральных микросхем. XXVII съезд КПСС наметил широкую программу по ускорению научно-технического прогресса, ведущим звеном которого является применение электронно-вычислительной техники, автоматизированных электронных систем управления. Большое внимание в ней уделено развитию и совершенствованию техники связи и телевидения.

# Глава 1. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

## 1.1. СОБСТВЕННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК

### ОБЩИЕ ПОНЯТИЯ

К полупроводникам относят твердые вещества, занимающие по удельному электрическому сопротивлению промежуточное положение между проводниками (металлами) и диэлектриками. Собственным принято называть полупроводник, не имеющий примесей. В качестве исходного материала для изготовления полупроводниковых приборов в основном используют кремний Si и германий Ge. Характерной особенностью полупроводников является ярко выраженная температурная зависимость их удельного электрического сопротивления. Причем с повышением температуры оно уменьшается (до 5...6% на градус), в то время как у металлов удельное электрическое сопротивление с повышением температуры незначительно увеличивается (на десятые доли процента на градус). Удельное сопротивление полупроводника также резко уменьшается при введении в него незначительного количества примесей. Физическую сущность указанных свойств полупроводников и механизм их электропроводности можно понять, рассмотрев строение атомов и кристаллической решетки полупроводников.

### СТРОЕНИЕ АТОМОВ И КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Как известно, атом любого вещества состоит из ядра, вокруг которого вращаются электроны. Число электронов равно порядковому номеру элемента в периодической системе элементов Менделеева. Каждый электрон имеет отрицательный электрический заряд  $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл. Ядро атома содержит положительно заряженные протоны. Заряд протона равен заряду электрона. Число протонов в ядре равно числу электронов. Поэтому общий положительный заряд ядра равен суммарному отрицательному заряду электронов и в целом атом электрически нейтрален, т. е. не имеет ни положительного, ни отрицательного избыточного электрического заряда.

Чем дальше от ядра атома удалена орбита электрона, тем большей энергией обладает электрон, так как для перевода элек-

тром с орбиты, расположенной ближе к ядру, на более удаленную орбиту необходимо затратить энергию по частичному преодолению сил притяжения электрона к ядру. Согласно квантовой теории электрон обладает как свойствами частицы, так и свойствами волны. Длина волны электрона

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

где  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж·с — постоянная Планка,  $m$  — масса электрона,  $v$  — скорость электрона. Электрон может вращаться только по тем орбитам, на которых укладывается целое число длин волн, т. е. имеющих длины  $n(h/mv)$ , где  $n = 1, 2, 3, \dots$  — целое число, называемое главным квантовым числом. Из этого следует, что орбиты электронов могут находиться только на определенных расстояниях от ядра и поэтому электроны могут обладать только определенными значениями энергии или, как принято говорить, находиться на определенных энергетических уровнях.

Согласно принципу Паули в атоме не может быть двух электронов, находящихся в одинаковом состоянии. Все электроны атома в своем движении отличаются чем-либо друг от друга. Энергетический уровень, выражаемый главным квантовым числом и характеризующий удаленность орбиты от ядра, является одним из четырех отличительных признаков, характеризующих электрон в атоме. Различие может проявляться и в форме орбиты: окружность или эллипс с тем или иным соотношением осей, направлением вытянутости эллиптической орбиты, и, наконец, направлением вращения электрона вокруг собственной оси (спином). В соответствии с этим на каждой электронной оболочке максимально может размещаться только определенное число электронов

$$N = 2n^2,$$

где  $n$  — главное квантовое число, соответствующее данной электронной оболочке (энергетическому уровню). Так, на ближайшей к ядру электронной оболочке ( $n=1$ ) могут разместиться только два электрона, вращающиеся по круговым орбитам и имеющие противоположные спины. На второй электронной оболочке максимально могут разместиться 8 электронов, на третьей — 18 и т. д. Согласно изложенному электроны в атомах кремния и германия распределяются по электронным оболочкам следующим образом (рис. 1.1).

Электроны, находящиеся на внешней оболочке, называют валентными. Они образуют межатомные пароподеленные или ковалентные связи в полупроводнике. Сущность ковалентной связи проще всего можно показать на примере образования молекулы водорода из двух атомов. Каждый атом состоит из ядра, содержащего один протон, вокруг которого по круговой орбите вращается один электрон. При сближении двух атомов водорода взаимодействие между зарядами возрастает и изменяется характер движения электронов возле ядер: они начинают вращаться по

электронов, называемые атомным остатком, с результатирующими зарядом  $+4q$  ( $+14 - 10 = +4$  для кремния и  $+32 - 28 = +4$  для германия).

### СОБСТВЕННАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКА

Рис. 1.1. Схема размещения электронов на электронных оболочках атомов кремния и германия

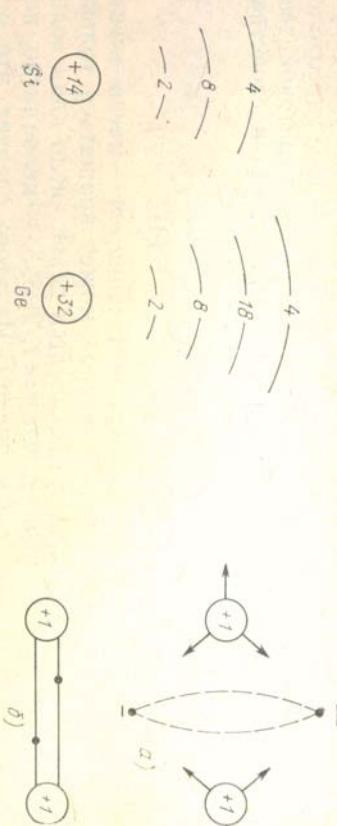


Рис. 1.2. Ковалентная связь в молекуле водорода (a) и ее плоскостное изображение (б)

общей орбите, расположенной между ядрами атомов (рис. 1.2, а). При этом атомы оказываются связанными в одно целое, так как взаимное отталкивание положительных ядер уравновешивается притяжением со стороны отрицательно заряженных электронов, движущихся по круговой орбите. Ковалентную связь на плоскости изображают в виде двух параллельных линий, соединяющих атомы. Для большей наглядности на этих линиях обычно в виде точек изображают электроны, образующие ковалентную связь (рис. 1.2, б). Каждый из четырех валентных электронов данного атома кремния (германия) совместно с электроном одного из четырех соседних атомов образует ковалентную связь. При этом атомы располагаются в вершинах куба через одну вершину и в центре куба еще один атом, образуя кристаллическую решетку алмазного типа (рис. 1.3). На плоскости кристаллической решетки кремния (германия) изображают так, как показано на рис. 1.4. Здесь кружками с цифрой +4 обозначены атомы без валентных

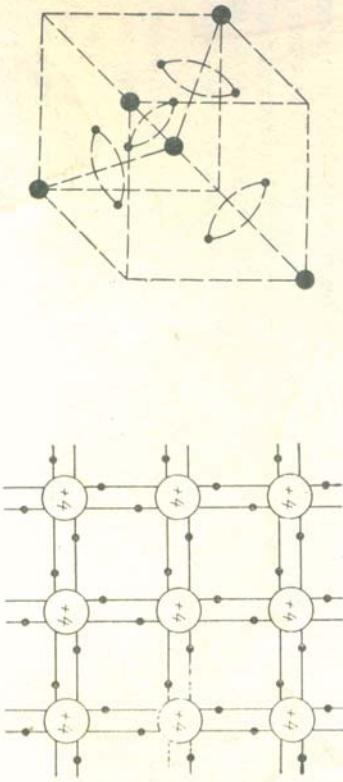


Рис. 1.3. Ковалентные связи в кристаллической решетке кремния (германия)

Рис. 1.4. Плоскостное изображение кристаллической решетки полупроводника

валентные электроны слабее, чем другие, связанны с ядром, и поэтому при сообщении им соответствующей дополнительной энергии (например, тепловой) они могут отрываться от атома и становиться свободными электронами, совершающими хаотическое тепловое движение в межатомном пространстве полупроводника. Для того чтобы валентный электрон кремния оторвался от атома и стал свободным, ему необходимо сообщить энергию  $\Delta W \geq 1,12$  эВ. Один электронвольт (эВ) — это энергия, необходимая для перемещения электрона в электрическом поле между точками с разностью потенциала в один вольт. Наличие 18-электронной оболочки у атома германия ослабляет связь валентных электронов с ядром, и поэтому для их отрыва от атома требуется меньшая энергия  $-\Delta W \geq 0,72$  эВ.

При температуре абсолютного нуля (0 K) все электроны полупроводника находятся на орbitах. Свободных электронов нет. Поскольку при этом в полупроводнике нет носителей заряда, его электропроводность равна нулю. Полупроводник ведет себя как диэлектрик. Если тепловая энергия, сообщаемая электронам полупроводника при комнатной температуре (300 K), распределялась бы между ними равномерно, то на долю каждого электрона приходилась бы энергия 0,025 эВ, т. е. значительно меньше необходимой для отрыва электрона от атома, и в полупроводнике не было бы носителей заряда. Однако в действительности тепловая энергия, сообщаемая полупроводнику, распределяется между электронами очень неравномерно и поэтому при комнатной температуре небольшая часть валентных электронов полупроводника получает энергию, достаточную для отрыва от атома. Когда какой-либо валентный электрон кремния, получив дополнительную энергию  $\Delta W \geq 1,12$  эВ, уходит с орбиты и становится свободным электроном, одна ковалентная связь оказывается неполной (с одним электроном на орбите). Отсутствие одного электрона в ковалентной связи принято называть дыркой. Процесс образования свободного электрона и дырки называется ионизацией (так как атом, потерявший электрон, превращается в положительный ион с зарядом  $+q$ ) или генерацией носителей заряда. Дырка может быть заполнена другим электроном — валентным, перешедшим из соседней ковалентной связи, или свободным. В первом случае исчезает одна дырка, но рядом возникает другая. Таким образом, дырки, как и свободные электроны, совершают хаотическое тепловое движение в полупроводнике. Во втором случае исчезают два носителя заряда: свободный электрон с зарядом  $-q$  и дырка с зарядом  $+q$ . Продесс заполнения дырки свободным электроном

называется *рекомбинацией*. Поскольку свободный электрон и дырка появляются одновременно (при ионизации) и исчезают одновременно (при рекомбинации), в собственном полупроводнике число свободных электронов всегда равно числу дырок. Таким образом, для собственного полупроводника, или *I*-полупроводника (от английского *Intrinsic* — собственный), справедливо равенство

$$N_I = P_I,$$

где  $N_I$  — концентрация свободных электронов, т. е. их число в одном кубическом сантиметре, в собственном полупроводнике ( $N$  — Negative — отрицательный),  $P_I$  — концентрация дырок в собственном полупроводнике ( $P$  — Positive — положительный).

Процессы ионизации и рекомбинации протекают в полупроводнике непрерывно. Причем в стационарных условиях (когда полупроводник не подвергается случайным воздействием каких-либо видов энергии) среднее число случаев ионизации в единицу времени равно среднему числу случаев рекомбинации за это же время. Таким образом, в полупроводнике поддерживается определенная концентрация носителей заряда, называемая равновесной. Равновесная концентрация носителей заряда зависит от энергии ионизации полупроводника и от температуры, с повышением которой она возрастает. При одной и той же температуре равновесная концентрация у кремния меньше, чем у германия, так как энергия ионизации у кремния выше, чем у германия.

Итак, при комнатной температуре в полупроводнике имеется небольшое число носителей заряда: отрицательно заряженных свободных электронов и положительно заряженных дырок. Благодаря этому полупроводник обладает способностью проводить электрический ток. Если полупроводнику приложить напряжение таким образом, как показано на рис. 1.5, то под действием электрического поля свободные электроны, совершающие хаотическое тепловое движение в междугородном пространстве, начнут смещаться (дрейфовать) в сторону положительного электрода. В нижней части рисунка показано направление дрейфа одного из свободных электронов — СЭ1. В результате этого в цепи будет протекать электрический ток. Это — обычный электронный ток, такой же, как и в металлических проводниках. Но, в отличие от проводников, в полупроводнике будет протекать еще ток, возникающий в результате перехода валентных электронов с орбиты ковалентной связи одной пары атомов на орбиту с дыркой ковалентной связи соседней пары атомов, расположенной в направлении положительного электрода. Рассмотрим подробнее механизм образования этого тока. В верхней части рис. 1.5 стрелками показаны пути перемещения нескольких валентных электронов (ВЭ). Сначала ВЭ1 уходит с ковалентной связи атомов А1 и А2 в металлический электрод, соединенный с положительным полюсом источника (так как там источником создан недостаток электронов и поэтому — более высокий потенциал, чем в полупроводнике).

Позже ВЭ2, снявшись с ковалентной связи дырку с орбиты ковалентной связи атомов А3 и А4, перейдет ВЭ2. При этом исчезает дырка в ковалентной связи атомов А1 и А2, но появляется в ковалентной связи атомов А3 и А4. В нее переходит валентный электрон с ковалентной связи атомов А5 и А6. Теперь пропадает дырка в ковалентной связи атомов А3 и А4 и возникает в ковалентной связи атомов А5 и А6 и т. д. Таким образом, дырка переходит от левого края полупроводника к правому. Дойдя до крайней пары атомов ( $n-1$  и  $n$ ), она рекомбинирует со свободным электроном, поступившим в полупроводник из металлического электрода, соединенного с отрицательным полюсом источника (так как в этом электроде источником создан избыток свободных электронов и поэтому — более низкий потенциал, чем в полупроводнике). Скорость перемещения валентных электронов примерно в 2—3 раза меньше скорости перемещения (дрейфа) свободных электронов. Кроме того, валентные электроны обладают меньшей энергией, чем свободные. Для того чтобы различать эти два тока в полупроводнике, ток, образованный перемещением валентных электронов, принято называть *дырочным током*, так как положительно заряженные дырки перемещаются с той же скоростью в противоположном направлении.

Таким образом, в полупроводнике под действием электрического поля, созданного источником, протекает, так называемый *дрейфовый ток*, содержащий электронную и дырочную составляющие:

$$I_{\text{др}} = I_{N \text{др}} + I_{P \text{др}}.$$

Плотность дрейфового тока в полупроводнике определяется концентрацией носителей заряда, их подвижностью и напряженностью электрического поля:

$$j_{\text{др}} = j_{N \text{др}} + j_{P \text{др}} = q N_I \mu_N E + q P_I \mu_P E.$$

Подвижность носителей заряда — это их средняя направленная скорость в электрическом поле с напряженностью 1 В/см. Значение подвижности электронов  $\mu_N$  и дырок  $\mu_P$  при комнатной температуре для кремния и германия приведены в таблице. Большая

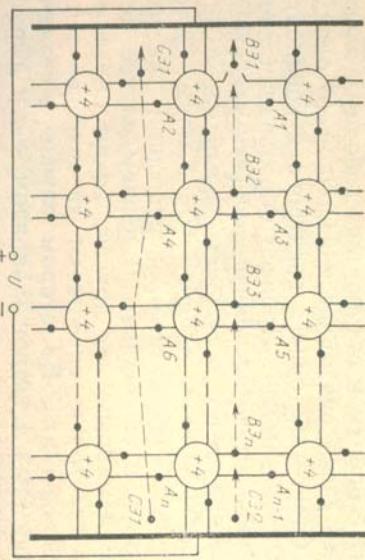


Таблица 1.1

Полупроводник	Полярность, см/В·с	
	$\mu_N$	$\mu_P$
Кремний Германий	1300 3800	500 1800

полважность носителей заряда у германния объясняется тем, что его атомы имеют **18-электронную оболочку**. Эта оболочка ослабляет притяжение дрейфующих электронов к ядрам атомов, тормозящее их направленное движение в кристаллической решетке.

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ (ЗОННЫЕ) ДИАГРАММЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Как уже отмечалось, каждой электронной оболочке в отдельно взятом атоме соответствует определенный энергетический уровень. Если по вертикали откладывать энергию, то энергетические уровни электронных оболочек атома кремния можно представить в виде трех горизонтальных линий (рис. 1.6, а). При этом верхняя линия соответствует валентному электрону. При взаимодействии атомов в кристаллической решетке энергетические уровни электронов смещаются («расщепляются»), образуя **энергетические зоны** (рис. 1.6, б). Внутренние электронные оболочки атомов слабо взаимодействуют с другими атомами кристаллической решетки, так как они как бы заэкранированы внешней оболочкой. Поэтому внутренние энергетические зоны уже внешней. Изображенные на рис. 1.6 диаграммы являются одномерными, т. е. по горизонтали на них ничего не откладывают, а вместо точек рисуют линии произвольной длины лишь для наглядности. Поскольку электроны с энергетическими уровнями, лежащими во внутренних

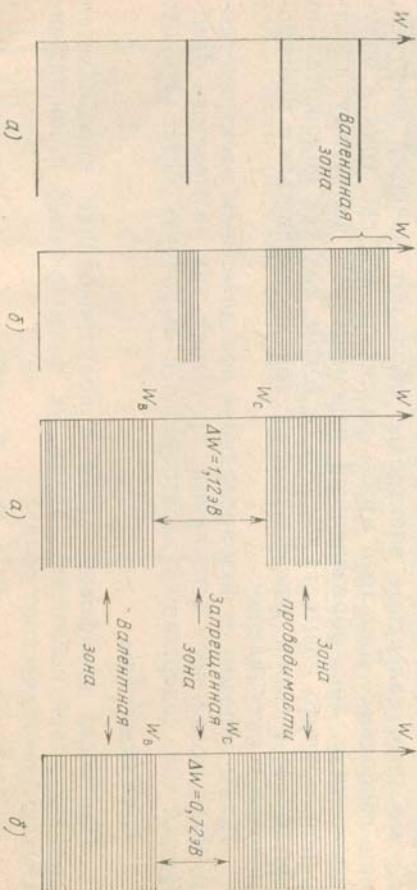


Рис. 1.6. Энергетические уровни электронных оболочек отдельно взятого атома кремния (а) и германия (б)

зонах, не могут принимать участие в процессе электропроводности, их на энергетических диаграммах обычно не изображают и отсчет энергии ведут от низшего уровня валентной зоны. На рис. 1.7 изображены энергетические (зонные) диаграммы кремния и германия. Выше валентной зоны расположена зона проводимости, представляющая собой совокупность энергетических уровней свободных электронов. Эту зону иногда называют **свободной**. Между валентной зоной и зоной проводимости находится так называемая **запрещенная зона** с шириной, равной минимальной энергии, которую необходимо сообщить валентному электрону для перехода электрона с высшего уровня валентной зоны  $W_a$  на нижний уровень зоны проводимости  $W_c$ , т. е. 1,12 эВ для кремния и 0,72 эВ для германия. Запрещенной эта зона называется потому, что электрон не может длительно находиться в ней (т. е. длительно иметь энергетические уровни, соответствующие этой зоне). Если валентный электрон получил дополнительную энергию, меньшую необходимой для его отрыва от атома, например для кремния меньшую 1,12 эВ, то электрон лишь переходит на более удаленную от ядра орбиту. Такое состояние атома принято называть **возбужденным**. Электрон вскоре возвращается на свою обычную орбиту, отдавая при этом в окружающее пространство полученную ранее энергию в виде электромагнитной волны — фотона.

В зонной теории часто употребляют выражения: «электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости», «электрон перемещается в зоне проводимости» и т. п. Следует заметить, что при этом имеют в виду энергетические уровни электронов, а сами электроны разумеются, перемещающиеся не в зонах, а в кристалле полупроводника.

### УРОВЕНЬ ФЕРМИ

Вероятность нахождения электрона на том или ином энергетическом уровне при температуре  $T$  определяется функцией распределения Ферми — Дирака:

$$F_N(W) = 1/\{\exp[(W - W_F)/kT] + 1\},$$

где  $k = 1,37 \cdot 10^{-23}$  Дж/град — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура, в кельвинах,  $W_F$  — энергетический уровень, называемый уровнем Ферми. При  $T = 0$  вероятность занятия электронами уровня  $W > W_F$  равна нулю:

$$F_N(W) = 1/(e^\infty + 1) = 1/\infty = 0,$$

а уровней  $W < W_F$  единице:

$$F_N(W) = 1/(e^{-\infty} + 1) = 1.$$

Но при  $T = 0$  свободных электронов в полупроводнике нет (ни один уровень в зоне проводимости не занят электроном), все электроны находятся на орbitах (в валентной зоне). Следовательно,

Рис. 1.7. Энергетические (зонные) диаграммы:

$a$  — кремния,  $b$  — германия

энергетические зоны проводимости со-

ответствуют условию  $W > W_F$ , а энергетиче-  
ские уровни валентной зоны — условию  $W <$   
 $W_F$ . Это говорит о том, что уровень Фер-  
ми  $W_F$  расположен ниже «дна» зоны проводи-  
мости  $W_c$  и выше «потолка» валентной зоны

$W_b$ , т. е. в запрещенной зоне. На рис. 1.8 при-  
ведены кривые функции Ферми—Дираха. При

$T = 0$  функция  $F_N(W)$  имеет ступенчатый ха-  
рактер. Вероятность занятия электронами

уровней в зоне проводимости равна нулю, а в  
валентной зоне — единице. При  $T > 0$  появля-  
ется небольшая вероятность занятия электро-  
нами уровней в зоне проводимости, а вероят-  
ность занятия уровней в валентной зоне соот-  
ветственно уменьшается. Из формулы Ферми—

Дираха видно, что при температуре, отличной  
от абсолютного нуля ( $T > 0$ ), уровень Ферми — это такой энергети-  
ческий уровень  $\bar{W} = W_F$ , формальная потому, что уро-  
вень Ферми находится в запрещенной зоне и фактически не мо-  
жет быть занят электроном. Таким образом, конкретный смысл

имеют только те участки кривой распределения  $F_N(W)$ , которые  
расположены в зоне проводимости и в валентной зоне. Кривая  
распределения Ферми — Дираха всегда симметрична относительно  
уровня Ферми. Из этого, в частности, следует, что в собствен-  
ном полупроводнике уровень Ферми расположен посередине зап-  
рещенной зоны. При повышении температуры от нуля появляется  
определенная вероятность занятия электронами энергетических  
уровней в зоне проводимости. Но при этом на такую же величи-  
ну снижается вероятность нахождения электронов в валентной  
зоне. Нетрудно видеть, что при симметричном размещении кривой  
распределения  $F_N(W)$  относительно уровня Ферми это возможно  
только в случае, если уровень Ферми будет находиться посередине  
запрещенной зоны.

**Выводы.** 1. В полупроводнике, в отличие от металлического  
проводника, ток образуется не только за счет направленного дви-  
жения (дрефа) отрицательно заряженных свободных электро-  
нов, но и за счет дрефа положительно заряженных дырок. 2.  
Электропроводность собственного (беспримесного) полупроводни-  
ка очень мала, так как при комнатной температуре в нем мало но-  
стителей заряда — свободных электронов и дырок. Из-за этого соб-  
ственных полупроводников имеет ограниченное применение в полу-  
проводниковой технике.

1. Объясните сущность ковалентной связи.
2. Что в теории полупроводников принято называть дыркой?
3. Объясните сущность процессов ионизации и рекомбинации.
4. Объясните механизм образования электронной и дырочной составляющих тока в соответствием полупроводнике.
5. Что означает понятие «запрещенная зона» в зонной теории?

## 1.2. ПРИМЕСНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Резко повысить электропроводность полупроводника можно  
путем введения в него незначительного количества примеси. Так,  
например, добавление в германий 10<sup>-5</sup>% мышьяка понижает его  
удельное сопротивление в 200 раз. Причем, добавляя ту или другую  
примесь, можно получить полупроводник с преобладанием  
электронной или дырочной проводимости. Для того чтобы полу-  
чить полупроводник с преобладанием электронной проводимости  
или *N-полупроводник*, к чистому полупроводнику добавляют пя-  
тивалентные элементы: фосфор или мышьяк. Допустим, что в ре-  
зультате введения примеси в кристаллической решетке кремния  
вместе атома кремния оказался атом фосфора, имеющий на внеш-  
ней оболочке пять валентных электронов. Тогда четыре из них  
образуют ковалентные связи с четырьмя соседними атомами крем-  
ния, а пятый валентный электрон фосфора оказывается «лишним». Он под действием тепловой энергии легко отделяется от атома  
фосфора и становится свободным электроном (рис. 1.9), а атом  
фосфора превращается в неподвижный положительный ион с за-  
рядом +q. Таким образом, получен полупроводник, в котором  
свободных электронов больше, чем дырок. Однако электрическая  
нейтральность кристалла при этом не нарушается. Ведь в кри-  
сталл кремния были введены нейтральные атомы фосфора, а

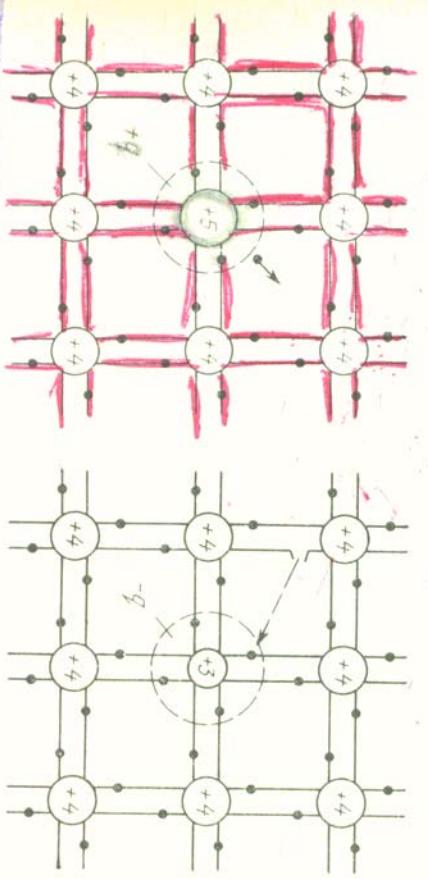


Рис. 1.9. Схема кристаллической решетки полупроводника с атомом дополнительной примеси ССР

Рис. 1.10. Схема кристаллической решетки полупроводника с атомом акцепторной примеси

электроны, оторвавшиеся от атомов фосфора и ставшие свободными, остаются в пределах кристалла и своими отрицательными зарядами компенсируют положительные заряды атомов фосфора. Название «*N*-кремний» означает, что *основными носителями заряда* в таком полупроводнике являются отрицательно заряженные свободные электроны (так как их много больше, чем дырок). А положительно заряженные дырки являются *неосновными носителями заряда*. Пятивалентные примеси, вызывающие преобладание числа свободных электронов над числом дырок, называют *донорными* (отдающими электроны).

Добавляя к чистому полупроводнику трехвалентный элемент (бор, индий или алюминий), получают *P-полупроводник* с преобладанием числа дырок над числом свободных электронов, т. е. полупроводник с дырочной проводимостью. Атом примеси в этом случае имеет на внешней оболочке только три валентных электрона и поэтому, попав на место атома полупроводника, он образует ковалентные связи с тремя соседними атомами полупроводника, а для образования ковалентной связи с четвертым атомом полупроводника у него недостает одного электрона. Таким образом, одна ковалентная связь оказывается неполной (общая орбита с одним электроном), т. е. возникает дырка. Эта дырка может быть заполнена валентным электроном, перешедшим под действием тепла с орбиты соседнего атома полупроводника, т. е. за счет образования дырки в другом атоме. При этом атом примеси становится неподвижным отрицательным ионом с зарядом  $-q$  (рис. 1.10). В *P*-полупроводнике дырки являются основными носителями заряда, а свободные электроны — неосновными. Примеси трехвалентных элементов, позволяющие получить полупроводник с дырочной проводимостью, называются *акцепторами* (забирающими электроны). Кристалл в целом и в данном случае остается электрически нейтральным, поскольку отрицательные заряды атомов акцепторной примеси компенсируются положительными зарядами дырок, совершающих хаотическое тепловое движение в кристалле.

Концентрация примесей в *N*- и *P*-полупроводниках, используемых для изготовления полупроводниковых приборов, в большинстве случаев не превышает  $10^{15} \dots 10^{17}$  атомов в 1 см<sup>3</sup>. Однако в некоторых случаях применяют полупроводники с более высокой концентрацией примеси (которая может достигать  $10^{21}$  см<sup>-3</sup>). Такие полупроводники с повышенной концентрацией примеси принято обозначать: *N<sup>+</sup>* и *P<sup>+</sup>*.

Рассмотрим энергетические диаграммы примесных полупроводников, изображенные на рис. 1.11. На этих диаграммах показаны также кривые функций распределения и уровни Ферми. Энергетическая диаграмма, изображенная на рис. 1.11, *a*, соответствует *N*-полупроводнику. Для того чтобы пять валентных электрон донорной примеси, оказавшийся вне ковалентной связи, смог оторваться от атома донора и стал свободным электроном, ему необходимо сообщить дополнительную энергию всего лишь около 0,01 эВ. С точки зрения зонной теории это означает, что указан-

ные электроны атомов донора располагаются на энергетическом уровне, лежащем ниже «дна» зоны проводимости на  $\Delta W_L = 0,01$  эВ. Этот энергетический уровень принято называть *донорным*. Наличие электронов на донорном уровне резко увеличивает вероятность занятия электронами энергетических уровней в зоне проводимости.

При комнатной температуре почти все электроны, находящиеся на донорном уровне, переходят в зону проводимости. Повышение вероятности занятия энергетических уровней в зоне проводимости отражено на кривой функции распределения и уровня Ферми (так как кривая функции распределения всегда симметрична относительно уровня Ферми). При этом, как видно из диаграммы, повышается также вероятность занятия электронами энергетических уровней в валентной зоне. Объясняется это тем, что значительное увеличение числа свободных электронов в полупроводнике приводит к усиленной рекомбинации. Это означает, что растет число электронов, перешедших из зоны проводимости в валентную зону.

Перейдем к энергетической диаграмме *P*-полупроводника (рис. 1.11, *b*). Для того чтобы валентный электрон атома кремния мог перейти на орбиту ковалентной связи атома акцепторной примеси с атомами кремния, ему необходимо сообщить дополнительную энергию также около 0,01 эВ. Следовательно, энергетический уровень акцептора  $W_a$  располагается на  $\Delta W_a = 0,01$  эВ выше «потолка» валентной зоны. При переходе валентных электронов кремния на энергетический уровень акцептора в валентной зоне остаются дырки. При комнатной температуре таких переходов будет почти столько, сколько атомов акцепторной примеси в полупроводнике. В результате снижается вероятность занятия электронами уровней в валентной зоне. Появление большого числа дырок приводит к усилению рекомбинации, что снижает также вероятность нахождения электронов на уровнях зоны проводимости. На зонной диаграмме это отражено соотвествующим смещением вниз кривой функции распределения и уровня Ферми.

Увеличение числа носителей заряда одного знака за счет введения примеси в полупроводник приводит, как уже отмечалось, к усилению рекомбинации, в результате которой число носителей заряда другого знака уменьшается. При этом установлено, что во сколько раз возрастает концентрация носителей заряда

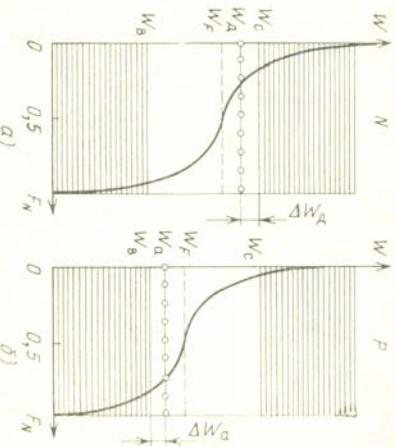


Рис. 1.11. Энергетические диаграммы и кривые функции распределения примесных полупроводников: *a* — *N*-типа, *b* — *P*-типа

одного знака, во столько же раз уменьшается концентрация носителей заряда другого знака и поэтому произведение концентраций носителей заряда противоположных знаков для данного полупроводника при заданной температуре есть величина постоянная:

$$N_N P_N = N_I P_I = N_I^2 \quad \text{для } N\text{-полупроводника}$$

$$\text{и } N_P P_P = N_I P_I = N_I^2 \quad \text{для } P\text{-полупроводника.}$$

При введении примеси в полупроводник концентрация однотипных носителей заряда в одной части полупроводника может быть больше, чем в другой. В этом случае возникает диффузия, т. е. перемещение носителей заряда в направлении понижения их концентрации. Такое перемещение зарядов в полупроводнике образует *ток диффузии*, прямо пропорциональный градиенту концентрации носителей заряда данного знака к расстоянию, на котором происходит это изменение. Рисунок 1.12 поясняет определение градиента концентрации свободных электронов при равномерном (линейном) изменении концентрации последних в полупроводнике. В общем случае изменение концентрации носителей заряда в полупроводнике может быть нелинейным. В этом случае градиент концентрации в данной точке полупроводника более точно определяется производной

$$\text{grad } N = dN/dx.$$

Плотность тока диффузии, образованного перемещением, например, свободных электронов в полупроводнике, определяется выражением

$$j_N \text{ лиф} = q D_N (dN/dx),$$

где  $D_N = \Phi_{\text{т}} k N$  — коэффициент диффузии электронов;  $\Phi_{\text{т}} = k T/q$  — температурный потенциал;  $k$  — постоянная Больцмана. При комнатной температуре, т. е. при  $T = 300 \text{ K}$ ,  $\Phi_{\text{т}} \approx 0,025 \text{ В}$ ,  $\mu_N$  — подвижность свободных электронов.

**Выводы.** 1. Введение в полупроводник незначительного количества примеси резко повышает его электропроводность. 2. Примесь пятивалентных элементов вызывает преобладание числа электронов над числом дырок. Такой полупроводник принято называть  $N$ -полупроводником или полупроводником с электронной проводимостью. Свободные электроны в таком полупроводнике являются основными, а дырки — неосновными носителями заряда. 3. В полупроводнике с примесью трехвалентного элемента число дырок преобладает над числом свободных электронов, и поэтому его называют  $P$ -полупроводником или

Рис. 1.12. К определению градиента концентрации свободных электронов при линейном изменении их концентрации в полупроводнике

полупроводником с дырочной проводимостью. Дырки в таком полупроводнике являются основными, а свободные электроны — неосновными носителями заряда.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

- Что такое  $N$ -полупроводник и как его получают?
- Что такое  $P$ -полупроводник и как его получают?

### 1.3. ТЕРМОРЕЗИСТОРЫ И ВАРИСТОРЫ

**Терморезистор** — это простейший полупроводниковый прибор, электрическое сопротивление которого в сильной мере зависит от температуры. Наиболее применение нашли терморезисторы, состоящие из отрицательный температурный коэффициент сопротивления. При прохождении электрического тока через терморезистор последний нагревается, в результате чего усиливается ионизация полупроводника и его сопротивление уменьшается. Таким образом, терморезисторы являются ярко выраженным нелинейными сопротивлениями. По способу подогрева терморезисторы делятся на терморезисторы с прямым подогревом (ТП), у которых ток подогрева протекает через рабочее тело терморезистора, и с косвенным подогревом (ТКП), у которых ток подогрева протекает через подогреватель, электрически не связанный с рабочим телом терморезистора. На рис. 1.13 приведены зависимости сопротивления рабочего тела от тока подогрева терморезистора ТКП-300 для трех значений температуры окружающей среды и условное обозначение терморезистора. Терморезисторы находят широкое

$$R_1 \text{ к} \Omega$$

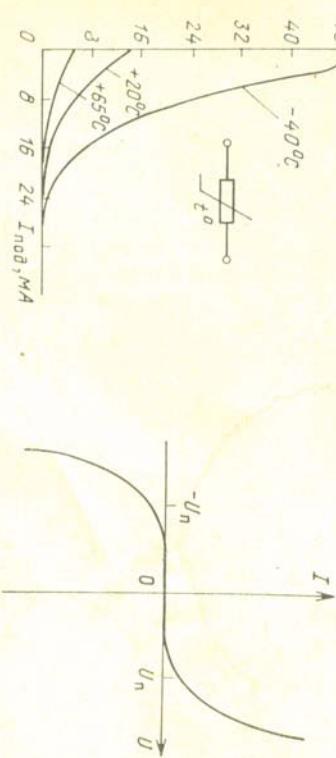


Рис. 1.13. Зависимости сопротивления рабочего тела терморезистора от температуры для трех значений

Рис. 1.14. Вольт-амперная характеристика варистора

Рис. 1.14. Вольт-амперная характеристика варистора

применение в различных устройствах автоматического регулирования: в частности, их используют для автоматического регулирования усиления усилителей, установленных в необслуживаемых усиительных пунктах на кабельных магистралях связи.

**Варистор** — полупроводниковый резистор, сопротивление которого зависит от приложенного напряжения. Поскольку сопротивление варистора не зависит от направления протекающего тока, его вольт-амперная характеристика, показывающая зависимость тока от приложенного напряжения, симметрична относительно начала координат: одинаковым по абсолютной величине напряжением противоположного знака соответствуют равные по абсолютной величине токи (рис. 1.14). Материалом для изготовления варисторов в основном служит размельченный карбид кремния с добавкой связывающего вещества. Основное назначение варисторов — ограничение амплитуды напряжений. Для этого варистор включают параллельно нагрузке (рис. 1.15). При амплитудах напряжения, не превышающих порогового напряжения варистора  $U_p$  (рис. 1.14), сопротивление варистора велико ( $R_v \gg R_h$ ) и он не оказывает влияния на работу схемы. При амплитудах напряжения, больших  $U_p$ , сопротивление варистора резко падает и он шунтирует нагрузку. Происходит перераспределение напряжения между параллельным соединением  $R_v \parallel R_h$  и балластным сопротивлением  $R_b$ , при этом излишек напряжения падает на  $R_b$ .

#### 1.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД

##### КЛАССИФИКАЦИЯ. МЕТОДЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

В полупроводниковых приборах широко применяют электрические переходы. Под электрическим переходом понимают переходный слой в полупроводниковом материале между двумя областями с различными типами электропроводности или разными значениями удельной электрической проводимости. Наиболее применение имеет электронно-дырочный переход (сокращенно  $PN$ -переход), представляющий собой переходный слой между областями полупроводника с электропроводностью  $P$ -типа и  $N$ -типа.

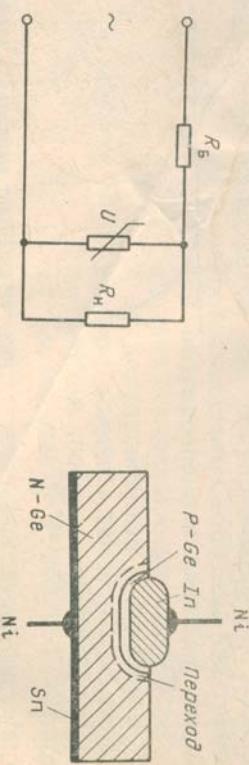


Рис. 1.15. Схема включения варистора

Рис. 1.16. К пояснению изготовления сплавленного перехода

Если концентрация примесей в обеих областях примерно одинакова ( $P_P = N_N$ ), то такой  $PN$ -переход называют *симметричным*. При значительном преобладании концентрации примеси в одной из областей  $PN$ -переход называют *несимметричным*. По площади  $PN$ -переходы делятся на *плоскостные*, у которых линейные размеры, определяющие площадь перехода, значительно превышают его толщину, и *точечные*, у которых эти размеры меньше толщины перехода. Наиболее широко применяются плоскостные переходы. Они являются рабочими элементами транзисторов и большинства полупроводниковых диодов. Получить  $PN$ -переход путем простого соприкосновения полупроводников  $P$ -типа и  $N$ -типа невозмож но. Этому препятствуют пленки окислов, покрывающие поверхности полупроводников, а также воздушная прослойка. Электронно-дырочный переход образуется в единой пластинке полупроводника с помощью той или иной технологии. Наибольшее применение имеют два метода изготовления  $PN$ -переходов: *сплавной* и *диффузионный*. Сущность сплавного метода состоит в следующем. К пластинке, например,  $N$ -германия прикрепляют таблетку индия и нагревают в вакууме до  $500^\circ\text{C}$ . При этом таблетка индия расплавляется и растворяет прилегающую к ней поверхность пластинки германия. На границе между пластинкой германия и таблеткой индия образуется тонкий слой германия с примесью индия, т. е.  $P$ -германий. Между слоем  $P$ -германия и пластинкой  $N$ -германия возникает  $PN$ -переход (рис. 1.16). Таблетка индия слушит омическим контактом. К ней припаивают никелевую проволочку — один из выводов. На противоположную грань пластинки  $N$ -германия наносят слой олова, к которому припаивают второй вывод. Кремниевый сплавной  $PN$ -переход получают вплавлением алюминия в пластинку  $N$ -кремния при температуре  $700^\circ\text{C}$ .

При диффузионном методе изготовления германьевого  $PN$ -перехода исходную пластинку  $N$ -германия нагревают в печи, наполненной парами индия, до  $900^\circ\text{C}$ . При этом происходит интенсивная диффузия атомов индия в пластинку  $N$ -германия. На поверхности последней образуется слой  $P$ -германия. Толщина этого слоя регулируется продолжительностью процесса диффузии. Затем путем травления удаляют слой  $P$ -германия со всех граней пластинки кроме одной, создают омические контакты, к которым припаивают выводы.

Германьевый точечный  $PN$ -переход получают следующим образом. К хорошо отполированной поверхности пластинки  $N$ -германия прижимают заостренную иглу из бериллиевой бронзы. Затем полученный контакт подвергают формовке, заключающейся в том, что через контакт пропускают молевые, но кратковременные импульсы тока. При этом происходит сильный местный разогрев контакта, в результате чего атомы бериллия, являющиеся акцептором по отношению к германию, диффундируют в пластинку  $N$ -германия и образуют тонкую полусферическую  $P$ -область вблизи иглы. Кончик иглы сплавляется с полупроводником, благодаря чему обеспечивается стабильность и механическая прочность.

Промежуточное положение между плоскостными и точечными переходами по площади занимают *микросплавные* переходы, которые получают путем вплавления очень маленькой таблетки.

### СВОЙСТВА РН-ПЕРЕХОДА

Рассмотрим процессы, происходящие в плоскостном симметричном РН-переходе.

**RN-переход без внешнего напряжения.** В момент образования RN-перехода как P-область, так и N-область электрически нейтральны. Но в P-области много дырок и мало свободных электронов, а в N-области наоборот, много свободных электронов и мало дырок. На рис. 1.17 схематично показана структура RN-перехода в момент его образования. Резкое различие концентраций одионных носителей заряда в P- и N-областях приводит к возникновению диффузии. Дырки, совершающие хаотическое тепловое движение в P-области, начнут переходить в N-область. В обратном направлении будут перемещаться свободные электроны. Таким образом, через границу раздела областей начнет протекать ток диффузии, образованный основными носителями заряда и содержащий дырочную и электронную составляющие:

$$I_{\text{диф}} = I_{P \text{ диф}} + I_{N \text{ диф}}$$

Поскольку за направление тока принято направление перемещения положительных зарядов, ток диффузии будет протекать от P-области к N-области. В момент начала процесса диффузии ток диффузии максимален и его плотность

$$j_{\text{диф}} = j_P \text{ диф} + j_N \text{ диф} = -q D_P (dP/dx) + q D_N (dN/dx)$$

Наличие знака минус в первом слагаемом объясняется тем, что движением составляющая диффузии совпадает по направлению с движением дырок в сторону уменьшения их концентрации. Поэтому  $dP/dx < 0$ , а дырочный ток должен быть положительным. В результате диффузии нарушается электрическая нейтральность

С возникновением электрического поля на границе раздела областей появляется возможность обратного перехода носителей заряда: дырок из N-области в P-область и свободных электронов из P-области в N-область. Так, дырка, совершающая тепловое хаотическое движение в N-области близи перехода, может попасть в электрическое поле перехода, которое для нее в данном случае (при переходе из N-области в P-область) не является потенциальным барьером, а, наоборот, является ускоряющим. Поэтому дырка будет переброшена полем в P-область. При этом в P-области будет скомпенсирован отрицательный заряд одного из атомов акцепторной примеси, расположенного вблизи границы раздела областей. В то же время свободный электрон, совершающий хаотическое тепловое движение в P-области, попав в поле перехода будет переброшен им в N-область, где скомпенсирует один из положительных зарядов атомов донорной примеси. Переходя через границу раздела областей, неосновные носители заряда образуют дрейфовый ток, состоящий, как и ток диффузии, из дырочной и электронной составляющих:

$$I_{\text{др}} = I_{P \text{ др}} + I_{N \text{ др}}$$

Дрейфовый ток препятствует повышению потенциального барьера и уменьшению тока диффузии до нуля. В установившемся режиме в RN-переходе наступает динамическое равновесие: ток диффузии, уменьшаясь, становится равным встречному дрейфовому току и результирующий ток через переход становится равным нулю (рис. 1.19). Величина дрейфового тока определяется концентрацией неосновных носителей заряда в P и N-областях (чем боль-

Рис. 1.17. Структурная схема RN-перехода в момент его образования

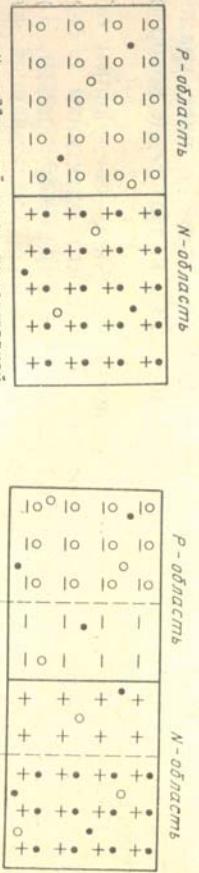


Рис. 1.18. К пояснению образования потенциального барьера в RN-переходе

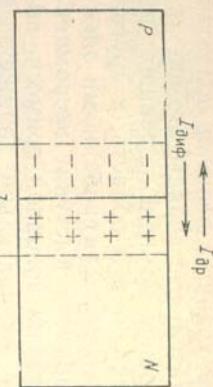


Рис. 1.19. Токи в  $PN$ -переходе без внешнего напряжения в установившемся режиме

Диффузия основных носителей заряда в смежную область при образовании  $PN$ -перехода и усиленная рекомбинация их там приводят к тому, что внутри  $PN$ -перехода остается очень мало носителей заряда, т. е.  $PN$ -переход представляет собой так называемый **обедненный слой**. Однако сопротивление  $PN$ -перехода не определяется сопротивлением обедненного слоя, так как токи, протекающие через  $PN$ -переход, образуются в основном носителями находящимися в  $P$ - и  $N$ -областях, а не обедненного слоя.

Основными величинами, характеризующими  $PN$ -переход в равновесном состоянии, являются высота потенциального барьера, называемая также **контактной разностью потенциалов**,  $\Delta\Phi_0$  и ширина перехода  $l_0$ .

Анализ перехода в равновесном состоянии дает следующие формулы для указанных величин:

$$\nabla\Phi_0 = \Phi_0 \ln \frac{\rho_i^2(b+1)^2}{\rho_P \rho_N b}, \quad (1.1)$$

где  $b = \mu_N / \mu_P$ ,  $\rho_i$  — удельное сопротивление собственного полупроводника,  $\rho_P$  и  $\rho_N$  — удельные сопротивления  $P$ - и  $N$ -областей;

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon \Delta\Phi_0}{q}} \left( \frac{1}{N_p} + \frac{1}{N_a} \right), \quad (1.2)$$

где  $N_p$  и  $N_a$  — концентрации донорной и акцепторной примесей.

Подсчитаем  $\Delta\Phi_0$  для германниевого перехода, приняв  $\rho_P = 0,01 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  и  $\rho_N = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . Для герmania при комнатной температуре ( $300 \text{ K}$ )  $\rho_i \approx 50 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . Взяв значения  $\mu_N$  и  $\mu_P$  из табл. 1.1, получим

$$\Delta\Phi_0 = 0,025 \ln \frac{50^2(2,1+1)^2}{0,01 \cdot 1 \cdot 2,1} \approx 0,35 \text{ В.}$$

У кремниевого перехода  $\Delta\Phi_0$  примерно в 2 раза выше, чем у герmania, за счет значительно большего собственного удельного сопротивления. Физически это можно объяснить следующим образом. При комнатной температуре у кремния много меньше собственных носителей заряда — свободных электронов и дырок, чем у герmania. Поэтому разность концентраций носителей заряда од-

шее неосновных носителей в данной области, тем больше разность концентраций носителей, тем больше вероятность падания их в поле перехода) и практически не зависит от напряженности электрического поля перехода. Поскольку концентрация неосновных носителей заряда в  $P$ - и  $N$ -областиах, а значит и дрейфовый ток, в сильной мере зависит от температуры, дрейфовый ток через  $PN$ -переход приято называть **тепловым током**.

Диффузия основных носителей заряда в смежную область при образовании  $PN$ -перехода и усиленная рекомбинация их там приводят к тому, что внутри  $PN$ -перехода остается очень мало носителей заряда, т. е.  $PN$ -переход представляет собой так называемый **обедненный слой**. Однако сопротивление  $PN$ -перехода не определяется сопротивлением обедненного слоя, так как токи, протекающие через  $PN$ -переход, образуются в основном носителями находящимися в  $P$ - и  $N$ -областях, а не обедненного слоя.

Основными величинами, характеризующими  $PN$ -переход в равновесном состоянии, являются высота потенциального барьера, называемая также **контактной разностью потенциалов**,  $\Delta\Phi_0$  и ширина перехода  $l_0$ .

Анализ перехода в равновесном состоянии дает следующие формулы для указанных величин:

$$\nabla\Phi_0 = \Phi_0 \ln \frac{\rho_i^2(b+1)^2}{\rho_P \rho_N b}, \quad (1.1)$$

где  $b = \mu_N / \mu_P$ ,  $\rho_i$  — удельное сопротивление собственного полупроводника,  $\rho_P$  и  $\rho_N$  — удельные сопротивления  $P$ - и  $N$ -областей;

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon \Delta\Phi_0}{q}} \left( \frac{1}{N_p} + \frac{1}{N_a} \right), \quad (1.2)$$

где  $N_p$  и  $N_a$  — концентрации донорной и акцепторной примесей.

Подсчитаем  $\Delta\Phi_0$  для германниевого перехода, приняв  $\rho_P = 0,01 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  и  $\rho_N = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . Для герmania при комнатной температуре ( $300 \text{ K}$ )  $\rho_i \approx 50 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . Взяв значения  $\mu_N$  и  $\mu_P$  из табл. 1.1, получим

$$\Delta\Phi_0 = 0,025 \ln \frac{50^2(2,1+1)^2}{0,01 \cdot 1 \cdot 2,1} \approx 0,35 \text{ В.}$$

У кремниевого перехода  $\Delta\Phi_0$  примерно в 2 раза выше, чем у герmania, за счет значительно большего собственного удельного сопротивления. Физически это можно объяснить следующим образом. При комнатной температуре у кремния много меньше собственных носителей заряда — свободных электронов и дырок, чем у герmania. Поэтому разность концентраций носителей заряда од-

ного знака в смежных областях у кремниевого перехода больше, чем у германниевого. Чем больше разность концентраций носителей одного знака в смежных областях, тем больше основных носителей переходит в смежную область в результате диффузии до установления равновесного состояния в  $PN$ -переходе. Величина  $\Delta\Phi_0$  зависит и от концентраций примеси в  $P$ - и  $N$ -областиах. Повышение концентраций (уменьшение  $\rho_P$  и  $\rho_N$ ) вызывает увеличение  $\Delta\Phi_0$ , так как при этом также возрастает разность концентраций носителей одного знака в смежных областях.

Ширина перехода согласно (1.2) зависит от контактной разности потенциалов и концентраций примеси в  $P$ - и  $N$ -областиах. При больших концентрациях донорной и акцепторной примесей переход получается узким. Физически это можно объяснить тем, что при большой концентрации примеси в  $P$ - и  $N$ -областиах достаточно положенным в узком при контактом слое, чтобы образовался потенциальный барьер, соответствующий равновесному состоянию. Переходы с малой концентрацией примесей в  $P$ - и  $N$ -областиах имеют большую ширину. Ширина  $PN$ -перехода в равновесном состоянии составляет десятие доли микрометра.

**$PN$ -переход при прямом включении.** Прямым называется такое включение  $PN$ -перехода, при котором происходит понижение потенциального барьера и через переход протекает отрицательно большой ток. Для этого электрическое поле, создаваемое внешним источником, должно быть направлено встречно внутреннему полю перехода. Следовательно, плюс источника должен быть подключен к  $P$ -области, а минус — к  $N$ -области (рис. 1.20). Поскольку сопротивление  $P$  и  $N$ -областей мало, практически все напряжение источника оказывается приложенным к  $PN$ -переходу. Полярность напряжения внешнего источника, приложенного к  $PN$ -переходу, на рис. 1.20 условно показана знаками «+» и «-» над переходом. Понижение потенциального барьера приводит к увеличению тока диффузии, а на величину дрейфового тока не влияет.

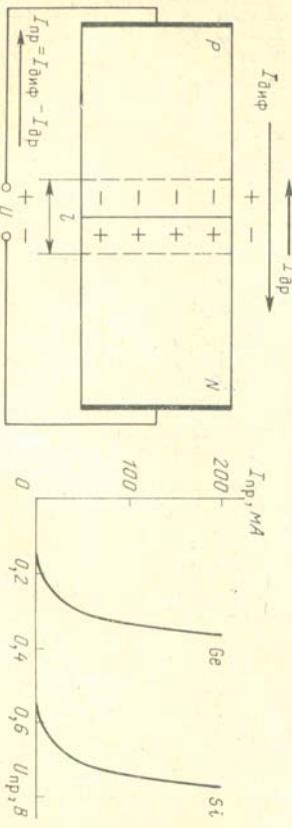


Рис. 1.20. Схема прямого включения  $PN$ -перехода

Рис. 1.21. Вольт-амперные характеристики германниевого и кремниевого  $PN$ -переходов при прямом включении