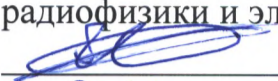


Учреждение образования «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины»


Факультет физики и информационных технологий

Кафедра радиофизики и электроники

СОГЛАСОВАНО

Заведующий кафедрой
радиофизики и электроники

А. С. Руденков
16.11. 2022г.

СОГЛАСОВАНО

Декан факультета физики и
информационных технологий

Д. Л. Коваленко
16.11. 2022г.

**ЭЛЕКТРОННЫЙ УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС
ПО УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЕ**

**ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ**

для специальности 1-31 04 03 Физическая электроника

Составитель:

Гольдаде В.А., профессор кафедры радиофизики и электроники, д.т.н.,
профессор

Рассмотрено на заседании
кафедры радиофизики и электроники
16.11. 2022г., протокол № 4.

Рассмотрено и утверждено
на заседании научно-методического совета
23.12 2022г., протокол № 5.

Гомель, 2022

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Гомельский государственный университет им. Франциска Скорины»

В.А. Гольдаде

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Курс лекций для студентов специальности
«Физическая электроника»

Гомель, 2022

Список сокращений и обозначений

АСМ – атомно-силовая микроскопия
 БИС – большая интегральная схема
 БЦК – базоцентрированный куб
 ГЦК – гранецентрированный куб
 ИС – интегральная схема
 ОЦК – объемно-центрированный куб
 D_n, D_p – коэффициенты диффузии
 электронов и дырок
 a, b, c – периоды кристаллической ячейки
 e – заряд электрона
 E – энергия
 E_g – ширина запрещенной зоны
 \mathcal{E} – напряженность электрического поля
 J, j – плотность тока
 k, k – волновой вектор, волновое число
 m^* – эффективная масса электрона
 n, p – концентрация электронов и дырок
 R – сопротивление
 $T_{пл}$ – температура плавления
 U – напряжение
 v – скорость движения носителей заряда
 V_k – контактная разность потенциалов
 γ – удельная электропроводность
 ϵ_0 – диэлектрическая постоянная
 ϵ_r – диэлектрическая проницаемость
 λ – длина волны
 μ – подвижность носителей заряда
 ρ – удельное электрическое сопротивление
 σ – эффективное сечение рассеяния
 τ – время жизни носителя заряда
 φ_0 – потенциал, потенциальный барьер
 φ_T – тепловой потенциал
 ψ, Φ – волновая функция

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ (с. 2-4)

1. МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СТРУКТУРЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ (с. 5-25)

- 1.1 Типы химических связей
- 1.2 Кристаллическая решетка
- 1.3 Кристаллические обозначения
- 1.4 Обратная решетка
- 1.5 Кристаллические структуры материалов
- 1.6 Дефекты в кристаллах

2. ОСНОВЫ ЗОННОЙ ТЕОРИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ (с. 26-52)

- 2.1 Квантово-механические предпосылки зонной теории
 - 2.1.1 Корпускулярно-волновой дуализм
 - 2.1.2 Волновые функции и уравнение Шрёдингера
 - 2.1.3 Волна (функция) Блоха
- 2.2 Зоны Бриллюэна
- 2.3 Поверхность и энергия Ферми
- 2.4 Энергетический спектр электронов в кристалле
 - 2.4.1 Одномерная модель электронных зон
 - 2.4.2 Заполнение зон электронами в идеальном кристалле
 - 2.4.3 Эффективная масса электрона
 - 2.4.4 Примесные уровни и поверхностные состояния
- 2.5 Энергетический спектр некристаллических твердых тел
 - 2.5.1 Плотность состояний
 - 2.5.2 Границы применимости зонной теории

3. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ (С. 53-69)

- 3.1 Зонная структура
- 3.2 Дрейфовая и диффузионная электропроводность
- 3.3 Собственная и примесная проводимость
- 3.4 Основные электрофизические свойства
- 3.5 Получение и легирование полупроводников

4. РАССЕЯНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ (с. 70-78)

- 4.1 Механизмы рассеяния электронов и дырок
- 4.2 Рассеяние на ионах примесей
- 4.3 Рассеяние на атомах примесей и дислокациях
- 4.4 Рассеяние на тепловых колебаниях решетки

5. ГЕНЕРАЦИЯ И РЕКОМБИНАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА (с. 79-89)

- 5.1 Равновесные и неравновесные носители заряда
- 5.2 Биполярная оптическая генерация носителей заряда
- 5.3 Монополярная оптическая генерация. Максвелловское время релаксации

- 5.4 Механизмы рекомбинации
 - 5.4.1 Межзонная излучательная рекомбинация
 - 5.4.2 Межзонная ударная рекомбинация
 - 5.4.3 Рекомбинация носителей заряда через ловушки

- 6. КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ (с. 90-105)
 - 6.1 Эффект Холла
 - 6.2 Магниторезистивный эффект
 - 6.3 Термоэлектрические явления
 - 6.4 Поглощение света полупроводниками. Фотопроводимость

- 7. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ (с. 106-116)
 - 7.1 Разогрев электронного газа
 - 7.2 Ударная ионизация
 - 7.3 Туннельный эффект и электростатическая ионизация
 - 7.4 Эффект Ганна

- 8. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ (с.117-128)
 - 8.1 Электронно-дырочный переход
 - 8.2 Электрические процессы в *p-n*-переходе в отсутствие внешнего поля
 - 8.3 Электрические процессы в *p-n*-переходе при наличии внешнего напряжения
 - 8.4 Емкости *p-n*-перехода

- ЗАКЛЮЧЕНИЕ (с. 129-131)
- РЕКОМЕНДУЕМЫЙ СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ (с. 132)
- ОГЛАВЛЕНИЕ (с. 133-134)

ВВЕДЕНИЕ

Физика полупроводников – раздел физики твёрдого тела, посвященный изучению особенностей физических свойств полупроводников и происходящих в них физических явлений. Предметом изучения являются структурные, электрофизические, оптические свойства полупроводников, многие из которых используются при создании полупроводниковых приборов. Полупроводники относятся к твердым телам, т.е. к веществам, состояние которых характеризуется стабильностью формы и тепловым движением атомов, совершающих малые колебания около положений равновесия. Изучением свойств твердого тела занимается самостоятельная область науки – физика твердого тела, развитие которой привело к появлению фундаментальных свойств материального мира и стимулируется потребностями техники. Около половины физиков мира работают в области физики твердого тела, почти половина всех научных публикаций по физике относится к исследованию твердого тела.

Систематизация данных о свойствах твердого тела началась с 17 века. Был установлен ряд эмпирических законов, описывающих воздействие на твердое тело механических сил, света, электрических и магнитных полей: законы Гука (R. Hooke, английский естествоиспытатель, 1678 г.), Дюлонга и Пти (P.L. Dulong, A.Th. Petit, французские физики, 1819 г.), Ома (G. Ohm, немецкий физик, 1826 г.), Видемана-Франца (G. Wiedeman, R. Franz, немецкие физики, 1853 г.) и др. В первой половине 19 века были созданы основные концепции теории упругости.

Представление о кристалле как совокупности атомов, упорядоченно расположенных в пространстве и удерживаемых около положения равновесия силами взаимодействия, заложено в трактатах Стено (N. Steno, датский естествоиспытатель, 1669 г.) и Ньютона (I. Newton, английский физик, создатель классической механики, 1686 г.), развита в работах Бернулли (D. Bernoulli, швейцарский математик, 1727 г.) и Коши (A.L. Cauchy, французский математик, 1830 г.) и было в окончательном виде сформулировано швейцарским математиком О. Браве (A. Bravais) в 1848 году. В 1890 г. Российский кристаллограф Е.С. Федоров и немецкий химик А. Шёнфлис (A. Schoenflies) показали возможность существования 230 пространственных групп симметрии кристаллов, т.е. вариантов упорядоченного расположения частиц в твердом теле.

В 1912 г. немецкие физики лауреат Нобелевской премии М. Лауэ (M. Laue), П. Книппинг (P. Knipping) и В. Фридрих (W. Friedrich) открыли дифракцию рентгеновских лучей на кристаллах, окончательно утвердив представление о кристаллическом твердом теле как упорядоченной дискретной структуре. В 1913 г. английский физик лауреат Нобелевской премии У.Л. Брэгг (W.L. Bragg) и российский кристаллограф Г.В. Вульф установили соотношение, связывающее период кристаллической решетки и длину волны рентгеновского излучения с направлениями дифракционных максимумов на рентгенограммах. Это положило начало рентгеноструктурному анализу и другим дифракционным методам исследования структуры твердых тел. Впоследствии была обнаружена дифракция на кристаллах электронов, нейтронов и других частиц.

Дисциплина «Физика полупроводников» является базовой для твердотельной и микроэлектроники, а также содержит научные знания, которые необходимы для понимания большинства специальностей электротехнического профиля.

Эпоха полупроводников насчитывает более 100 лет. Еще в первой половине 19 века Фарадей (M. Faraday, английский физик-экспериментатор и химик) обнаружил, что электропроводность некоторых тел растет по экспоненциальному закону с ростом температуры, в отличие от большинства проводников, у которых электропроводность уменьшается с ростом температуры по линейному закону. Спустя несколько лет Беккерель (А.Н. Becquerel, французский физик, лауреат Нобелевской премии по физике и один из первооткрывателей радиоактивности) обнаружил, что электропроводность “плохих” проводников, которые изучал Фарадей, увеличивается при их освещении, в них

появляется ЭДС. Эти «плохие» проводники, имеющие к тому времени загадочные свойства, назвали *полупроводниками*.

Исследование полупроводников активизировались в начале 20 века после создания квантовой механики. Квантовая механика позволила разработать зонную теорию, которая объясняет поведение электронов в твердых телах. Согласно этой теории, электроны в кристаллах не могут иметь любую энергию. Разрешенные значения энергии образуют определенные интервалы, которые получили названия разрешенных зон. Разрешенные зоны отделены промежутками запрещенных значений энергии.

Начиная с 1930-х годов интенсивно развивалась полупроводниковая электроника. Ученые исследовали физические процессы в полупроводниках, влияние примесей на эти процессы, термоэлектрические и фотоэлектрические свойства полупроводников, выпрямление переменного тока полупроводниковыми приборами. Была разработана квантовая теория полупроводников, введено понятие подвижности свободных мест кристаллической решетки полупроводника, получивших впоследствии название дырок, создана теория генерации пар «электрон-дырка». Была экспериментально подтверждена теория полупроводников, созданная школой советского академика А. Ф. Иоффе.

Зонная теория твердых тел предложила строгий критерий их разделения на металлы, диэлектрики и полупроводники. Если самая верхняя зона, содержащая электроны при $T = 0$ К заполнена не полностью, а частично, то такое твердое тело обладает высокими проводящими свойствами. Если самая верхняя зона, содержащая электроны при $T = 0$ К, полностью заполнена, а следующая за ней зона полностью пуста и отделена небольшим промежутком запрещенных энергий ΔE_g , то такое твердое тело относят к полупроводникам, а если ΔE_g достаточно велико, то это диэлектрик ($\Delta E_g \geq 3$ эВ). Самая верхняя зона называется зоной проводимости (*C*-зона), она отделена от валентной (*V*-зоны) запрещенной зоной.

При возбуждении полупроводника электроны из *V*-зоны могут переходить в *C*-зону и в ней они будут участвовать в переносе электрического тока (это электронная проводимость). В этом случае в *V*-зоне остаются свободные места (дырки), которые также будут участвовать в переносе электрического тока (дырочная проводимость). Выяснилось, что можно создать полупроводники, у которых основными носителями заряда будут являться электроны, это полупроводники электронного или *n*-типа. Также можно создать полупроводники, у которых основными носителями заряда будут дырки (полупроводники *p*-типа).

Зонная теория твердых тел позволила раскрыть к концу 30-х годов 20 века природу явлений на контакте полупроводников *n*- и *p*-типа, т.е. физическую теорию выпрямления. В результате были созданы *p-n*-переходы – важнейшие приборы твердотельной электроники. В 1948 г. были созданы транзисторы на основе *n-p-n* и *p-n-p* переходов.

С появлением транзистора в 1948 г. (за изобретение транзистора американским ученым Д. Бардину, У. Браттейну и У. Шокли в 1956 г. была присуждена Нобелевская премия по физике) начался новый этап в развитии радиоэлектроники – этап *микроминиатюризации* радиоэлектронной аппаратуры (РЭА). Применение транзисторов вместо электронных ламп позволило существенно сократить размеры радиокомпонентов, уменьшить массу и объем РЭА, снизить потребление электроэнергии и повысить надежность аппаратуры.

Развитие транзисторной электроники, совершенствование технологии изготовления транзисторов привели к возникновению нового направления в электронике – микроэлектроники. В 60-х годах были созданы интегральные схемы (ИС), в которых все элементы создаются в едином технологическом процессе, нераздельно связаны и электрически соединены между собой как единое целое, что позволило резко повысить надежность РЭА, еще более уменьшить габариты и массу РЭА, повысить экономичность.

Это стало возможным благодаря разработке *планарной технологии*, которая представляет собой высокопроизводительный метод группового изготовления

полупроводниковых приборов и интегральных схем. Основой планарной технологии является нанесение тонкой диэлектрической пленки на поверхность полупроводникового кристалла или полупроводниковой пленки. Затем методом фотолитографии производится удаление этой пленки с отдельных участков полупроводника. Рисунок, отражающий схему расположения элементов на кристалле, проецируется на него световыми или электронными лучами. После этого через незащищенные участки полупроводника вводится специальная примесь (лигатура), которая переводит полупроводник в *n*- или *p*-тип. В результате этих операций образуются области с *p-n* переходами.

Интегральные схемы в середине 60-х годов содержали до 100 элементов на полупроводниковом кристалле при размере элементов около 100 мкм. В начале 70-х годов появились большие интегральные схемы (БИС), содержавшие на кристалле от 100 до 104 элементов при размере элементов от 3 до 100 мкм. В конце 70-х годов созданы сверхбольшие интегральные схемы (СБИС), содержащие от 104 до 106 элементов на кристалле при размере элементов от 1 до 3 мкм. Дальнейшее развитие микроэлектроники привело к освоению субмикронных размеров элементов микросхем. Исследования показали, что пределом уменьшения размеров элементов является значение 0,2 мкм. Однако достижение таких размеров связано с преодолением определенных технологических трудностей. Иначе говоря, существуют физические пределы развития интегральной микроэлектроники.

Параллельно с интегральной микроэлектроникой в 80-е годы прошлого века развивалась функциональная электроника, позволяющая реализовать определенную функцию аппаратуры без применения стандартных базовых элементов (диодов, резисторов, транзисторов и т. д.), базируясь непосредственно на физических явлениях в твердом теле. В функциональной электронике используются такие механизмы, как оптические явления (оптоэлектроника), взаимодействие потока электронов с акустическими волнами в твердом теле (акустоэлектроника) и ряд других.

Вступление в третье тысячелетие электроника отметила зарождением нового направления – наноэлектроники. В начале 90-х годов были созданы атомно-силовые микроскопы (АСМ), позволяющие не только наблюдать атомы, но и манипулировать ими. Нанотехнологии позволяют, последовательно размещая нужные атомы и атомные структуры в четком порядке и в точно определенном месте, конструировать такие технологические диковинки, которым пока еще и название не придумали. Сейчас разработки в области нанотехнологий продолжают во многих странах мира.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как было отмечено во введении, вступление в третье тысячелетие электроника отметила зарождением нового направления – наноэлектроники. В настоящее время нанотехнология в электронике считается одним из наиболее перспективных направлений в совершенствовании свойств материалов и создании материалов с заданным комплексом свойств.

Нанотехнология имеет дело с процессами, протекающими на так называемом "наноуровне". При этом в зависимости от позиции исследователя нанотехнология может рассматривать в качестве своего объекта как сами нанообъекты (т.е. материалы, состоящие большей частью из низкоразмерных систем с характерными размерами примерно от 100 до 1 нм), так и материалы на их основе. Чтобы подчеркнуть тот факт, что тот или иной материал обладает определенным комплексом свойств именно благодаря наличию в нем нанообъектов, такие материалы зачастую называют *наноструктурированными*, или *нанокомпозитами*. Собственно говоря, в ряде случаев это вполне оправдано, поскольку основные физико-химические характеристики целого ряда материалов действительно определяются свойствами содержащихся в них нанообъектов. Изменяя размеры, форму или взаимное расположение низкоразмерных систем как компонентов наноматериала, можно управлять его свойствами (например, температурой плавления, растворимостью, прозрачностью) без изменения химического состава.

Нанокомпозиты, содержащие металлы или полупроводники, привлекают внимание, прежде всего, уникальными свойствами входящих в их состав кластеров, образованных разным количеством атомов металла или полупроводника – от десяти до нескольких тысяч. Типичные размеры такого агрегата – от 1 до 10 нм, что обуславливает огромную удельную поверхность. Подобные наночастицы отличаются по многим физическим свойствам (ширина полосы поглощения, спектральные характеристики, плотность электронных состояний) как от блочного материала, так и от индивидуального атома или молекулы.

Особенно сильно по свойствам отличаются полупроводниковые наночастицы, даже если их размер достигает сотен нанометров. Энергетическая зона металла, независимо от размера его частиц, заполнена не вся, поэтому электроны могут переходить на более высокие уровни. У полупроводника же валентная зона заполнена целиком и отделена от зоны проводимости на $2\div 3$ эВ. Из-за малых размеров полупроводниковых нанокристаллов эти зоны расщепляются, что приводит к эффективному увеличению ширины запрещенной зоны. Так, при переходе от макрокристалла CdS к нанокристаллу ширина запрещенной зоны увеличивается от 2,5 до 4,5 эВ, время жизни на нижнем возбужденном уровне уменьшается от нескольких наносекунд до пикосекунд, температура плавления снижается от 1600 °С до 400 °С. Нелинейные оптические свойства нанокластеров позволяют создавать на их основе управляемые квантовые светодиоды для применения в микроэлектронике и телекоммуникации.

Особое место в разработке нанокомпозитных материалов занимает *графен* (англ. *graphene*) – двумерная аллотропная модификация углерода, образованная слоем атомов углерода толщиной в один атом, находящихся в sp^2 -гибридизации и соединённых посредством σ - и π -связей в гексагональную двумерную кристаллическую решётку. Его можно представить как одну плоскость графита, отделённую от объёмного кристалла.

Графен относится к бесщелевым полупроводникам ($E_g = 0$). Толщина графена принимается равной 0,34 нм, то есть расстоянию между соседними атомными плоскостями в трехмерном кристаллическом графите. Графен площадью 1 см² содержит $3,8 \cdot 10^{15}$ атомов углерода. Каждый атом углерода имеет четыре валентных электрона: три из них локализованы (участвуют в образовании ковалентных С–С-связей и определяют механические свойства графена), а один делокализован (обуславливает оптическое поглощение и электрическую проводимость). Пропускание света оптического диапазона графеном не зависит от длины волны и составляет примерно 97,7%. Присоединение к каждому атому углерода одного атома водорода превращает графен в *графан* – кристаллический диэлектрик в виде квазиплоского слоя. При термической обработке графан восстанавливается до исходного полупроводникового графена. Нанокompозит, содержащий графен и олово, способен заметно увеличить емкость литий-ионных аккумуляторов и уменьшить их вес.

Для исследования, создания и применения низкоразмерных систем необходимо развивать их теорию. Обусловлено это тем, что основой для описания электрических, магнитных, оптических, акустических и тепловых явлений в трехмерных (объемных) кристаллических диэлектриках, полупроводниках и металлах с размерами, большими или примерно равными 0,1 мкм, является зонная теория. Однако для описания низкоразмерных систем она неприменима из-за нарушений точечной и трансляционной симметрий, а также условий применимости адиабатического и одноэлектронного приближений. Не может быть использована для адекватного описания состояний и процессов в системах размером порядка 0,1 мкм и квантовая теория одиночных атомов, являющаяся базой для описания небольших молекул (0,1–1 нм). Поэтому необходимо развить теорию, рассматривающую состояния и процессы в отдельных молекулах и атомах при учете их агломерации в низкоразмерную систему [Dresselhaus M.S. What's next for low-dimensional materials? // Mater. Res. Lett., 2014. – Vol. 2, №1. – P. 1–9].

По мнению профессора Поклонского Н.А. совершенствование методов создания и диагностики, а также расширение областей применения полупроводниковых систем нового поколения в электронике, фотонике, спинтронике и акустике будет происходить по следующим основным перспективным направлениям исследований [Поклонский Н.А. Физика и техника низкоразмерных систем из углерода // Наноструктурные материалы: Беларусь – Россия – Украина. НАНО-2014: сб. пленар. докл. IV Междунар. науч. конф., Минск, 7–10 окт. 2014 г. / редкол.: П.А.Витязь [и др.]. – Мн., 2015. – С.121–136]:

- разработка методов математического моделирования и физико-химических принципов молекулярного зодчества низкоразмерных систем и приборных структур на их основе; в итоге это позволит целенаправленно и экономно реализовать «малотоннажные» технологии;

- развитие квантовой теории ионизационного равновесия и миграции электронов, дырок и ионов в низкоразмерных полупроводниковых системах для целей водородной и солнечной энергетики; решение этой задачи позволит создать новые материалы для фотоэлектрических преобразователей и «неотравляемые» электроды для фотолиза воды;

- разработка физико-технологических способов формирования ассоциатов из атомов примеси или собственных атомных дефектов структуры в кристаллических полупроводниках при создании твердотельных аналогов катушек индуктивности для силовой электроники;

– интегрирование магнетизма в полупроводниковую микро- и наноэлектронику; развитие инженерии магнитных низкоразмерных систем в кремниевых пластинах обеспечит возможность распространить их использование в рамках планарной технологии на спинтронику;

– установление зависимости механической прочности широкозонных полупроводников (например, алмаза и нитрида бора, содержащих точечные, линейные и плоскостные дефекты кристаллической структуры) от положения уровня Ферми в запрещенной зоне; это позволит предсказывать (и предотвращать) процессы разрушения этих материалов в устройствах высокотемпературной электроники, оптики и механики;

– изучение прыжковой миграции электронов по многозарядным точечным дефектам кристаллической матрицы частично разупорядоченных полупроводников для разработки выпрямителя прыжкового электрического тока и элемента Пельтье.

Таким образом, перспективы развития физики и техники полупроводников во многом обусловлены исследованием, разработкой и внедрением в производство новых многофункциональных нанокompозитных материалов.

Тема 1

МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СТРУКТУРЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

По своему структурному состоянию полупроводники относятся к твердым телам. Твердое тело – агрегатное состояние вещества, которое характеризуется стабильностью формы и тепловым движением атомов, совершающих малые колебания около положений равновесия. Изучением свойств твердого тела занимается самостоятельная область науки – физику твердого тела, развитие которой привело к появлению фундаментальных свойств материального мира и стимулируется потребностями техники.

Систематизация данных о свойствах твердого тела началась с 17 века. Был установлен ряд эмпирических законов, описывающих воздействие на твердое тело механических сил, света, электрических и магнитных полей: законы Гука (R. Hooke, английский естествоиспытатель, 1678 г.), Дюлонга и Пти (P.L. Dulong, A.Th. Petit, французские физики, 1819 г.), Ома (G. Ohm, немецкий физик, 1826 г.), Видемана-Франца (G. Wiedeman, R. Franz, немецкие физики, 1853 г.) и др. В первой половине 19 века были созданы основные концепции теории упругости.

Представление о кристалле как совокупности атомов, упорядоченно расположенных в пространстве и удерживаемых около положения равновесия силами взаимодействия, заложено в трактатах Стено (N. Steno, датский естествоиспытатель, 1669 г.) и Ньютона (I. Newton, английский физик, создатель классической механики, 1686 г.), развита в работах Бернулли (D. Bernoulli, швейцарский математик, 1727 г.) и Коши (A.L. Cauchy, французский математик, 1830 г.) и было в окончательном виде сформулировано швейцарским математиком О. Браве (A. Bravais) в 1848 году. В 1890 г. Российский кристаллограф Е.С. Федоров и немецкий химик А. Шёнфлис (A. Schoenflies) показали возможность существования 230 пространственных групп симметрии кристаллов, т.е. вариантов упорядоченного расположения частиц в твердом теле.

В 1912 г. немецкие физики лауреат Нобелевской премии М. Лауэ (M. Laue), П. Книппинг (P. Knipping) и В. Фридрих (W. Friedrich) открыли дифракцию рентгеновских лучей на кристаллах, окончательно утвердив представление о кристаллическом твердом теле как упорядоченной дискретной структуре. В 1913 г. английский физик лауреат Нобелевской премии У.Л. Брэгг (W.L. Bragg) и российский кристаллограф Г.В. Вульф установили соотношение, связывающее период кристаллической решетки и длину волны рентгеновского излучения с направлениями дифракционных максимумов на рентгенограммах. Это положило начало рентгеноструктурному анализу и другим дифракционным методам исследования структуры твердых тел. Впоследствии была обнаружена дифракция на кристаллах электронов, нейтронов и других частиц.

В настоящее время методы и теория твёрдого тела, развитые для описания свойств и структуры монокристаллов, широко применяются для получения и исследования новых материалов: композитов и наноструктур, квазикристаллов и аморфных тел. Физика твёрдого тела служит основой для изучения явлений высокотемпературной сверхпроводимости, гигантского магнетосопротивления и многих других перспективных современных наукоёмких технологий.

1.1 Типы химических связей

Наименьшей устойчивой частицей вещества, обладающей его основными химическими и физическими свойствами и состоящей из атомов одного или разных химических элементов, является молекула. Атомы объединяются в молекулы с помощью химических связей, в образовании которых принимают участие в основном внешние (валентные) электроны.

Разделение химически активных элементов на металлы и неметаллы позволяет подразделить химические связи на три основных типа: металлическую, ковалентную и ионную. Связь между сильно электроположительными атомами металлов и электроотрицательными атомами неметаллов трактуют как ионную связь. Поскольку она существует между противоположно заряженными ионами, ее называют *гетерополярной*. Металлическую и ковалентную связи относят к *гомеополярным*. Металлическая связь реализуется между металлом и неметаллом, ковалентная – между неметаллом и

неметаллом. Названные типы связей являются предельными случаями химического взаимодействия.

Ионная связь возникает из-за притяжения противоположно заряженных ионов. Наиболее ярким примером конденсированных тел, в которых этот тип связи доминирует, являются щелочно-галогидные кристаллы: NaCl, LiF и др. Образование ионов в таких соединениях энергетически выгодно, поскольку потенциал ионизации атома щелочного металла превосходит сродство к электрону атома галогена. Энергия электростатического (кулоновского) притяжения $E_{\text{пр}}$ для пары ионов с зарядом $\pm e$, находящихся на расстоянии r , составляет $E_{\text{пр}} = -e^2/r$. В кристалле, где ионы образуют упорядоченную решетку, полная энергия кулоновского взаимодействия (отнесенная к паре ионов) становится равной

$$E_{\text{пр}} = -\alpha \frac{e^2}{r}, \quad (1.1)$$

где α – постоянная Маделунга (E. Madelung – немецкий физик-теоретик), зависящая только от структуры кристалла. Для NaCl $\alpha = 1,748$.

В формировании стабильной структуры твердых тел существенную роль играет энергия отталкивания $E_{\text{от}}$, резко возрастающая при уменьшении расстояния между атомами и ионами. Энергия $E_{\text{от}}$ имеет квантовомеханическую природу и обусловлена прежде всего отталкиванием ядер взаимодействующих атомов (ионов), экранированных окружающими их электронами. Эта энергия, отнесенная к паре ионов, равна

$$E_{\text{от}} = \frac{\beta}{r^m}, \quad (1.2)$$

где β – постоянная, $6 < m < 10$, r – расстояние между частицами.

Сумма энергий $E_{\text{пр}}$ и $E_{\text{от}}$ дает полную энергию взаимодействия пары ионов. Как видно из рис. 1.1, график $E(r)$ имеет минимум при некотором расстоянии r_0 между ионами, которое определяет равновесный параметр структуры твердого тела, а соответствующая энергия $E(r_0)$ – является энергией связи ионов в нем.

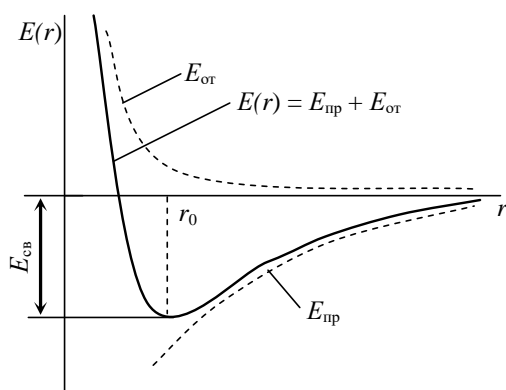


Рис. 1.1 – Зависимость энергии взаимодействия двух ионов от расстояния между ними

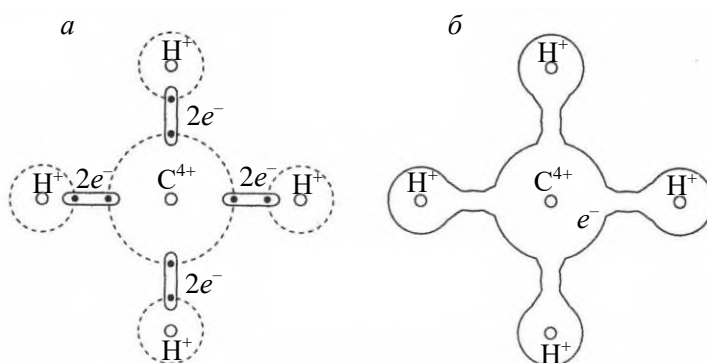
Ковалентная связь образуется путем обменного электронного взаимодействия между атомами, которое реализуется в виде сгущений электронной плотности при обобществлении внешних электронов у атомов с перекрывающимися орбитами. В отличие от ионной связи, ковалентно могут быть связаны и одинаковые, и разные атомы. Ковалентная связь имеет место: в гомеоплярных молекулах H_2 , Cl_2 , I_2 и др.; в веществах, атомы которых расположены в периодической системе элементов в отдалении от инертных газов (кристаллы алмаза, Si, Ge, Te); в молекулах органических соединений; в

полупроводниковых кристаллах типа $A^{III}B^V$ (A^{III} – элемент третьей группы в таблице Менделеева, B^V – элемент пятой группы).

Расчет энергии ковалентных связей затруднен необходимостью привлечения представлений квантовой механики для описания электронной плотности. Это вызвано тем, что движение электронов в изолированных и взаимодействующих атомах существенно отличается. Ковалентная связь обычно образуется парой электронов с антипараллельными спинами, по одному от каждого из соединяющихся атомов.

В молекуле метана CH_4 (рис. 1.2) атом углерода с электронной конфигурацией $1s^2 2s^2 2p^2$ окружен четырьмя атомами водорода с электронной конфигурацией $1s^1$. Орбиты внешних гибридных $2s-2p$ электронов углерода и электронов атомов водорода перекрываются, и эти электроны обобществляются. В органической химии это трактуется как образование «связей» между атомами С и Н (рис. 1.2, а).

Рис. 1.2 – Ковалентная связь в молекуле метана: а – модель образования связей в результате обобществления электронов; б – сгущения электронной плотности



Однако, согласно принципам квантовой механики четыре гибридных $2s^2$ и $2p^2$ электрона углерода индивидуально не различимы, и можно говорить лишь об образовании сгущений электронной плотности между атомами водорода и углерода (рис. 1.2, б). С позиций квантовой теории химической связи образование таких локализованных сгущений энергетически выгодно, что подтверждается образованием устойчивых молекул.

Важными свойствами ковалентной связи являются насыщенность и направленность. *Насыщенность* – свойство атома образовывать ковалентную связь лишь с определенным числом своих соседей. Так, атом водорода может устанавливать связь только с одним соседом. В алмазе или графите несколько валентных электронов являются общими для атома углерода и его соседей, и потому невозможно считать какую-либо группу атомов химически насыщенной (рис. 1.3). С этой точки зрения идеальный кристалл алмаза представляет собой огромную молекулу.

Направленность ковалентной связи состоит в том, что связь образуется в тех направлениях, по которым локализована максимальная электронная плотность. Вследствие направленности связей ковалентные кристаллы обладают высокой твердостью и хрупкостью.

Ковалентные связи между парами атомов можно рассматривать как короткодействующие силы. В молекуле H_2 энергия химической связи зависит только от расстояния между атомами, а в алмазе, где атом углерода находится в тетраэдрическом окружении аналогичных атомов (рис. 1.3, б), для расчета энергии надо знать еще и значения валентных углов (примерно 109° градусов).

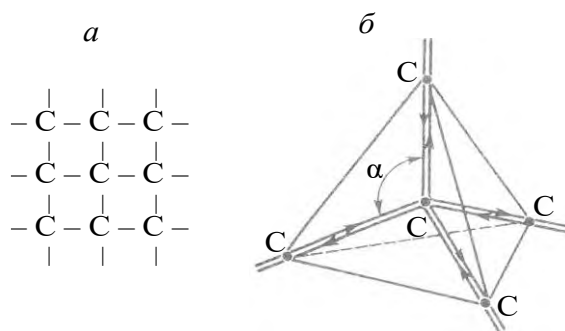


Рис. 1.3 – Схемы связей (а) и тетраэдрического расположения атомов углерода (б) в структуре алмаза. Стрелками обозначены направления обмена электронами

В конденсированных телах ковалентные связи в чистом виде реализуются редко и имеют частично ионную природу. Веществ с единственно ионными связями также чрезвычайно мало. Степень «ионности» связи в химических соединениях атомов A и B можно оценить, исходя из электроотрицательности X_A и X_B . Относительная плотность связи равна

$$\xi = 1 - \exp\left[-0,25(X_A - X_B)^2\right].$$

Если $\xi = 1$, т.е. ионность составляет 100 %, то связь между атомами чисто ионная, если $\xi = 0$, то связь чисто ковалентная. В табл. 1.1 приведены приблизительные значения ионности связи для некоторых соединений. Видно, что NaCl можно считать ионным кристаллом, а SiC и GaAs – преимущественно ковалентными. Атомы с почти заполненными оболочками (F, Cl, Br, I) обнаруживают тенденцию к ионной связи, тогда как атомы III, IV, и V групп периодической системы элементов – к ковалентной связи. В табл. 1.2 приведены значения энергии ковалентной связи для некоторых пар атомов.

Таблица 1.1 Степень ионности связи в кристаллах бинарных соединений

Кристалл	Степень ионной связи	Кристалл	Степень ионной связи
Si	0,00	GaSb	0,26
SiC	0,18	GaAs	0,32
Ge	0,00	CuBr	0,74
ZnTe	0,61	CuCl	0,75
ZnO	0,62	AgI	0,77
ZnS	0,62	AgBr	0,85
ZnSe	0,63	AgCl	0,86
CdTe	0,67	MgS	0,79
CdS	0,69	MgSe	0,79
CdSe	0,70	MgO	0,84
CdO	0,79	LiF	0,92
InSb	0,32	NaCl	0,94
InAs	0,35	RbF	0,96
InP	0,44		

Энергия ионной связи в полупроводниках $A^{III}B^V$ возрастает при переходе к более тяжелым соединениям – от GaAs к InSb. С другой стороны, в кристаллах, которые называют «ионными», в частности, в состав которых входят ионы элементов шестой группы (O^{2-} , S^{2-} и др.), всегда наряду с ионной реализуется ковалентная связь, т.е. некоторая доля электронной плотности «обобществлена» соседними атомами. Даже в

галогенидах щелочных металлов вклад ковалентной связи хотя и мал, но не равен нулю. Таким образом, твердых тел, в которых связь была бы чисто ионной, не существует. В отличие от ионной, только ковалентная связь имеет место в диэлектрических монокристаллах, например, в алмазе.

Таблица 1.2 Энергии ковалентной связи

Связь	Энергия связи	
	эВ	кДж/моль
O–O	1,4	138
Te–Te	1,4	138
Ge–Ge	1,6	159
Si–Si	1,8	176
P–P	2,2	213
Cl–Cl	2,5	243
C–C	3,6	347
H–H	4,5	435

Металлическая связь – разновидность гомеоплярной химической связи, характерна для металлов и сплавов. Металлическая связь, так же, как и ковалентная, осуществляется обобществленными электронами, но принадлежащим не соседним атомам, а всему объему конденсированного тела. Внешние валентные электроны в атомах металлов связаны с ядрами довольно слабо. В металле они коллективизированы и образуют «электронный газ» (или «электронную жидкость»), заполняющий межионное пространство. Положительно заряженные ионы «стягиваются» отрицательно заряженным электронным газом. Таким образом, металлическая связь возникает вследствие взаимодействия положительных ионов с электронным газом.

С уменьшением расстояния между ионами увеличивается плотность электронного газа, вследствие чего растет сила, стягивающая ионы. С другой стороны, по мере сближения ионов, увеличивается сила отталкивания между ними. Расстояние между ионами, при котором силы притяжения уравновешены силами отталкивания, характеризуют устойчивое состояние кристаллической решетки. Это принципиально верное представление недостаточно точно. В действительности металлическая связь имеет более сложную природу, и методы ее расчета основаны на зонной теории твердого тела. В наиболее простом варианте энергия металлической связи определяется двумя факторами. С одной стороны, при сближении металлических атомов волновые функции электронов перекрываются, и электрон получает возможность перемещаться в более широкой (чем в изолированном атоме) зоне, где он имеет более низкую потенциальную энергию. С другой стороны, при «сжатии» электронного газа возрастает средняя кинетическая энергия электронов. Равновесная плотность электронов соответствует минимуму полной энергии взаимодействия двух атомов (ионов). Расстояние между ними, при котором это условие реализуется, можно считать атомным (ионным) радиусом металла.

Наличие свободных электронов в металле обуславливает *ненаправленный* и *ненасыщенный* характер металлической связи. Чистая ненаправленная металлическая связь наблюдается у одновалентных металлов (Na, Li и др.) с кубической плотно упакованной структурой. У металлов с несколькими электронами на внешней оболочке не все электроны делокализуются. Поэтому определенную составляющую в связь вносит ковалентное взаимодействие ионов. Металлическая связь определяет электрические и тепловые свойства металлов, обуславливая высокие электро- и теплопроводность. Металлическая связь является довольно сильной, о чем свидетельствует прочность и высокая температура плавления многих (хотя и не всех) металлов.

Помимо упомянутых химических связей – ионной, ковалентной и металлической – атомы связываются посредством ван-дер-ваальсовой и водородной связей.

Ван-дер-ваальсовая связь имеет место в кристаллах, состоящих из молекул с насыщенными связями (O_2 , N_2 , Cl_2 , Br_2 и др.) или из атомов инертных элементов. Название связи происходит от имени нидерландского физика Я.Д. Ван-дер-Ваальса (J.D. Van der Waals), который для объяснения свойств газов и жидкостей предложил в 1873 г. уравнение состояния, учитывающее межмолекулярные взаимодействия. Механизм этого вида связи состоит в мгновенном возникновении электрических диполей в молекуле вследствие флуктуаций межатомных расстояний (отсюда еще одно название – *флуктуационная* связь). Квантовомеханический расчет энергии взаимодействия диполей показал, что она обратно пропорциональна шестой степени расстояния между атомами. Ван-дер-ваальсовую связь называют также *молекулярной*, поскольку она связывает частицы в молекулярных кристаллах. Энергия этой связи очень мала, о чем свидетельствуют чрезвычайно низкие температуры плавления веществ, в которых они реализуются.

Водородная связь осуществляется в результате кулоновского взаимодействия иона H^+ (протона) с «дополнительным» отрицательным ионом азота, кислорода, хлора и др. Она не образуется с ионами, с которыми водород вступает в ковалентную связь. Энергия водородной связи приблизительно равна 0,1 эВ, т.е. на порядок меньше энергии ковалентной связи.

Образование водородной связи можно объяснить следующим образом. Электроотрицательный атом, «оттягивая» электрон от ядра атома водорода, приобретает положительный заряд, равный заряду протона. Этот протон и осуществляет связь между атомами. Из-за малого размера ядра атома водорода водородная связь осуществляется только между двумя атомами.

Типичным примером водородной связи является связь между молекулами воды (рис. 1.4). Атом кислорода одной молекулы воды и атом водорода другой молекулы образуют диполь с зарядами $+q$ и $-q$ на полюсах. Притяжение между этими зарядами приводит к возникновению водородной связи. Длина водородной связи ($r_{OH} = 2,76 \text{ \AA}$) значительно больше длины ковалентной связи Н–О в молекуле воды ($r_0 = 0,96 \text{ \AA}$).

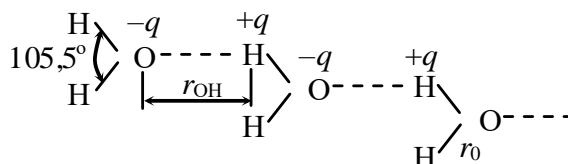


Рис. 1.4 – Водородная связь (пунктир) между молекулами воды

Наличием водородных связей объясняется своеобразие структуры и физических свойств воды и водных растворов. Кристаллическая структура льда представляет собой тетраэдрическую сетку водородных связей, в которой имеется большое количество пустот. При плавлении льда эти пустоты частично заполняются молекулами воды, и поэтому плотность воды выше плотности льда.

Водородные связи могут быть не только межмолекулярными, но и внутримолекулярными. Внутримолекулярные водородные связи: стабилизируют глобулярную структуру атомов белков; влияют на свойства древесины и бумаги, построенных из волокон целлюлозы; ответственны за уникальную структуру молекул нуклеиновых кислот, содержащихся во всех живых организмах.

На рис. 1.5 приведены схемы основных видов межатомного взаимодействия в конденсированных телах.

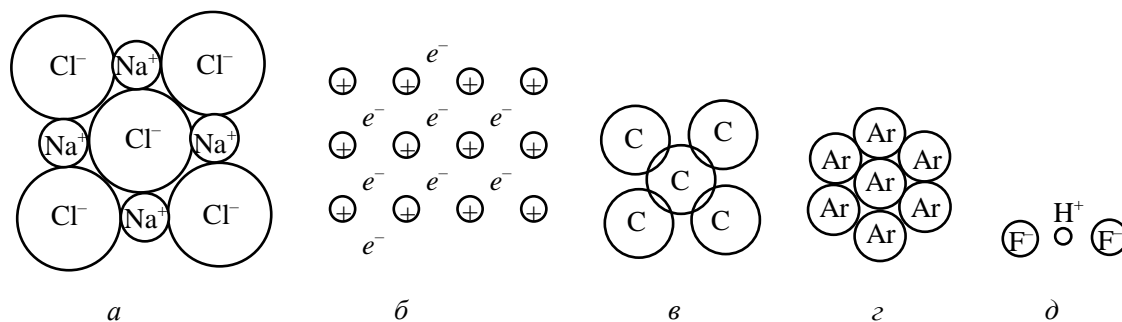


Рис. 1.5 Основные виды связи между атомами (ионами) в конденсированных телах: *a* – ионная связь в кристалле хлористого натрия; *б* – металлическая связь; *в* – ковалентная связь между атомами алмаза; *г* – силы Ван-дер-Ваальса между атомами аргона; *д* – водородная связь в молекуле HF₂

Химические связи классифицируют по ряду других признаков. Важнейшим из них является энергетический. Энергию связи многоатомных молекул определяют как энергию диссоциации. Для многоатомных молекул эта величина является условной и отвечает энергии такого процесса, при котором данная химическая связь исчезает, а все остальные остаются без изменения. По энергетическому признаку связи подразделяют на сильные (≥ 500 кДж/моль), слабые (от 100 до 15 кДж/моль) и ван-дер-ваальсовы (≤ 5 кДж/моль). Параметрами связей являются: равновесные межъядерные расстояния (длины связей); валентные углы; частоты колебаний, отнесенные к паре связанных атомов; поляризуемость; электрический дипольный и магнитный моменты химической связи. Значения параметров получают экспериментально, например, оценивая распределение электронной плотности рентгенографическими методами.

1.2 Кристаллическая решетка

Существование кристаллической решетки в твердом теле объясняется тем, что равновесие сил притяжения и отталкивания между атомами, соответствующее минимуму его потенциальной энергии, достигается при условии трехмерной периодичности.

Кристалл есть однородное, но в то же время анизотропное тело. *Однородность* выражается в том, что любые элементарные объемы кристаллического вещества, одинаково ориентированные в пространстве, абсолютно одинаковы по всем своим свойствам: имеют один и тот же цвет, массу, твердость и т. д. *Анизотропия* выражается в том, что физические свойства кристаллов (твердость, прочность, теплопроводность, электропроводность, скорость распространения света) неодинаковы по разным направлениям.

Для описания кристаллической решетки нужно знать координаты центров атомов (или *узлы решетки*) в элементарной ячейке кристалла (рис. 1.6). *Элементарная ячейка* – часть атомной структуры кристалла, параллельными переносами которой (трансляциями) в трех измерениях можно построить всю кристаллическую решетку. Длины ребер элементарной ячейки *a*, *b*, *c* называют постоянными или *периодами* кристаллической решетки, а в векторной форме – *векторами трансляции*. Элементарная ячейка имеет форму параллелепипеда, её выбор определяется симметрией кристаллов.

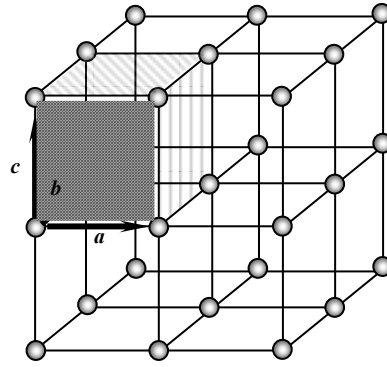


Рис. 1.6 – Элементарная ячейка кристаллической решетки (заштрихована); кружками обозначены узлы решетки

В физике твердого тела наиболее часто в качестве элементарной ячейки используют так называемую *ячейку Вигнера-Зейтца* (рис. 1.7, а). Ю. Вигнер (Eu. Wigner) – американский физик – лауреат Нобелевской премии, Ф. Зейтц (F. Seitz) – его ученик, физик-теоретик. Для построения ячейки узел решетки соединяют линиями со всеми соседними узлами и через середины полученных отрезков перпендикулярно к ним проводят линии (в случае объемной ячейки – плоскости). Многоугольник, содержащий выбранный узел и ограниченный этими линиями, и есть элементарная ячейка. Все точки внутри многоугольника лежат ближе к центру ячейки, чем к любой другой трансляционно эквивалентной центру точке кристалла. Пример ячейки Вигнера-Зейтца для кубического объемно-центрированного кристалла приведен на рис. 1.7, б.

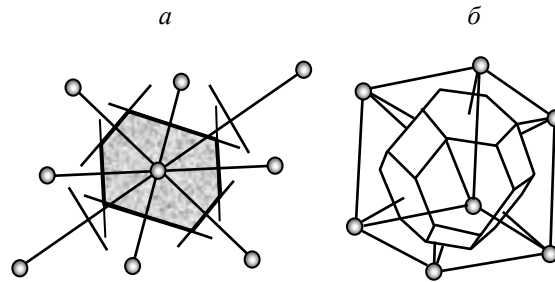


Рис. 1.7 – Ячейки Вигнера-Зейтца: а – плоская (заштрихованный шестиугольник); б – для объемно-центрированного куба (усеченный октаэдр)

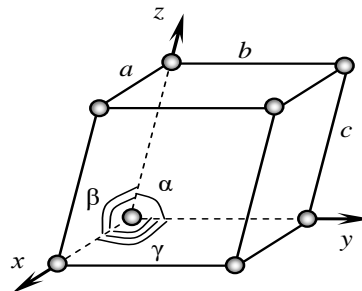


Рис. 1.8 – Конфигурация элементарной ячейки с параметрами $a, b, c, \alpha, \beta, \gamma$; x, y, z – кристаллографическая система координат

Ячейка Вигнера-Зейтца полностью определяет трансляционную структуру кристалла и при смещении на векторы трансляции решетки заполняет собой весь кристалл. Ячейка Вигнера-Зейтца обратной решетки кристалла представляет собой первую зону Бриллюэна (см. 2.2).

В элементарной ячейке кристалла может размещаться от одного атома (химические элементы) до сотен (химические соединения) и миллионов атомов (белки, вирусы). Соответственно периоды кристаллических решеток составляют от нескольких десятых до 10^2 нм (табл. 1.3).

Таблица 1.3 – Параметры элементарных ячеек некоторых кристаллов

Тип кристаллов	Периоды кристаллической решетки, нм	Число атомов в элементарной ячейке
Химические элементы, простейшие соединения	0,5–1,0	1–10
Неорганические и простые молекулярные соединения	1,0–2,0	до сотен
Сложные органические соединения	2,0–4,0	до тысяч
Белки	до 10–30	10^3 – 10^5
Вирусы	до 200	10^6 – 10^9

По признаку точечной симметрии элементарной ячейки все кристаллы делят на семь групп, получивших название кристаллографических *сингоний*, которые различаются соотношением между длинами ребер a , b , c ячейки и углами α , β , γ между ними (рис. 1.8):

- 1) кубическая ($a = b = c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$);
- 2) тетрагональная ($a = b \neq c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$);
- 3) гексагональная ($a = b \neq c$, $\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 120^\circ$);
- 4) тригональная ($a = b = c$, $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$);
- 5) ромбическая ($a \neq b \neq c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$);
- 6) моноклинная ($a \neq b \neq c$, $\alpha = \gamma = 90^\circ$, $\beta \neq 90^\circ$);
- 7) триклинная ($a \neq b \neq c$, $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$).

Каждую кристаллическую структуру можно охарактеризовать определенным набором трансляций. Разным соотношениям значений векторов a , b , c и взаимной ориентации основных трансляций соответствуют решетки, отличающиеся друг от друга по симметрии.

В 1848 г. О. Браве (*Auguste Bravais* – французский физик) математическим путем доказал, что существует 14 типов трехмерных геометрических фигур, характеризующих все возможные типы трансляционной симметрии кристаллической решетки (рис. 1.9).

Различают *примитивные* решетки Браве, в которых узлы расположены только в вершинах элементарных параллелепипедов, *базоцентрированные* (узлы в вершинах и в центрах двух противоположных граней), *объемноцентрированные* (узлы в вершинах и в центре параллелепипедов) и *гранецентрированные* (узлы в вершинах и в центрах всех граней). Понятие "решетки Браве" используют при описании атомной структуры кристаллов. В простейших случаях (например, у металлов) структура кристалла описывается одной решеткой Браве. Сложную кристаллическую структуру можно описывать несколькими решетками Браве, «вдвинутыми» одна в другую. Полное описание кристаллической решетки содержит характеристику пространственной группы симметрии, параметры элементарной ячейки, координаты атомов в ячейке. В этом случае понятие «кристаллическая решетка» эквивалентно понятию атомной структуры кристалла.

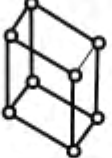
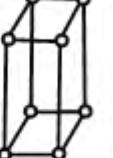
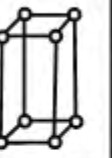
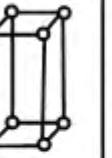
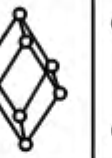






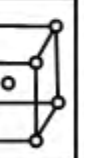


Сингония Тип решетки	Три- клинная $a \neq b \neq c$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq$ $\neq 90^\circ$	Моно- клинная $a \neq b \neq c$ $\alpha = \gamma = 90^\circ$ $\beta \neq 90^\circ$	Ромби- ческая $a \neq b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma =$ $= 90^\circ$	Тetra- гональная $a = b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma =$ $= 90^\circ$	Три- гональная (ромбоэ- дрическая) $a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma \neq$ $= 90^\circ$	Гекса- гональная $a = b \neq c$ $\gamma = 120^\circ$ $\alpha = \beta = 90^\circ$	Кубичес- кая $a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma =$ $= 90^\circ$
Примитивный							
Базоцентри- рованный							
Объемноцен- трированный							
Гранецентри- рованный							

Рис. 1.9 – Трансляционные решетки Браве

Структура кристаллических твердых тел отличается от идеализированной схемы, описываемой понятием «кристаллическая решетка». Идеализацией является представление о дискретности кристаллической решетки. В действительности электронные оболочки атомов, составляющих кристаллическую решетку, перекрываются, образуя непрерывное периодическое распределение заряда с максимумами около дискретно расположенных ядер. Идеализацией является также неподвижность атомов. Атомы и молекулы кристаллической решетки колеблются около положений равновесия, а параметры колебаний зависят от взаимодействия атомов. С повышением температуры амплитуда колебаний увеличивается, что в конечном итоге приводит к разрушению кристаллической решетки и переходу твердого вещества в жидкое состояние. Кроме того, в кристаллах всегда имеются дефекты (см. 1.6), искажающие кристаллическую решетку.

1.3 Кристаллографические обозначения

В кристаллографии используют несколько методов описания симметрии кристаллов. Хотя большая часть этих методов создана еще до появления современной техники изучения атомов, они не утратили своей практической ценности.

Одна из самых важных задач кристаллографии – определение направления атомных рядов. Простой метод ее решения этой задачи основан на применении векторных обозначений.

Пусть проекции вектора на оси x , y , z куба представляют собой числа x_0 , y_0 , z_0 . Эти проекции удобно измерять в единицах длины ребра куба a . Находят число r , для которого величины x_0/r , y_0/r , z_0/r составляют ряд наименьших целых чисел, пропорциональных проекциям. Эти величины называются *индексами направлений* или *индексами Вейса* (*P. Weiss* – французский физик). Индексы направлений обычно заключают в квадратные скобки $[uvw]$. Отрицательные значения проекций на любую координатную ось имеют

отрицательные индексы, которые обозначают чертой над соответствующим индексом. Направления, одинаково симметричные относительно всех трех координатных осей, образуют *группу*. Обобщенные индексы симметричных направлений заключают в угловые скобки $\langle uvw \rangle$.

В качестве примера рассмотрим вектор, проекции которого на оси координат равны: $x_0 = 2a$, $y_0 = a$, $z_0 = 1,5a$. Разделим эти числа на $r = 0,5a$ и получим три целых числа: 4, 2 и 3. Они относятся друг к другу так же, как исходные размеры проекций, и в то же время представляют собой последовательность из наименьших целых чисел, обладающих этим свойством. То есть полученные числа – это индексы направлений исходного вектора [423]. Ось $+x$ в прямоугольной системе координат имеет индексы [100], ось $-x$ – индексы $[\bar{1}00]$. Диагональ грани xu обозначают индексами [110], а диагональ куба в положительном квадранте – индексами [111] (см. рис. 1.10). Восемь диагоналей куба [111], $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$, $[\bar{1}11]$, $[1\bar{1}1]$, $[11\bar{1}]$, $[\bar{1}\bar{1}1]$, $[\bar{1}1\bar{1}]$, $[11\bar{1}]$ образуют группу $\langle 111 \rangle$, все они различаются положением чисел 1 и $\bar{1}$ в индексах.

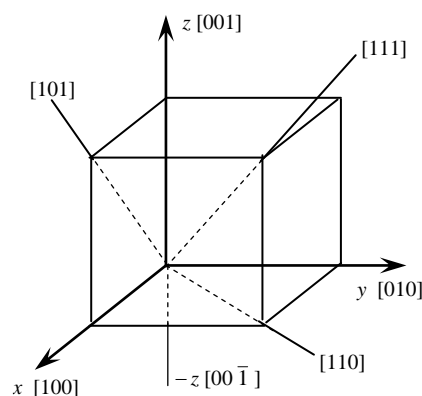


Рис. 1.10 – Индексы направлений в прямоугольной системе координат

В отличие от индексов направлений набор параллельных атомных плоскостей в кристалле характеризуют с помощью трех чисел, которые связаны с длиной отрезков, отсекаемых какой-либо плоскостью на осях координат: x_1 , y_1 , z_1 . Существует такое число s , которое при умножении на обратные значения длин этих отрезков дает ряд наименьших целых чисел, относящихся друг к другу как $1/x_1$, $1/y_1$ и $1/z_1$. Числа $h = s/x_1$, $k = s/y_1$ и $l = s/z_1$, называют *индексами Миллера* (W. Miller – английский кристаллограф) для плоскости и записывают в круглых скобках (hkl) .

При обозначении индексов плоскостей действуют те же общие правила, что и для индексов направлений. Отрицательные индексы соответствуют плоскостям, пересекающим отрицательные направления координатных осей. Так, плоскость с отрицательным x записывается как $(\bar{h}kl)$. Плоскости кристалла, эквивалентные по признаку симметрии, образуют группу, в которой индексы заключаются в фигурные скобки: $\{hkl\}$. При обозначении кубических решеток эта схема имеет следующие особенности (рис. 1.11):

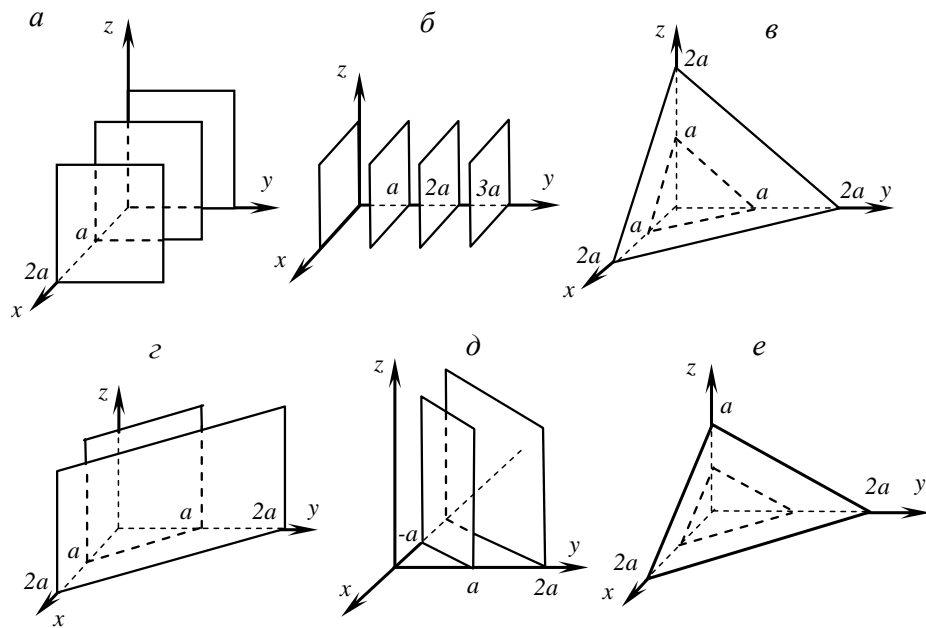


Рис. 1.11 – Примеры обозначения кристаллографических плоскостей в кубической структуре: *a* – (100); *б* – (010); *в* – (111); *г* – (110); *д* – ($\bar{1}$ 10); *е* – (112)

1) индексы параллельных плоскостей одинаковы (hkl); аналогичное правило справедливо и для индексов направлений, поэтому у параллельных атомных рядов индексы одинаковы $[uvw]$;

2) плоскость, параллельная одной из осей координат, имеет индекс 0 для этого направления;

3) угол θ между двумя кристаллографическими направлениями $[u_1v_1w_1]$ и $[u_2v_2w_2]$ рассчитывают по формуле:

$$\cos \theta = \frac{u_1u_2 + v_1v_2 + w_1w_2}{\left[(u_1^2 + v_1^2 + w_1^2)(u_2^2 + v_2^2 + w_2^2) \right]^{1/2}}; \quad (1.3)$$

4) нормаль к плоскости с индексами (hkl) лежит в направлении $[hkl]$; это позволяет применять формулу (1.3) для вычисления углов между плоскостями;

5) расстояние d между соседними плоскостями с индексами (hkl) можно вычислить в единицах длины ребра куба по формуле:

$$d = \frac{a}{(h^2 + k^2 + l^2)^{1/2}}. \quad (1.4)$$

Из формулы (1.4) следует, что для кубической ячейки с ребром a расстояния между плоскостями с большими индексами Миллера меньше расстояний между плоскостями, имеющими малые индексы. В атомных плоскостях с большими индексами более высокая плотность расположения атомов (количество атомов на единице площади). При описании физических и химических свойств твердого тела в большинстве случаев наиболее важны плоскости с небольшими индексами. Плоскости с индексами более 3 анализируют очень редко. Для описания основных свойств кристалла представляют интерес примерно лишь 15 групп плоскостей.

1.4 Обратная решетка

В физике твердого тела при анализе явлений, связанных с периодическим положением атомных частиц, используют понятие «обратная решетка». Она реально не существует в кристалле, а представляет собой удобную абстракцию, позволяющую математически

просто и точно описывать условия, в которых протекает то или иное явление в кристаллическом теле.

Обратная решетка – это периодическая решетка в абстрактном пространстве, элементарные векторы трансляции \mathbf{b}_i которой связаны с основными векторами трансляции \mathbf{a}_j исходной атомной решетки условиями

$$\mathbf{b}_i \mathbf{a}_j = \begin{cases} 2\pi, & i = j \\ 0, & i \neq j \end{cases} \quad (1.5)$$

Координаты узлов обратной решетки задают вектором трансляции $\mathbf{G} = \sum_i L_i \mathbf{b}_i$, где L_i – произвольные целые числа, $i = 1, 2, 3$ для трехмерной решетки или $i = 1, 2$ – для двухмерной. Размерность обратной решетки совпадает с размерностью прямой решетки. Так, для трехмерной прямой решетки обратная решетка является также трехмерной с элементарными векторами трансляции, равными в соответствии с условиями

$$\begin{aligned} \mathbf{b}_1 &= 2\pi[\mathbf{a}_2\mathbf{a}_3]/V; \\ \mathbf{b}_2 &= 2\pi[\mathbf{a}_3\mathbf{a}_1]/V; \\ \mathbf{b}_3 &= 2\pi[\mathbf{a}_1\mathbf{a}_2]/V. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Здесь $V = (\mathbf{a}_1[\mathbf{a}_2\mathbf{a}_3])$ – объем элементарной ячейки прямой решетки. Объем элементарной ячейки обратной решетки равен $(2\pi)^3/V$.

В обратной решетке вектор $\mathbf{G}_{hkl} = h\mathbf{b}_1 + k\mathbf{b}_2 + l\mathbf{b}_3$ перпендикулярен плоскости с кристаллографическими индексами hkl .

Симметрия обратной решетки полностью определяется симметрией решетки Браве. Например, обратная решетка для простой кубической решетки – простая кубическая, для гранецентрированной кубической – объемноцентрированная кубическая (и наоборот) и т.д.

Обратная решетка является важным математическим образом, находящим многочисленные применения в геометрической кристаллографии, в теории дифракции и структурном анализе кристаллов, в физике твердого тела.

Например, понятие обратной решетки используется для описания периодического распределения отражающей способности кристалла по отношению к рентгеновским лучам. Отражение рентгеновских лучей от плоскостей структуры кристалла описывается формулой Вульфа-Брэгга, из которого следует, что при постоянной длине волны рентгеновского излучения λ большому межплоскостному расстоянию для семейства параллельных отражающих плоскостей d отвечает малый угол падения θ , т.е., чем больше межплоскостное расстояние, тем ближе направления отраженных лучей к направлению падающего пучка.

Каждый узел обратной решетки соответствует возможному отражению от плоскостей прямой решетки кристалла. Направление вектора обратной решетки \mathbf{G}_{hkl} совпадает с направлением отражения от плоскостей hkl в прямой решетке, а n -ый узел обратной решетки в этом ряду отвечает отражению n -го порядка от этих плоскостей.

1.5 Кристаллические структуры твердых тел

Структура кристалла – это конкретное расположение частиц в пространстве. Описывая структуру, необходимо указать вид и размер частиц, а также расстояния между ними. Если вещества кристаллизуются в сходных друг с другом решетках, то говорят, что они относятся к одному *структурному типу*. У кристаллов, принадлежащих к одному структурному типу, элементарные ячейки одинаковы с точностью до подобия. Опишем некоторые наиболее часто встречающиеся структурные типы.

Опытные данные показывают, что большинство металлов и полупроводников кристаллизуются в объемно- и гранецентрированных кубических, а также в гексагональных плотноупакованных решетках.

Металлы с ГЦК решеткой, относятся к *структурному типу меди*. К ним относятся, например, золото, серебро, никель, алюминий, кальций, свинец, α -кобальт и др. Все эти металлы сравнительно мягкие, пластичные, легко обрабатываются. Структурой типа меди обладают некоторые твердые растворы, например твердый раствор меди в золоте (Cu–Au), а также многие так называемые интерметаллические соединения (MgZn, NaSn, Au₄Al и др.). Атомы в веществах со структурным типом меди располагаются в вершинах и центрах граней куба с ребрами, равными по длине периоду элементарной ячейки. На элементарную ячейку приходится 4 атома. Каждый атом окружен 12 ближайшими атомами, т.е. координационное число $n = 12$. Структура характеризуется плотной кубической трехслойной упаковкой ABCABC...

ОЦК структура характерна для *структурного типа вольфрама*. К этому типу, кроме самого вольфрама, относятся тугоплавкие металлы: хром, ванадий, молибден, ниобий, тантал, β -кобальт, α -железо и другие. Атомы располагаются по вершинам и в центре ячейки, т.е. на ячейку приходится 2 атома. Эта структура не относится к плотно упакованным. Расстояния между атомами равны $a\sqrt{3}/2$, где a – период элементарной ячейки.

Другой структурный тип, характерный для некоторых металлических кристаллов – *тип магния*. Элементарная ячейка магния гексагональная примитивная. К структурному типу относятся, например кадмий, бериллий, таллий, титан, никель и др., интерметаллические соединения, AgCd, AuCd, CuCd₃ и т. д. Элементарная ячейка построена на трех трансляциях, две из которых лежат в плотно упакованном слое атомов и составляют между собой угол $\gamma = 120^\circ$, а третья перпендикулярна этому слою. В структуре магния на элементарную ячейку приходится 2 атома магния. Каждый атом окружен 12 ближайшими атомами: 6 в том же слое и 3 в соседних слоях сверху и снизу. Следовательно, координационное число, характерное для данного структурного типа, $n = 12$. В идеальных плотно упакованных гексагональных решетках металлов отношение высоты элементарной ячейки c к расстоянию a между соседними атомами равно 1,633, хотя сами периоды c и a для разных веществ различны.

Многие щелочногалоидные кристаллы относятся к *структурному типу каменной соли* NaCl (рис. 1.12). Крупные ионы Cl⁻ (анионы) образуют кубическую плотнейшую упаковку, в которой все октаэдрические пустоты заселены катионами Na⁺. Тетраэдрические пустоты не заполнены. Для структуры NaCl координационное число $n = 6$ для обоих сортов атомов, т. е. каждый атом Na окружен 6 атомами Cl и наоборот.

Коэффициент упаковки в структуре NaCl $\eta = 52,3 \%$, т.е. около половины объема ячейки приходится на пустоты между атомами. Период ячейки NaCl $a = 5,64 \text{ \AA}$. Решетку такого типа можно рассматривать как совокупность двух гранецентрированных решеток, смещенных друг относительно друга на $\frac{1}{2}$ пространственной диагонали куба, каждая из которых содержит ионы лишь одного знака. Структурным типом NaCl характеризуются, например, окислы переходных элементов: титана (TiO), железа (FeO), никеля (NiO).

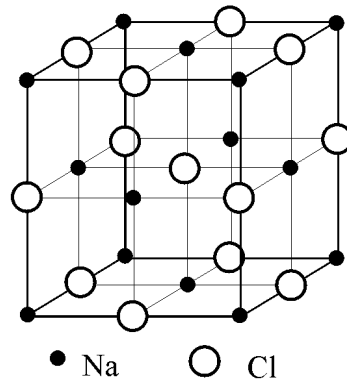


Рис. 1.12 – Структура NaCl (каменной соли)

На рис. 1.13 изображены *структуры сульфида цинка ZnS*. Этим структурными типами характеризуются многие бинарные соединения (например, арсенид галлия GaAs, окись цинка ZnO). В природе ZnS встречается в двух полиморфных модификациях:

1) *Обычная цинковая обманка, или сфалерит* (рис. 1.13, а), имеет в основе кубическую упаковку анионов цинка Zn, одна половина тетраэдрических пустот которой занята катионами серы S. Структуру сфалерита можно описать как две ГЦК-решетки – серы и цинка, смещенные друг относительно друга на четверть пространственной диагонали куба.

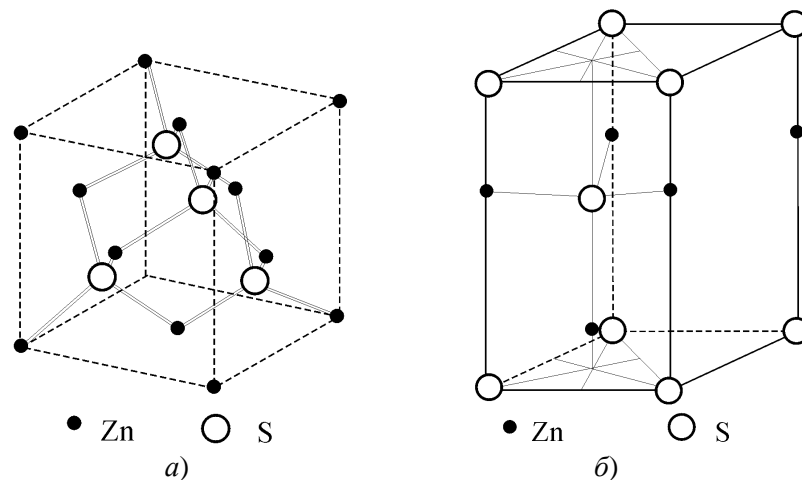


Рис. 1.13 – Структура сфалерита (а) и вюрцита (б)

2) Гексагональная модификация – *вюрцит* (рис. 1.13, б) – имеет в основе плотнейшую гексагональную упаковку анионов серы, а катионы цинка занимают половину тетраэдрических пустот.

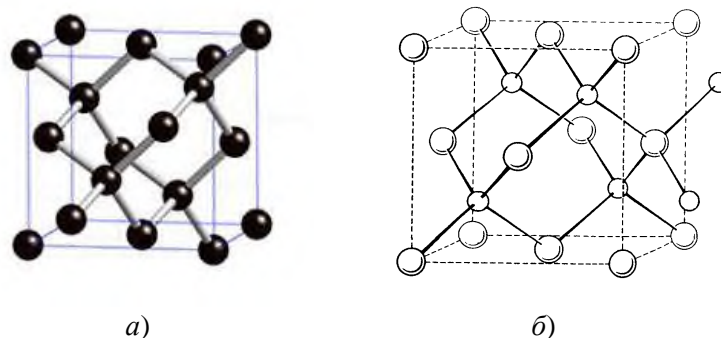


Рис.1.14 – Структура алмаза (а) и арсенида галлия (б)

ГЦК-структура цинковой обманки идентична структуре алмаза (рис. 14, *a*), если в ней атомы цинка и серы заменить атомами углерода. К структурному типу алмаза относятся такие полупроводники, как арсенид галлия GaAs (рис. 1.14, *b*), кремний (Si), германий (Ge) и др.

Перечисленными структурными типами, конечно, не исчерпывается все их многообразие. Более полно эти сведения изложены в учебниках по кристаллографии.

1.6 Дефекты в кристаллах

Все реальные твердые тела (монокристаллические и поликристаллические) содержат дефекты структуры, являющиеся нарушениями периодичности пространственного расположения атомов. Влияние дефектов на физические свойства кристаллов чрезвычайно разнообразно. Оно определяется характером сил связи в кристаллах, их энергетической структурой (металлы, полупроводники или диэлектрики). Если фундаментальные физические свойства вещества определяются его химическим составом и идеальной структурой, то некоторые изменения этих свойств и придание новых оптических, электронных, механических и других характеристик можно осуществить введением или изменением концентрации дефектов в них.

Некоторый беспорядок в расположении атомов в кристалле вносит уже тепловое движение. Поскольку атомы колеблются в произвольных направлениях, их мгновенное расположение в какой-либо момент времени отличается от такового в другой момент и является в некоторой степени неупорядоченным. Однако само по себе тепловое движение оказывается причиной только слабого отклонения свойств реального кристалла от идеального, поскольку статистически в среднем центры колебаний расположены в узлах идеальной решетки.

В реальном кристалле неизбежны другого рода нарушения порядка, характерного для идеального, и они представляют собой уже настоящие дефекты. По своей природе дефекты решетки идеального кристалла разделяют на *собственные* (или *структурные*) и *примесные* (*химические*). Под химическими дефектами понимают связанные с наличием примесей отклонения от правильной решетки идеального кристалла. К структурным, собственным, дефектам относят геометрические отклонения от регулярного расположения атомов в идеальном кристалле. Геометрическая классификация структурных дефектов основывается на их пространственной протяженности, по отношению к числу направлений, в которых нарушено периодическое расположение атомов в решетке. На этой основе выделяют четыре класса дефектов:

1. Точечные (нульмерные), размеры которых не превышают одного или нескольких межатомных расстояний. К ним относятся вакансии, межузельные атомы, дефекты Френкеля и Шоттки.
2. Линейные (одномерные), представляющие собой нарушение периодичности в одном измерении. К ним относятся дислокации, микротрещины.
3. Поверхностные (двумерные), к которым относятся границы зерен и двойников, дефекты упаковки, межфазные границы, стенки доменов, поверхность кристалла.
4. Объемные (трехмерные) – это микропустоты.

Точечный дефект – это локальное нарушение кристаллической структуры, размеры которого во всех трех измерениях сравнимы с одним или несколькими (немногими) межатомными расстояниями. К простейшим точечным дефектам относятся *вакансии* – отсутствие атома или иона в узле кристаллической решетки и *межузельные* внедренные атомы, находящиеся в пустотах кристаллической решетки. Важнейшей особенностью точечных дефектов в ионных и ковалентных кристаллах является то, что они могут быть как электрически нейтральны, так и иметь заряд. Однако в целом кристалл остается электрически нейтрален. Условие электронейтральности обеспечивается образованием равного количества положительно и отрицательно заряженных дефектов, образованием сложных дефектов или свободных электронов и дырок.

Возникновение точечных дефектов в твердом теле может быть обусловлено различными процессами, происходящими как за счет флуктуаций тепловой энергии внутри самого твердого тела, так и при внешнем воздействии на него. Один из методов получения избыточного при данной температуре количества точечных дефектов состоит в резком охлаждении от более высокой температуры – *закалке*. Ее часто применяют для получения необходимых свойств материала. Другой способ создания избыточных дефектов заключается в сильной деформации кристаллической решетки *ковкой* или *прокаткой*. Третий метод состоит в облучении твердого тела атомами или частицами с высокой энергией, например, путем облучения в циклотроне или быстрыми нейтронами в ядерном реакторе. Кроме того, дефекты возникают при встречной диффузии с разными парциальными коэффициентами диффузии (эффект Киркендала).

Согласно основным принципам статистической физики, даже в том случае, когда средняя кинетическая энергия атомов очень мала, всегда найдется некоторое количество атомов с большей энергией, достаточной для выхода атома из узла кристаллической решетки. Перемещаясь по кристаллу и отдавая часть своей энергии другим атомам, такой атом может разместиться в междоузлиях. Совокупность атома в междоузлии и вакансии называется *дефектом по Френкелю* (или *парой Френкеля*) (рис. 1.15). Вакансия и междоузельный атом связаны значительными упругими силами.

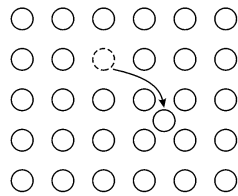


Рис. 1.15 – Образование дефекта по Френкелю

Дефекты по Френкелю легко возникают в кристаллах, содержащих значительные межатомные пустоты. Примером таких кристаллов могут служить вещества со структурой алмаза или каменной соли. В кристаллической решетке некоторых металлов с плотной упаковкой такими дефектами могут быть только примесные атомы с меньшими радиусами.

В ковалентных кристаллах, таких как алмаз, вюрцит, цинковая обманка, размеры междоузельных пустот достаточно велики, что позволяет размещаться в них атомам примесей. В ионных кристаллах размеры пустот уменьшаются, но все же упаковка ионов оставляет некоторое свободное пространство. Однако часто ионы сильно отличаются по размеру, и в результате упаковка получается довольно плотная. Поэтому вероятность появления междоузельных атомов в ионных соединениях существенно изменяется от одного вещества к другому.

Вакансия и междоузельный атом вызывают локальные упругие искажения за счет симметричного смещения окружающих их атомов в направлении от центра или к центру дефекта (рис. 1.16). В случае междоузельного атома всегда имеет место эффект сжатия окружающей этот атом решетки. Это приводит к увеличению среднего периода решетки. Для вакансий наблюдается противоположный эффект.

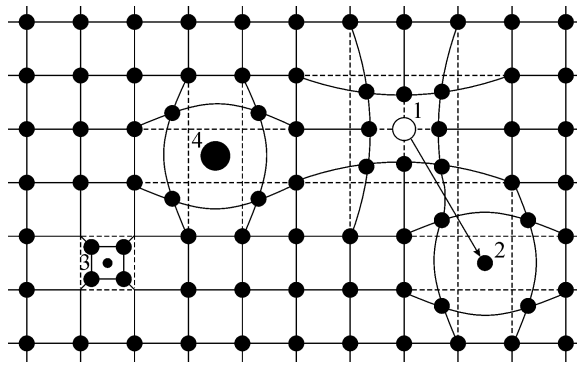


Рис. 1.16 – Образование упругих смещений, вызываемых точечными дефектами: 1 – вакансия; 2 – собственный межузельный атом; 3 – атом примеси внедрения меньший, чем атомы в узлах решетки; 4 – атом примеси внедрения больший, чем атомы в узлах решетки

При введении в решетку кристалла атомов примеси также происходят упругие смещения атомов кристаллической решетки в результате того, что размеры примесных атомов всегда отличаются от размеров атомов кристаллической решетки. Если атомы примеси располагаются в узлах кристаллической решетки, то образуется твердый раствор замещения, если же в междоузлиях – твердый раствор внедрения.

Точечные *дефекты по Шоттки* в основном встречаются в кристаллах с плотной упаковкой, где образование межузельных атомов затруднено или энергетически невыгодно. Некоторые атомы из приповерхностного слоя в результате теплового движения могут выйти из кристалла на поверхность (рис. 1.17). Вакансия в освободившемся узле может затем мигрировать в объем кристалла. Образование дефектов по Шоттки уменьшает плотность кристалла, так как растет его объем при постоянной массе, тогда как при образовании дефектов Френкеля плотность остается неизменной, поскольку объем всего тела не меняется. Измерения плотности показывают, что, например, в чистых щелочно-галогенидных кристаллах преобладают дефекты по Шоттки, тогда как для чистых кристаллов галогенидов серебра характерны дефекты Френкеля.

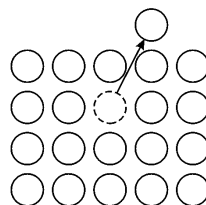


Рис. 1.17 – Образование дефекта по Шоттки

Точечные дефекты, возникающие при облучении кристалла быстрыми частицами, называются *радиационными*. Основное отличие этого вида точечных дефектов от рассмотренных выше тепловых состоит в том, что они термодинамически неравновесны, т.е. после прекращения бомбардировки быстрыми частицами состояние кристалла не стационарно. Основные процессы, приводящие к появлению радиационных дефектов, следующие:

- упругие столкновения быстрых частиц с ядрами атомов кристалла;
- возбуждение электронных оболочек атомов и их ионизация;
- ядерные превращения – переход части атомов в кристалле в радиоактивное состояние и превращение их после распада в примесные центры.

В зависимости от природы излучения, энергии быстрых частиц и свойств самого кристалла одни процессы могут преобладать над другими.

Для возникновения радиационных точечных дефектов наибольшее значение имеет первый из перечисленных процессов. Быстрая частица, испытав столкновение с атомом

твёрдого тела, передает ему некоторую кинетическую энергию. Если эта энергия превышает некоторое *пороговое* значение E_d , то атом, выбитый из узла решетки, движется через кристалл. В результате на его месте возникает вакансия. Если же энергия, полученная атомом при столкновении, меньше E_d , то возникают лишь упругие волны небольших смещений, передающиеся от атома к атому, энергия которых затем переходит в энергию теплового движения атомов.

Для кристаллов, энергия связи в которых составляет приблизительно 10 эВ, значение пороговой энергии $E_d \approx 25$ эВ. Если значение энергии выбитого в междоузлие атома значительно превышает пороговое, то эти атомы сами могут выбить следующие атомы с их мест. Такие атомы называются *атомами отдачи*. Первичные атомы отдачи могут вызвать появление вторичных, третичных и т. д., до тех пор, пока энергия следующего выбитого атома не станет меньше значения E_d для данного материала.

Радиационные точечные дефекты, в отличие от тепловых, всегда парные (по Френкелю). Итог облучения твёрдого тела быстрыми частицами может состоять в том, что на пути движущейся в кристалле быстрой частицы образуется сильно разупорядоченная область (рис. 1.18), размеры и форма которой зависят от энергии, массы и природы быстрой частицы, массы атомов кристалла, его температуры и структуры. Образуется каскад смещений.

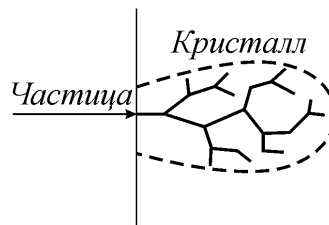


Рис. 1.18 – Схема образования разупорядоченной области в кристалле (выделена пунктиром) за счет каскада смещений атомов (сплошные линии)

Этот процесс происходит за очень короткое время (10^{-13} - 10^{-15} с). После этого наступает длительный процесс релаксации, по окончании которого тело приходит в термодинамическое равновесие.

В некоторых твердых телах даже в условиях комнатных или более низких температур первичные радиационные дефекты могут перемещаться по кристаллу, встречаясь с другими дефектами. При этом вероятны как процессы аннигиляции вакансий и межузельных атомов, так и их объединение в более устойчивые вторичные дефекты. Окончательное распределение дефектов определяется количеством первоначально смещенных атомов и природой кристалла.

Некоторая критическая концентрация радиационных дефектов может приводить к нарушению устойчивости кристаллического состояния, его переходу в аморфное состояние, что негативно отражается на механических и других свойствах материала. Поэтому, например, при выборе конструкционных материалов для реакторов большой мощности необходимо учитывать изменение свойств материала под действием излучения.

К **линейным дефектам** в кристаллах относят **дислокации** – нарушения регулярности решетки вдоль линии, представляющие собой линейные искажения типа обрыва или сдвига атомных слоев, нарушающие правильность их чередования. Поперечные размеры линейного дефекта не превышают одного или нескольких межатомных расстояний, а длина может достигать размеров кристалла. Понятие о дислокации было введено в 40-е годы 20 в. Френкелем и Тейлором для объяснения механизма процесса пластической деформации.

Линейную дислокацию удобно рассмотреть на примере однородного изотропного (например, резинового) упругого цилиндра (рис. 1.19).

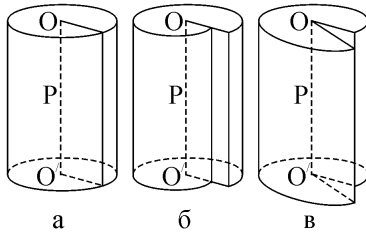


Рис. 1.19 – Образование линии дислокации в упругом однородном цилиндре

Разрежем цилиндр вдоль плоскости P (рис. 1.19, а), сместим края так, как показано на рис. 1.19, б и в, и склеим. Линия OO', определяющая область, в которой сдвиг произошел от области, где сдвига нет (рис. 1.19, в), получила название *дислокации*.

В отличие от рассмотренного примера, кристалл имеет дискретное строение и в общем случае анизотропен, поэтому накладываются ограничения на характер возможных смещений. Допускаются только те смещения, которые соответствуют свойствам симметрии кристаллической решетки.

Рассмотрим сдвиговую дислокацию. На $n+1$ атомных плоскостях выше плоскости скольжения приходится n плоскостей ниже плоскости скольжения. Дислокация OO' (или *ось дислокации*) представляет собой край полуплоскости MNO'O и получила название *краевой* (рис. 1.20). *Краевая дислокация* перпендикулярна вектору сдвига. Если «лишняя» полуплоскость находится в верхней части кристалла, то дислокацию называют *положительной* и обозначают значком \perp , если в нижней части – *отрицательной* и обозначают значком Γ . Область вблизи оси дислокации, составляющая 3–4 межатомных расстояния, представляющая собой некую трубку вокруг линии дислокации, называют *ядром дислокации*.

Приложение напряжения сдвига приводит к перемещению краевой дислокации, причем смещение ее оси OO' на одну трансляцию означает смену полуплоскости, образующей в данный момент дислокацию. Перемещение краевой дислокации через весь кристалл приведет к сдвигу части кристалла на одно межатомное расстояние. Результатом этого является пластическая деформация кристалла (рис. 1.21), т. е. части кристалла оказываются смещены друг относительно друга на одну трансляцию.

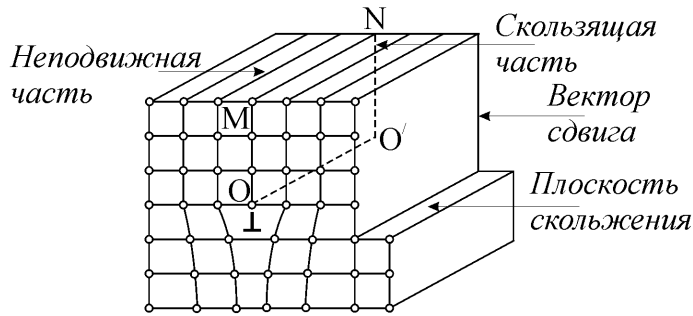


Рис. 1.20 – Краевая дислокация OO', возникшая в результате сдвига

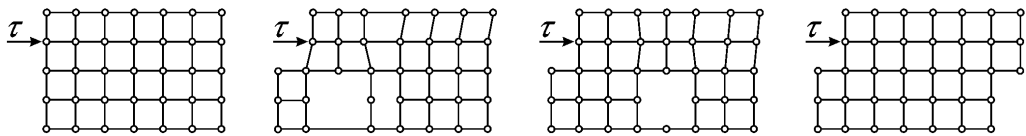


Рис. 1.21 – Пластическая деформация как результат движения краевой дислокации под действием напряжения сдвига τ

Еще одним типом линейных дефектов являются *винтовые дислокации*. Бюргерсом (*Johannes Martinus Burgers* – нидерландский физик) было дано представление о *винтовой дислокации*. Пусть в кристалле произведен такой сдвиг, при котором линия дислокации OO' (рис. 1.22, а), отделяющая область, где он произошёл, от области, где сдвига нет, параллельна вектору сдвига. В этом случае кристалл можно представить в виде атомной плоскости, «закрученной» вокруг оси дислокации OO' винтом. Такая дислокация названа винтовой (рис. 1.22, б).

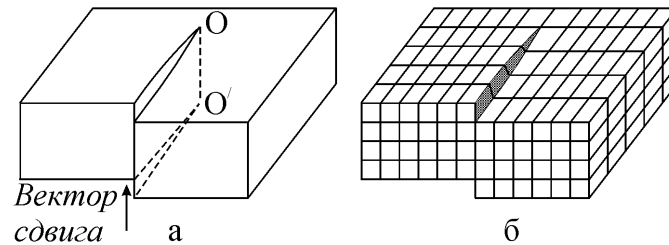


Рис. 1.22 – Винтовая дислокация

Таким образом, и винтовая, и краевая дислокации – это граница между сдвинутой и несдвинутой частями кристалла (область незавершенного сдвига) или нарушение правильности структуры вдоль некоторой линии, которая не может оборваться внутри кристалла. Линия дислокации должна либо выходить на поверхность кристалла, либо разветвляться на другие дислокации, либо образовывать внутри кристалла замкнутые петли или взаимосвязанную сетку. Именно последняя возможность чаще всего реализуется в кристаллах.

Вопросы: Какую природу имеют силы притяжения и силы отталкивания атомов в твердом теле? Какая химическая связь является самой сильной? Чем отличается металлическая связь от ковалентной? С какой целью в физике твердого тела используют ячейку Вигнера-Зейца? Что характеризуют в кристалле индексы Вейса и Миллера? Где используется понятие обратной решетки? К какому структурному типу относятся алмаз, кремний и германий? В чем состоит отличие дефектов Френкеля и Шоттки? Какой вид дислокации чаще всего реализуется в кристаллах?

Тема 2

ОСНОВЫ ЗОННОЙ ТЕОРИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Зонная теория – один из основных разделов квантовой теории твердых тел – объяснила имеющиеся противоречия классической теории и предсказала ряд новых явлений. Согласно этой теории, разрешенные значения энергии электронов в твердом теле образуют определенные интервалы – разрешенные зоны, которые могут быть отделены друг от друга запрещенными зонами. Зонная теория объясняет ряд физических свойств, в частности, механизмы электропроводности твердых тел. Основы зонной теории созданы немецким физиком Нобелевским лауреатом Ф. Блохом (F. Bloch, 1928 г.) и французским физиком Л. Бриллюэном (L. Brillouin, 1930 г.). Блох сформулировал фундаментальную теорему (1929 г.), устанавливающую вид волновой функции электрона, находящегося в поле с периодически распределенным потенциалом, в частности в кристаллической решетке. Волновые функции этих (так называемых блоховских) электронов представляют собой решение уравнения Шрёдингера (1926 г., E. Schrödinger, австрийский физик, лауреат Нобелевской премии) – основного уравнения квантовой механики. В основу квантовой механики легла гипотеза французского физика Л. де Бройля (L. De Broglie, лауреат Нобелевской премии) о двойственной природе микрочастиц – корпускулярно-волновом дуализме (1924 г.). Подтвержденная на опыте идея де Бройля принципиально изменила представления о физической структуре микромира. Итальянский физик, Нобелевский лауреат Э. Ферми (E. Fermi) ввел понятие изоэнергетической поверхности (Ферми-поверхность), соответствующей энергии (Ферми-энергия, или уровень Ферми), ниже которой при $T=0\text{K}$ все энергетические состояния частиц или квазичастиц заполнены, а выше – пусты. При определении Ферми-поверхностей используют представления о зонах Бриллюэна – областях обратной решетки, в пределах которых энергия частиц (например, электронов в кристалле) меняется непрерывно, а следовательно, непрерывно и движение волнового вектора в пределах зоны Бриллюэна. При определенных допущениях зонная теория применима для описания физических свойств некристаллических твердых тел.

Зонная теория – «сердце» квантовой теории твердых тел, объясняет физическую суть перемещений электронов в полупроводниках. Её основной результат достаточно прост: энергии электронов в полупроводниках могут принимать определенные значения в пределах разрешенных зон, которые отделены друг от друга запрещенными зонами. Зонная теория представляет собой фундаментальный результат применения представлений квантовой механики в физике твердого тела, позволивший ввести объяснение атомных явлений в русло классической физики.

2.1 Квантовомеханические предпосылки зонной теории

2.1.1 Корпускулярно-волновой дуализм

Квантовые свойства были открыты у электромагнитного поля после исследования М. Планком законов теплового излучения (1900 г). Он предложил понятие «кванты электромагнитного поля». Квант электромагнитного поля или *фотон* – нейтральная элементарная частица с нулевой массой и спином, равным 1. Фотоны являются переносчиками электромагнитного взаимодействия между заряженными частицами и сами во многом

похожи на частицы (корпускулы), т.е. обладают определенной энергией и импульсом. В то же время фотоны обуславливают волновые свойства электромагнитного излучения, которые проявляются в явлениях дифракции и интерференции света. Таким образом, возникло представление о двойственной природе фотона, или о корпускулярно-волновом дуализме.

В 1924 г. Л. де Бройль высказал гипотезу о том, что корпускулярно-волновой дуализм присущ всем без исключения движущимся материальным частицам – электронам, протонам, атомам и т.п. Количественные соотношения между волновыми и корпускулярными характеристиками частиц те же, что и установленные ранее для фотонов. Частице с энергией E и импульсом p соответствует волна с частотой $\nu = E/h$ и длиной $\lambda = h/p$, где h – постоянная Планка. Эти волны получили название *волн де Бройля*.

Для частиц, движущихся с не очень высокой скоростью ($v \ll c$), длина волны равна $\lambda = h/(mv)$, где m и v – масса и скорость частицы. Следовательно, длина волны де Бройля тем меньше, чем больше масса частицы и ее скорость. Например, частице с массой в 1 г, движущейся со скоростью 1 м/с, соответствует волна де Бройля с $\lambda \approx 10^{-18}$ Å, что лежит за пределами доступной наблюдению области длин волн. Поэтому волновые свойства несущественны в механике макроскопических тел. Для электронов с энергиями от 1 эВ до 10 кэВ длины волн де Бройля лежат в диапазоне от 10 Å до 0,1 Å, т.е. в интервале длин волн рентгеновского излучения. Поэтому волновые свойства электронов проявляются при рассеянии на тех же кристаллах, на которых наблюдается дифракция рентгеновских лучей.

Гипотеза де Бройля была подтверждена экспериментально в 1927 г. Американские физики К. Дэвиссон (K. Davisson) и Л. Джермер (L. Germer) обнаружили, что пучок электронов, рассеивающийся на естественной дифракционной решетке (кристалл никеля), дает отчетливую дифракционную картину. Дифракционные максимумы соответствовали формуле Вульфа-Брэгга ($2d\sin\theta = m\lambda$, где d – расстояние между кристаллографическими плоскостями; θ – угол скольжения лучей; $m = 1, 2, 3, \dots$), а длина волны λ оказалась точно равной длине волны де Бройля. В дальнейшем формула де Бройля была подтверждена многочисленными опытами.

Согласно корпускулярно-волновой природе вещества, для описания микрочастиц используют как волновые, так и корпускулярные представления (табл. 2.1). Однако, корпускулярно-волновая двойственность свойств частиц, изучаемых в квантовой механике, приводит к принципиальному вопросу о границе применимости понятий классической физики в микромире. Ответ на него дает *принцип неопределенности* (соотношение неопределенностей) – фундаментальное положение квантовой теории, утверждающее, что любая физическая система не может находиться в состояниях, в которых координаты ее центра инерции и импульс одновременно принимают вполне определенные, точные значения.

Таблица 2.1 –Связь между корпускулярными и волновыми свойствами свободных частиц, обладающих массой m и скоростью v

Корпускулярные свойства	Волновые свойства
Скорость v	Длина волны де Бройля $\lambda = h/(mv) = h/p$

Импульс p	Частота волны де Бройля $\nu = E / h$
Энергия свободной частицы $E = p^2 / (2m)$	Групповая скорость волн де Бройля $u = v$ Фазовая скорость волн де Бройля $\nu_{\text{фаз}} = c^2 / v$

Согласно соотношению неопределенностей, микрочастица (микрообъект) не может иметь одновременно и определенную координату (x, y, z), и определенную соответствующую проекцию импульса (p_x, p_y, p_z). Неопределенность значений этих характеристик удовлетворяет условиям:

$$\Delta x \Delta p_x \geq h, \Delta y \Delta p_y \geq h, \Delta z \Delta p_z \geq h, \quad (2.1)$$

где $\Delta x, \Delta y$ и Δz – неточности в определении координат частицы; $\Delta p_x, \Delta p_y, \Delta p_z$ – неточности в определении проекции импульса p частицы на эти координаты.

Из соотношений (2.1) следует, что чем точнее определена одна из входящих в неравенство величин, тем менее определено значение другой. Ввиду малости величины h соотношения неопределенностей существенны в основном для микрообъектов атомных (и меньших) масштабов и не проявляются в опытах с конденсированными телами.

Принцип неопределенности, открытый в 1927 г. немецким физиком В. Гейзенбергом (W. Heisenberg, лауреат Нобелевской премии 1932 г.), сыграл ключевую роль в выяснении закономерностей внутриатомных явлений и построении квантовой механики.

2.1.2 Волновые функции и уравнение Шрёдингера

Поскольку всем микрообъектам (по традиции за ними сохранился термин «частицы») присущи и корпускулярные, и волновые свойства, то очевидно, любую из этих «частиц» нельзя считать ни частицей, ни волной в классическом понимании. Возникла потребность в теории, согласно которой волновые и корпускулярные свойства материи выступали бы не как исключаяющие, а как взаимно дополняющие друг друга. Такая теория – *волновая*, или *квантовая механика* – появилась благодаря концепции де Бройля. Последняя нашла отражение даже в названии «волновая функция» для величины, описывающей в этой теории состояние системы.

Исторически название «волновая функция» возникло из-за того, что уравнение, определяющее эту функцию, похоже на уравнение, описывающее волновые процессы. Волновая функция характеризует состояние квантовых объектов, изменения которых во времени описываются уравнением Шрёдингера.

Уравнение Шрёдингера – основное динамическое уравнение нерелятивистской квантовой механики, которое играет в квантовой механике такую же фундаментальную роль, как уравнения движения Ньютона в классической механике и уравнения Максвелла в классической электродинамике. Термин «нерелятивистская механика» означает, что частицы движутся со скоростями, несоизмеримыми со скоростью света. Уравнение Шрёдингера постулируется. Оно не может быть выведено из более простых представлений, как не могут быть выведены законы Ньютона. Уравнение Шрёдингера, следовательно, является просто законом физики, объясняющим физические явления. Его справедливость доказана тем, что выводы квантовой механики, полученные с помощью этого уравнения в атомной и ядерной физике, находятся в хорошем согласии с опытом.

Решение уравнения Шрёдингера позволяет определить стационарные состояния и энергетический спектр совокупности большого числа атомных ядер и электронов в кристалле. В общем виде уравнение Шрёдингера имеет вид:

$$\hat{H}\Phi = \varepsilon\Phi, \quad (2.2)$$

где \hat{H} – гамильтониан кристалла; Φ – его волновая функция; ε – энергия кристалла. Волновая функция кристалла зависит от координат всех электронов \mathbf{r}_i и всех атомных ядер \mathbf{R}_α :

$$\Phi = \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n, \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_N).$$

Оператор Гамильтона включает в себя:

1) оператор кинетической энергии электронов

$$\sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right),$$

где \hbar – постоянная Планка h , делённая на 2π ($\hbar = \frac{h}{2\pi}$); m_0 – масса электрона;

$\Delta_i = \frac{d^2}{dx_i^2} + \frac{d^2}{dy_i^2} + \frac{d^2}{dz_i^2}$ – оператор Лапласа для i -го электрона;

2) оператор кинетической энергии ядер

$$\sum_\alpha \left(-\frac{\hbar^2}{2M_\alpha} \Delta_\alpha \right),$$

где M_α – масса ядра; $\Delta_\alpha = \frac{d^2}{dX_\alpha^2} + \frac{d^2}{dY_\alpha^2} + \frac{d^2}{dZ_\alpha^2}$;

3) потенциальную энергию парного взаимодействия электронов

$$\frac{1}{2} \sum_i \sum_{\substack{j \\ i \neq j}} \frac{e^2}{r_{ij}};$$

4) потенциальную энергию парного взаимодействия ядер

$$V_0(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_N);$$

5) потенциальную энергию взаимодействия электронов с ядрами

$$U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n, \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_N).$$

С учётом этих составляющих гамильтониана уравнение Шрёдингера примет вид:

$$\left[\sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) + \sum_\alpha \left(-\frac{\hbar^2}{2M_\alpha} \Delta_\alpha \right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}} + V_0(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_N) + U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n, \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_N) \right] \Phi = \varepsilon\Phi. \quad (2.3)$$

Число независимых переменных в (2.3) определяется полным числом частиц в кристалле, которые в 1 см^3 вещества составляют около 10^{23} . Такая задача в настоящее время не может быть решена в общем виде. Возможно лишь ее приближённое решение, которое достигается с помощью ряда последовательных приближений.

Приближённое решение может быть сведено к задаче движения одного (любого) электрона в поле периодически расположенных в кристалле ионов. Такой подход носит название *одноэлектронного приближения*. В этом приближении вводится ряд упрощающих условий:

1) Большая разница масс атомных ядер и электронов приводит к очень большой разнице в скоростях движения. Поэтому при описании движения электрона можно не учитывать движение ядер, а рассматривать движение электрона в поле неподвижных ядер. Это условие получило название *адиабатического приближения*.

2) Медленное движение ядер можно рассматривать не в поле, создаваемом мгновенным расположением электронов, а в поле, создаваемом средним пространственным распределением зарядов электронов.

3) Взаимодействие каждого электрона с остальными, зависящее от мгновенного расположения всех электронов, рассматривается как взаимодействие электрона с самосогласованным полем, создаваемым средним пространственным распределением зарядов электронов.

Адиабатическое приближение и валентная аппроксимация. Разделим всю систему частиц на легкие (электроны) и тяжёлые (атомные ядра). В равновесном состоянии средние значения кинетической энергии этих частиц одного порядка. Так как масса ядра намного больше массы электрона, т.е. $M_\alpha \gg m_0$, то скорость движения электронов намного превосходит скорость ядер (приблизительно на два порядка). При каждом изменении положения атомных ядер практически мгновенно устанавливается пространственное распределение электронов, соответствующее новому положению ядер. Поэтому можно считать, что движение электронов независимо от движения ядер, а значит, движение электронов и ядер происходит без обмена между ними энергией. Это позволяет в первом приближении рассматривать движение электронов в потенциальном поле фиксированных ядер. В этом случае волновая функция и энергия электронов будут некоторыми функциями, адиабатически меняющимися с изменением расположения ядер, координаты которых будут входить в эти функции как параметры. При изучении движения ядер, напротив, следует учитывать не мгновенное положение электронов, а поле, создаваемое их средним пространственным распределением. Такое приближённое рассмотрение называют *адиабатическим, или приближением Борна-Оппенгеймера*.

Воспользуемся наиболее грубым приближением, полагая, что ядра покоятся. Для этого случая координаты ядер $\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_N$ уже не переменные, а параметры $\mathbf{R}_{10}, \dots, \mathbf{R}_{N0}$, представляющие собой координаты узлов кристаллической решетки. Для случая покоящихся ядер, когда $\mathbf{R}_\alpha = \mathbf{R}_{\alpha 0}$, кинетическая энергия ядер обращается в нуль, а энергия их взаимодействия V_0 принимает постоянное значение. Выбором начала отсчёта энергии ее можно обратить в нуль. С учётом этого уравнение (2.3) упрощается и теперь описывает движение электронов в поле покоящихся ядер. Для этого случая энергии электронов E_e и их волновая функция ψ_e уже параметрически зависят от расположения ядер $\mathbf{R}_{\alpha 0}$. В результате уравнение Шрёдингера для электронов, движущихся в поле покоящихся ядер, запишется в виде:

$$\left[\sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_{j, i \neq j} \frac{e^2}{r_{ij}} + U(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n, \mathbf{R}_{10}, \dots, \mathbf{R}_{N0}) \right] \Psi_e = E_e \Psi_e. \quad (2.4)$$

Для дальнейшего сокращения числа переменных в уравнении (2.4) используется *валентная аппроксимация*. Принимается, что все электроны атома, кроме валентных, вместе с ядром образуют неподвижный атомный остаток (ион). При этом (2.4) записывается только для валентных электронов, движущихся в потенциальном поле фиксированных ионов. Несмотря на проведенные упрощения, уравнение (2.4) не может быть решено в общем виде: по-прежнему это задача для многих частиц, не поддающаяся непосредственному решению.

Одним из наиболее распространённых методов решения многоэлектронной задачи для кристалла является *метод Хартри–Фока*, позволяющий многоэлектронную задачу свести к одноэлектронной. Его идея заключается в том, что энергия попарного взаимодействия электронов заменяется взаимодействием каждого электрона с усреднённым полем всех остальных электронов. Пусть потенциальная энергия i -го электрона в этом поле будет Ω_i . Она зависит от движения не только всех остальных электронов, но и от движения данного электрона, так как его движение оказывает влияние на движение остальных электронов. Это поле получило название *самосогласованного*. Введение самосогласованного поля поз-

воляет в уравнении (2.4) двойную сумму заменить суммой, каждый член которой зависит от координат одного электрона, т.е.

$$\frac{1}{2} \sum_i \sum_{j, i \neq j} \frac{e^2}{r_{ij}} = \sum_i \Omega_i(\mathbf{r}_i), \quad (2.5)$$

где $\Omega_i(\mathbf{r}_i)$ – потенциальная энергия i -го электрона в поле всех остальных электронов.

Аналогично потенциальную энергию взаимодействия электронов с ядрами можно также представить в виде суммы:

$$U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots) = \sum_i U_i(\mathbf{r}_i), \quad (2.6)$$

где $U_i(\mathbf{r}_i)$ – потенциальная энергия i -го электрона в поле всех ядер.

С учётом (2.5) и (2.6) уравнение (2.4) преобразуется к виду

$$\left\{ \sum_i \left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i + \Omega_i(\mathbf{r}_i) + U_i(\mathbf{r}_i) \right] \right\} \Psi_e = E_e \Psi_e. \quad (2.7)$$

Это уравнение можно записать как

$$\hat{\mathbf{H}} \Psi_e = \left(\sum_i \hat{\mathbf{H}}_i \right) \Psi_e = E_e \Psi_e, \quad (2.8)$$

где $\hat{\mathbf{H}}_i$ – гамильтониан i -го электрона, равный:

$$\hat{\mathbf{H}}_i = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i + \Omega_i(\mathbf{r}_i) + U_i(\mathbf{r}_i).$$

Из соотношения (2.8) следует, что гамильтониан кристалла представляет собой сумму гамильтонианов, каждый из которых зависит от координат одной частицы. Это означает, что электроны ведут себя независимо друг от друга (как бы не взаимодействуя), а полная энергия системы частиц равна сумме энергий отдельных электронов:

$$E_3 = E_1 + E_2 + \dots = \sum_i E_i. \quad (2.9)$$

Таким образом, введение согласованного поля позволяет рассматривать электроны в кристалле как *независимые частицы*, т.е. движущиеся независимо друг от друга. (Это служит основанием для представления электронов проводимости в виде идеального газа). Иными словами, введение самосогласованного поля позволяет задачу многих частиц свести к задаче для одного электрона:

$$\hat{\mathbf{H}}_i \Psi = E \Psi, \quad (2.10)$$

где $\hat{\mathbf{H}}_i$, $\Psi(\mathbf{r})$, E – соответственно гамильтониан, волновая функция и энергия электрона в кристалле.

Если ввести обозначение для потенциальной энергии электрона в кристалле через функцию $V(\mathbf{r})$, равную:

$$V(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r}) + \Omega(\mathbf{r}),$$

то уравнение Шрёдингера для электрона в кристалле запишется в виде:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + V(\mathbf{r}) \right] \Psi(\mathbf{r}) = E \Psi(\mathbf{r}). \quad (2.11)$$

Существуют различные способы рационального выбора вида функции $V(\mathbf{r})$ для решения одноэлектронной задачи. Наиболее часто для этого используют состояния электрона, находящегося в потенциальном поле всех ионов решётки, заряд которых в среднем скомпенсирован зарядом валентных электронов, т.е. в поле периодического потенциала. Иными словами, принимается, что член $V(\mathbf{r})$ в уравнении (2.11) есть *полный потенциал кристалла*, обладающий трехмерной периодичностью решётки.

Уравнение Шрёдингера является математическим выражением фундаментального свойства микрочастиц – корпускулярно-волнового дуализма. В предельном случае, когда длины волн де Бройля значительно меньше размеров, характерных для рассматриваемого движения, уравнение Шрёдингера позволяет описать движение частиц по законам классической механики. Переход от уравнения Шрёдингера к уравнениям классической механики, описывающим движения частиц по траекториям, подобен переходу от волновой оптики к геометрической. Аналогия между классической механикой и геометрической оптикой, которая является предельным случаем волновой оптики, сыграла важную роль в установлении уравнения Шрёдингера.

С математической точки зрения уравнение Шрёдингера есть волновое уравнение, по структуре подобное уравнению, описывающему колебания нагруженной струны. Однако, в отличие от уравнения колебания струны, которое дает решения, описывающие геометрическую форму струны в данный момент времени, решения $\psi_n(x, y, z, t)$ уравнения Шрёдингера не имеют прямого физического смысла. Смысл имеет квадрат модуля волновой функции, а именно величина $|\psi_n(x, y, z, t)|^2$, равная вероятности нахождения частицы (системы) в момент времени t в квантовом состоянии n в точке пространства с координатами x, y, z . Эта вероятностная интерпретация волновой функции – один из основных постулатов квантовой механики.

2.1.3 Волна (функция) Блоха

В идеальном кристалле атомы периодически расположены в пространстве. Такое расположение атомов означает, что при смещении кристалла на вектор

$$\mathbf{a}_n = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3,$$

где $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ – периоды идентичности решётки по трём произвольным направлениям, а n_1, n_2, n_3 – произвольные целые числа, кристалл совмещается сам с собой. Из этого следует, что точка с радиусом–вектором \mathbf{r} и точка с радиусом–вектором $\mathbf{r} + \mathbf{a}_n$ физически эквивалентны, поэтому

$$V(\mathbf{r} + \mathbf{a}_n) = V(\mathbf{r}). \quad (2.12)$$

Соотношение (2.12) выражает условие периодичности потенциального поля кристалла.

В периодическом поле кристалла волновая функция электрона $\Psi(\mathbf{r} + \mathbf{a}_n)$ отличается от волновой функции $\Psi(\mathbf{r})$ только постоянным множителем, т.е.

$$\Psi(\mathbf{r} + \mathbf{a}_n) = C\Psi(\mathbf{r}). \quad (2.13)$$

Но из условия нормировки волновой функции следует, что

$$|C|^2 = 1,$$

поэтому можно положить, что

$$C = e^{i\mathbf{k}\mathbf{a}_n}, \quad (2.14)$$

Где \mathbf{k} - постоянный вектор, называемый *волновым вектором*, характеризует квантовое состояние электрона в кристалле.

Поскольку произведение $\mathbf{k}\mathbf{a}_n$ должно быть безразмерным, то волновой вектор имеет размерность обратной длины. Модуль волнового вектора, называемый волновым числом, выражает собой число длин волн, укладывающихся на отрезке 2π , и поэтому равен $k = 2\pi/\lambda$.

С учетом (2.14) выражение (2.13) запишется в виде

$$\Psi(\mathbf{r} + \mathbf{a}_n) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{a}_n}\Psi(\mathbf{r}),$$

откуда

$$\Psi(\mathbf{r}) = e^{-i\mathbf{k}\mathbf{a}_n}\Psi(\mathbf{r} + \mathbf{a}_n) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}U_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}),$$

где

$$U_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{-i\mathbf{k}(\mathbf{r}+\mathbf{a}_n)}\Psi(\mathbf{r} + \mathbf{a}_n).$$

Функция $U_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ обладает трёхмерной периодичностью кристаллической решётки. Таким образом, стационарная волновая функция электрона в периодическом поле кристалла зависит от волнового вектора \mathbf{k} и имеет вид:

$$\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}U_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \quad (2.15)$$

где $e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$ – плоская волна, бегущая в направлении вектора \mathbf{k} ; $U_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ – некая функция координат, зависящая от волнового вектора \mathbf{k} и имеющая периодичность решётки. Выражение (2.15) для $\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ носит название *волны (или функции) Блоха*. Следовательно, волновая функция электрона в периодическом поле кристалла представляет собой плоскую волну, модулированную по амплитуде с периодичностью решётки кристалла и бегущую в направлении волнового вектора.

Если функцию Блоха (2.15) подставить в (2.10), то будем иметь:

$$\hat{\mathbf{H}}_i\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \quad (2.16)$$

Из (2.16) следует, что энергия электрона в кристалле должна зависеть от волнового вектора \mathbf{k} , т.е. $E = E(\mathbf{k})$. Следовательно, решением уравнения Шрёдингера для электрона в периодическом поле кристалла является бегущая плоская волна, модулированная с периодичностью решётки, а закон дисперсии для энергии электрона в кристалле зависит от волнового вектора \mathbf{k} .

Электроны в периодическом поле кристаллической решетки, волновые функции которых являются блоховскими функциями (2.15), называют *блоховскими электронами*. Периодический потенциал $V(\mathbf{r})$, определяющий свойства блоховских электронов, получил название *самосогласованный потенциал*, так как его величина зависит от взаимодействия между всеми электронами и ионами, образующими кристаллическую решетку. Поэтому блоховский электрон представляет собой *квазичастицу*, т.е. частицу, находящуюся в самосогласованном поле окружающих частиц.

Волновые функции блоховских электронов обнаруживают сходство с волновыми функциями свободных электронов; их можно представить как промодулированные по амплитуде плоские волны. Роль сохраняющегося импульса \mathbf{p} , определяющего поведение волновой функции свободного электрона при трансляции на вектор \mathbf{a}_n , у блоховского электрона играет квазиимпульс $\hbar\mathbf{p}$. Истинного сохраняющегося импульса у блоховского электрона нет, так как в силовом поле закон сохранения импульса не выполняется – квазиимпульс сохраняется с точностью до вектора обратной решётки.

Если бы полученные результаты на основе введения самосогласованного поля зависели от численного значения потенциала периодического поля $V(\mathbf{r})$, то в настоящее время, по-видимому, не существовало бы теории твердого тела, так как поля эти неизвестны и не могут быть определены ни теоретически, ни экспериментально. Однако для того, чтобы получить фундаментальные результаты теории, нет необходимости знать численные значения силовых полей, достаточно лишь знать, что это поле периодически в пространстве и что его периоды совпадают с периодами решётки.

2.2 Зоны Бриллюэна

Введенный при обсуждении блоховской функции волновой вектор \mathbf{k} играет в задаче о движении электрона в периодическом поле кристалла такую же роль, какую играет

волновой вектор в задаче о движении свободного электрона. Состояние свободно движущегося электрона характеризуется энергией E и импульсом $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$, которые связаны между собой соотношением:

$$E = \frac{p^2}{2m}. \quad (2.17)$$

Этому электрону соответствует волна де Бройля длиной

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}. \quad (2.18)$$

Учитывая, что $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$, а $\hbar = h/(2\pi)$, получаем из (2.18), что $p = \hbar k$ или в векторной форме

$$\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}, \quad (2.19)$$

т.е. волновой вектор пропорционален импульсу электрона, а энергия свободного электрона связана с волновым вектором соотношением:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}. \quad (2.17, a)$$

Когда на электрон не действуют никакие силы, его энергия остается постоянной, т.е. $E(\mathbf{k}) = \text{const}$. Это значит, что не меняется \mathbf{k} и остается постоянным импульс \mathbf{p} , т.е. выполняются законы сохранения энергии и импульса.

Электрон, движущийся в кристалле (блоховский электрон), подвергается воздействию периодического поля решетки. Энергия этого взаимодействия является периодической функцией координат. Следовательно, энергия и импульс блоховского электрона изменяются со временем под действием этого поля. Пользуясь понятием волнового вектора \mathbf{k} , введенного для электрона в кристалле, т.е. входящего в функцию Блоха (2.16), можно ввести характеристику, аналогичную импульсу, но постоянную во времени:

$$\mathbf{P} = \hbar\mathbf{k}. \quad (2.20)$$

Чтобы подчеркнуть сходство и одновременно отметить отличие фигурирующей в (2.20) величины $\hbar\mathbf{k}$ от истинного импульса, эту величину называют *квазиимпульсом* электрона.

Волновой вектор электрона в кристалле, в отличие от волнового вектора свободного электрона, может принимать множество значений. Условие Блоха (2.16) не нарушается, если волновой вектор \mathbf{k} заменить на вектор $\mathbf{k} + 2\pi\mathbf{G}$, где $\mathbf{G} = \hbar\mathbf{b}_1 + \mathbf{k}\mathbf{b}_2 + \mathbf{l}\mathbf{b}_3$ – вектор обратной решетки (см.1.4). Состояния электрона, характеризуемые волновыми векторами \mathbf{k} и $\mathbf{k} + 2\pi\mathbf{G}$, физически эквивалентны. Другими словами, и волновая функция, и энергия электрона в кристалле являются периодическими функциями волнового вектора \mathbf{k} с периодом $2\pi\mathbf{G}$ (или квазиимпульса \mathbf{P} с периодом $2\pi\hbar\mathbf{G}$):

$$E(\mathbf{k}) = E(\mathbf{k} + 2\pi\mathbf{G}), \quad (2.21)$$

$$E(\mathbf{P}) = E(\mathbf{P} + 2\pi\hbar\mathbf{G}).$$

Если в k -пространстве (или в P -пространстве) построить обратную решетку, растянутую во всех направлениях в 2π раз, то всё k - (или P -) пространство можно разделить на области, в которых имеются физически эквивалентные состояния электронов. Эти области называют *зонами Бриллюэна*. Многогранник минимального объема, построенный вокруг начала координат в k - (или P -) пространстве, содержащий все возможные состояния электрона, называется *первой*, или *основной*, *зоной Бриллюэна*.

Первая зона Бриллюэна представляет собой элементарную ячейку Вигнера-Зейтца обратной решетки. Для определения вида первой зоны Бриллюэна в обратной решетке с параметрами ячейки $2\pi b_1$, $2\pi b_2$, $2\pi b_3$ строят ячейку Вигнера-Зейтца, пользуясь правилами, описанными в 1.2.

Вторая зона Бриллюэна строится аналогичным образом. В обратной решетке, параметры которой увеличены в 2π раз, узел, выбранный за начало отсчета при построении первой зоны Бриллюэна, соединяют прямыми отрезками с ближайшими эквивалентными узлами, лежащими на поверхности второй координационной сферы. Затем, как и при построении первой зоны, строят плоскости, перпендикулярные этим отрезкам и проходящие через их середины. В результате получают замкнутый многогранник, объем которого, образовавшийся после вычитания из него объема первой зоны Бриллюэна, представляет собой вторую зону. Третью и последующие зоны строят таким же образом, используя ближайшие эквивалентные узлы обратной решетки, лежащие на третьей, четвертой и последующих координационных сферах.

В отличие от первой, вторая и последующие зоны Бриллюэна состоят из нескольких отделенных друг от друга областей (рис. 2.1, *a*). В так называемой *приведенной зоне* различные участки одной зоны Бриллюэна, сдвинутые на векторы трансляции обратной решетки, соединены вместе (рис. 2.1, *б*). В результате «приведения», т.е. соединения всех областей одной зоны, становится очевидным, что каждая зона совпадает с элементарной ячейкой обратной решетки, т.е. фактически с первой зоной Бриллюэна, а объемы всех зон Бриллюэна равны.

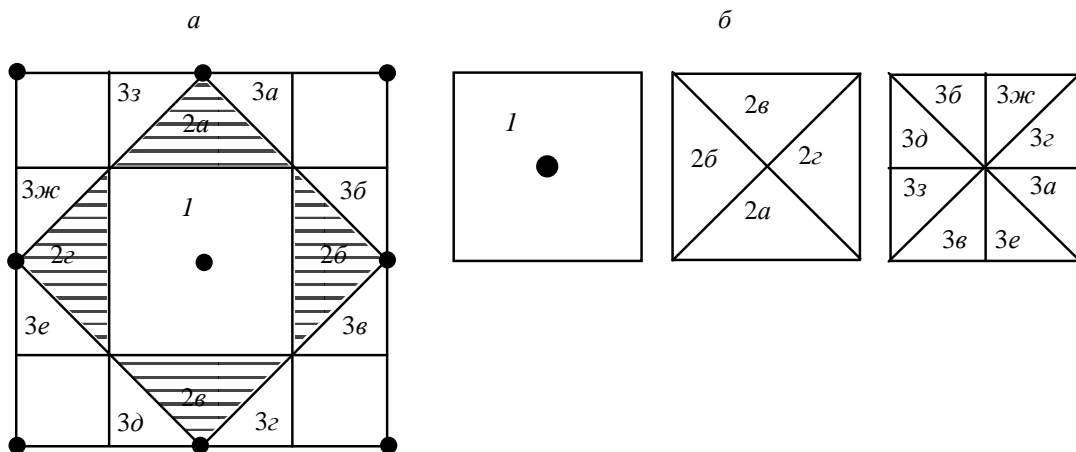


Рис. 2.1– Зоны Бриллюэна: *a* – для плоской квадратной кристаллической решетки; *б* – приведенной зоны той же решетки. Цифрами обозначены номера зон, буквами при цифрах – участки соответствующих зон

Первая зона Бриллюэна для разных кристаллических решеток имеет форму правильного многогранника различной сложности (рис. 2.2). Объем обратного пространства, за-

ключенный в первой зоне Бриллюэна, равен $(2\pi)^3/V_0$, где V_0 – объем элементарной ячейки для решетки Браве. Эквивалентность состояний электрона в разных зонах Бриллюэна позволяет ограничить рассмотрение движения электрона только пределами первой зоны Бриллюэна. Понятие зон Бриллюэна используют при описании электронной структуры твердых тел, в частности при определении Ферми-поверхности металлов.

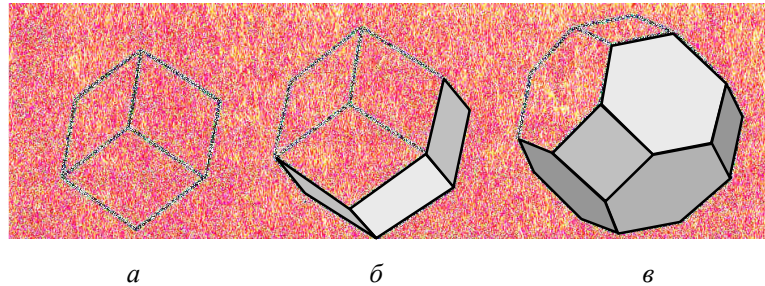


Рис. 2.2 – Первая зона Бриллюэна для простой кубической (а), ОЦК (б) и ГЦК (в) кристаллических решеток

2.3 Поверхность и энергия Ферми

Поверхность Ферми (или *Ферми-поверхность*) – изоэнергетическая поверхность, ограничивающая в пространстве квазиимпульсов (*p*-пространстве) область энергетических состояний, занятых электронами проводимости при $T = 0$ К. Энергию, соответствующую Ферми-поверхности, называют *Ферми-энергией* или *уровнем Ферми*. Смысл этих абстрактных понятий поясним на примере системы частиц «свободные электроны в металле», которая характеризуется наиболее простой формой Ферми-поверхности – сферической.

Энергия свободных электронов в металле квантована (т.е. принимает определенные значения). Согласно принципу Паули, в состоянии с одинаковой энергией может находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами.

Принцип Паули позволяет объяснить распределение электронов в твердом теле по энергиям. При $T = 0$ К они располагаются на ступенях «энергетической лестницы» по два электрона на каждом уровне, начиная от самого нижнего до самого высокого, который определяется числом имеющихся в твердом теле свободных электронов (рис. 2.3, а).

Если в металле имеется N свободных электронов, то минимальное число занятых электронами уровней будет $N/2$ (по два электрона с разными спинами на каждом уровне). В этом случае говорят, что электронный газ полностью «вырожден». Уровень энергии, который отделяет полностью заполненные уровни от полностью не заполненных, называется *уровнем Ферми*, или *энергией Ферми*, и обозначается E_F .

Повышение температуры ($T > 0$ К) оказывает влияние только на электроны, которые находятся вблизи уровня Ферми. Они возбуждаются и переходят в более высокие незанятые энергетические состояния (рис. 2.3, б), и «вырождение» электронного газа постепенно снимается.

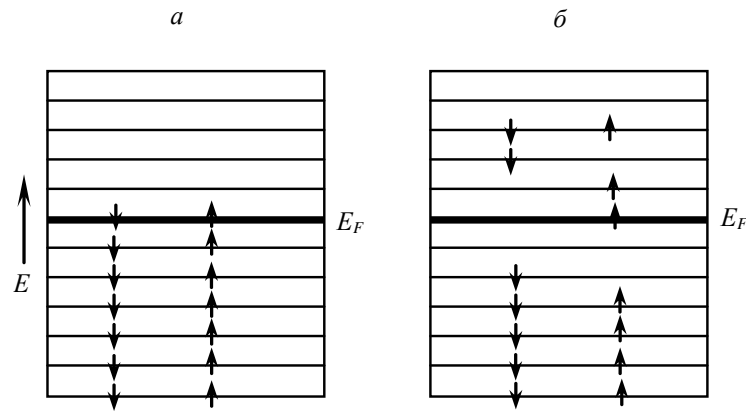


Рис. 2.3 – Схема распределения электронов в твердом теле по энергетическим уровням при $T = 0$ К (а) и $T > 0$ К (б). Маленькими стрелками показаны направления спинов электронов, E_F – уровень Ферми

Если занятые электронные состояния описывать точками в k -пространстве, то для системы из N свободных электронов с массой m эти заполненные состояния образуют сферическую область с радиусом k_F . Радиус k_F сферы, называемой *сферой Ферми*, определяется из соотношения:

$$E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}. \quad (2.22)$$

Энергия E_F , соответствующая поверхности этой сферы, является энергией Ферми, а поверхность сферы Ферми, отделяющей в k -пространстве заполненные состояния от незаполненных, называют *поверхностью Ферми*.

Поверхность Ферми – одно из фундаментальных понятий современной теории металлов. Каждый металл характеризуется своей Ферми-поверхностью, и в общем случае она не является сферической. Геометрические характеристики Ферми-поверхности (форма, кривизна, площадь сечений и т.п.) связаны с физическими свойствами металлов, что позволяет строить Ферми-поверхности по экспериментальным данным.

Понятие о Ферми-энергии используют в физике твердого тела, в ядерной и астрофизике. Величина энергии Ферми существенно зависит от физических свойств системы. Так, в металлах она обычно составляет единицы электрон-вольт, в полупроводниках – тысячные доли эВ, а в звездном веществе может достигать сотен эВ.

2.4 Энергетический спектр электронов в кристалле

Зонная теория твердых тел является квантовой теорией энергетического спектра электронов в кристалле. Согласно этой теории, электронный спектр состоит из чередующихся зон (полос) разрешенных и запрещенных энергий.

В основе зонной теории лежит так называемое *одноэлектронное приближение*, которое базируется на следующих упрощениях:

1) атомные ядра в узлах идеальной кристаллической решетки неподвижны, их масса велика по сравнению с массой электронов;

2) электрон движется в поле периодического потенциала $U(r)$ решетки, которое складывается из полей, создаваемых ядрами и всеми остальными электронами;

3) периодическое поле обладает трансляционной инвариантностью. *Инвариантность* – фундаментальное физическое понятие, неизменность какой-либо величины при изменении физических условий или по отношению к преобразованиям координат и времени. Трансляционная инвариантность поля кристаллической решетки – это неизменность потенциала решетки в точках, находящихся вдоль прямой на расстояниях, пропорциональных периоду решетки a . Условие инвариантности:

$$U(\mathbf{r} + n\mathbf{a}) = U(\mathbf{r}), \quad (2.23)$$

где \mathbf{r} – пространственная координата произвольно выбранной точки в кристалле, \mathbf{a} – период решетки, n – целое число.

В такой модели для волновой функции ψ электрона в решетке выполняется теорема Блоха (2.15). Это означает, что волновая функция свободного электрона $\psi_k(\mathbf{r})$, имеет амплитуду, которая промодулирована (изменяется в пространстве) с периодом, равным периоду решетки.

2.4.1 Одномерная модель электронных зон

Спектр, т.е. совокупность всех значений энергии электронов, можно определить, подставляя волновую функцию в виде (2.15) в стационарное уравнение Шрёдингера (2.10) и вводя те или иные граничные условия и упрощения. Так, в одномерной модели Кронига-Пенни (R. Kronig, W.G. Penney, немецкий и английский физики, 1931) периодический потенциал кристаллической решетки $U(x)$ аппроксимируют периодической последовательностью прямоугольных потенциальных ям глубиной U_0 и шириной a , разделенных потенциальными барьерами шириной b , так что постоянная решетки равна $a + b$ (рис. 2.4). Модель Кронига-Пенни позволяет получить аналитическое решение уравнения Шрёдингера для движения электрона в периодическом поле и наглядно иллюстрирует механизм возникновения энергетических зон в кристалле.

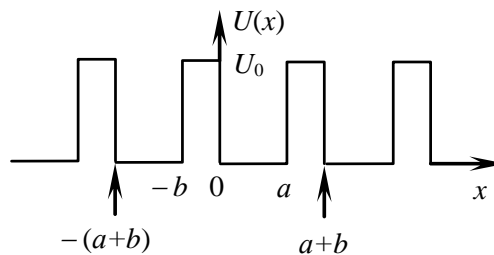


Рис. 2.4 – Одномерный периодический потенциал $U(x)$ в модели Кронига-Пенни

Решение уравнения Шрёдингера дает энергетический спектр электронов в виде серии полос разрешенных энергий $E_l(\mathbf{k})$ (l – номера разрешенных зон), разделенных полосоми запрещенных энергий. На рис. 2.5 показаны зависимости $E_l(k)$ для электрона, находящегося в одномерной решетке ($l = 3$, т.е. показаны три первые энергетические зоны).

Видно, что в пределах каждой зоны для всех k , отличающихся на $\frac{2\pi}{a}n$ (a – период решетки, n – целое число), энергия одна и та же. Интервал значений k от $-\frac{\pi}{a}$ до $\frac{\pi}{a}$ пред-

ставляет собой первую зону Бриллюэна, два отрезка от $-\frac{2\pi}{a}$ до $-\frac{\pi}{a}$ и от $\frac{\pi}{a}$ до $\frac{2\pi}{a}$ – вто-

рую зону Бриллюэна и т.д. Значения энергии электрона в любой энергетической зоне можно получить, изменяя k в пределах первой зоны Бриллюэна. Значения E в разных полосах разрешенных энергий можно сопоставить, «приведя» их в первую зону. Такой способ изображения $E(k)$, иллюстрируемый рисунком 2.5, б, получил название *схемы приведенных зон*, в отличие от зависимости, показанной на рис. 2.5, а и называемой *периодической зонной схемой*.

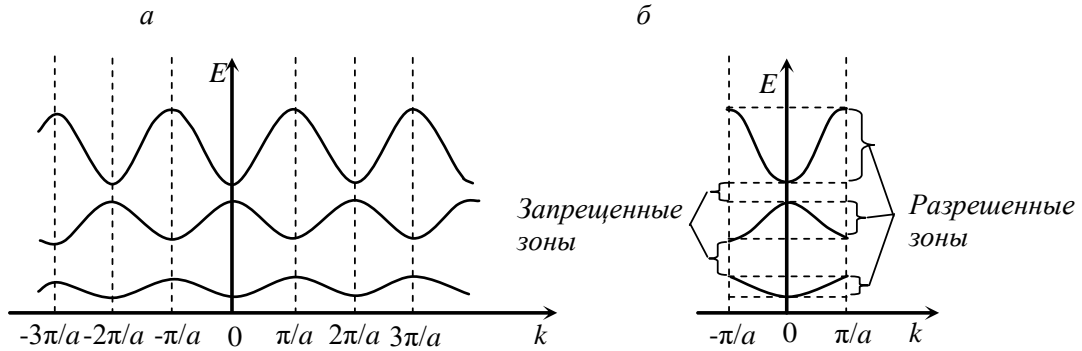


Рис. 2.5 – Зависимости $E(k)$ для электрона в одномерной решетке: *а* – периодическая зонная схема; *б* – схема приведенных зон. Кривые соответствуют полосам разрешенных энергий

Другой способ описания структуры энергетической зоны основан на *законе дисперсии*, т.е. зависимости энергии электрона от его квазиимпульса $E(\mathbf{p})$. Если зафиксировать координаты p_y и p_z квазиимпульса, то зависимость $E(p_x)$ представляет собой *дисперсионную кривую* на плоскости (рис. 2.6), характеризующую уровни энергии в разрешенных энергетических зонах. Повторяя эту операцию для $E(p_y)$ и $E(p_z)$, получают набор дисперсионных кривых, полностью характеризующих функцию $E(\mathbf{p})$.

Зонная структура в трехмерном измерении может быть значительно сложнее, чем в рассмотренной выше одномерной модели. Зависимости $E(\mathbf{k})$ в трехмерном кристалле могут отличаться для разных направлений в зоне Бриллюэна. Это обусловлено тем, что трехмерный периодический потенциал $U(\mathbf{r})$, зависящий от структуры кристалла, в различных направлениях не одинаков. Следствием этого может быть перекрытие разрешенных зон, что для рассмотренной одномерной модели невозможно.

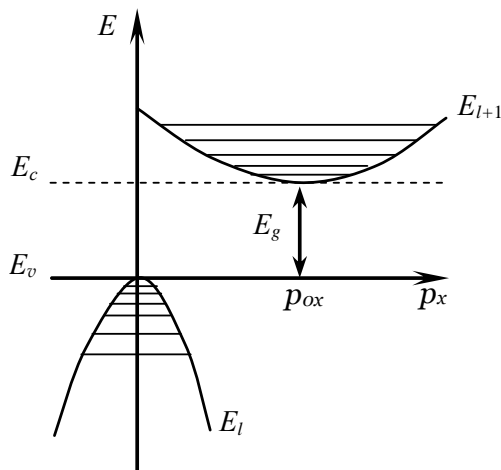


Рис. 2.6 – Дисперсионные кривые $E_l(p_x)$ и $E_{l+1}(p_x)$ энергетического спектра электрона при фиксированных p_y и p_z : E_c – дно $l+1$ зоны (зоны проводимости); E_v – потолок l -той зоны (валентной зоны); E_g – ширина запрещенной зоны; заштрихованные области – уровни, заполненные электронами и дырками

2.4.2. Заполнение зон электронами в идеальном кристалле

Зонная структура энергетического спектра электронов возникает в кристалле, образованном из N атомов, потому что каждый из них в свободном состоянии обладает дискретным электронным энергетическим спектром. Кристалл можно трактовать как гигантскую молекулу, в которой электроны всех атомов обобществлены и которую следует рассматривать как единую квантовомеханическую систему. В ней происходят квантовые переходы между уровнями энергии атомов, из которых состоит кристалл. Эти переходы связаны с изменением энергетического состояния электронов. Электронные уровни атомов образуют энергетические зоны. Если в каждом атоме Z электронов, то полное число электронов в кристалле равно NZ , и они занимают уровни в разрешенных зонах, начиная с нижних и заполняя более высокие. Нижние зоны целиком заполнены электронами внутренних оболочек атомов.

Физические свойства кристаллов определяются в основном электронами верхних разрешенных зон. Энергетический интервал E_g (см. рис. 2.6) между «дном» E_c (минимум энергии) самой верхней содержащей электроны зоны и «потолком» E_v (максимум энергии) соседней нижней целиком заполненной зоны, называется *запрещенной зоной*. Ниже по шкале энергии может быть еще несколько запрещенных и разрешенных зон. Зона, заполненная электронами частично (может стать пустой при $T = 0$ К) называется *зоной проводимости*. Самая верхняя зона, целиком заполненная электронами даже при $T = 0$ К, называется *валентной зоной*.

Кристаллы, у которых нижние зоны (в том числе – валентная) полностью заполнены электронами, а зона проводимости пуста, являются диэлектриками или полупроводниками (рис. 2.7). Вещества с широкой запрещенной зоной, разделяющей валентную зону и зону проводимости ($E_g > 3$ эВ), условно относят к *диэлектрикам*, а вещества с более узкой запрещенной зоной ($E_g < 3$ эВ) – к *полупроводникам*.

Необходимым условием электрической проводимости твердого тела является наличие в зоне проводимости свободных энергетических уровней, на которые под действием внешнего электрического поля могли бы перейти электроны. Если зона проводимости заполнена частично и содержит свободные верхние уровни, твердое тело будет проводником. *Металлы* – это кристаллы с частично заполненной зоной проводимости. Проводниками являются также *полуметаллы*, у которых имеется перекрытие зон с образованием гибридной зоны, причем нижняя зона заполнена, а верхняя пуста, но перекрывается нижней (рис. 2.7, *г*).

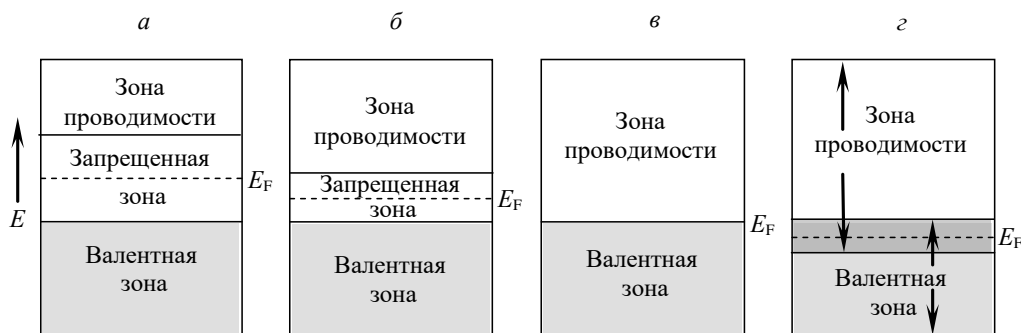


Рис. 2.7 – Схема энергетических зон в диэлектриках (а), полупроводниках (б), металлах (в) и полуметаллах (г). E_F – уровень Ферми

Большинство металлов состоит из атомов с не полностью заполненными наружными электронными оболочками. Например, одиннадцать электронов в атоме Na распределены по состояниям следующим образом: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. При объединении N атомов в кристалл энергетические уровни атомов группируются в зоны. Электроны внутренних оболочек атома полностью заполняют зоны, образованные из уровней $1s$ -, $2s$ - и $2p$ -оболочек. Зону проводимости образуют электроны в $3s$ -состоянии. В ней имеется $2N$ энергетических состояний, в которых находятся N электронов из $3s$ -оболочки. Таким образом, в кристалле натрия зона проводимости заполнена лишь наполовину.

Кристаллы, составленные из атомов или ионов с полностью заполненными оболочками, – обычно являются диэлектриками или полупроводниками. Например, щелочно-галогенидные кристаллы типа NaCl, у которых все s -электроны катиона переходят на p -оболочку аниона, полностью заполняя ее, – диэлектрики. Однако многие из таких кристаллов в результате перекрытия зон приобретают свойства металлов. Типичный пример металла с подобной зонной структурой – магний. У каждого атома Mg ($1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$) в валентной оболочке имеются два электрона. В кристалле магния валентные электроны полностью заполняют $3s$ -зону. Однако эта зона перекрывается со следующей разрешенной зоной, образованной из $3p$ -уровней.

Принципиальным и существенным является *качественное различие* между металлами, полупроводниками и диэлектриками. В металлах электронная проводимость является природным свойством кристаллов. В полупроводниках проводимость (электронная или дырочная) является вынужденной. В диэлектриках приложение внешнего поля приводит к его поляризации или к пробое.

В полупроводниках при $T > 0$ К заметное число электронов переброшено в зону проводимости. При температурах, близких к абсолютному нулю, любой полупроводник становится хорошим диэлектриком. Таким образом, между металлами и диэлектриками существует принципиальное различие, а между диэлектриками и полупроводниками – только количественное. Иначе говоря, полупроводники и диэлектрики отличаются от металлов тем, что валентная зона у них заполнена электронами, а ближайшая свободная зона (зона проводимости) отделена от валентной зоны запрещенной зоной. При этом ширина запрещенной зоны у полупроводников составляет от десятых долей до 3 эВ, а у диэлектриков больше – от 3 до 5 эВ. В табл. 2.2 приведены значения ширины запрещенной зоны для некоторых диэлектриков и полупроводников.

Таблица 2.2 Ширина запрещенной зоны в кристаллах

Кристалл	Al ₂ O ₃	C (алмаз)	BN	GaAs	Si	Ge	InSb
E_g , эВ	7,0	5,2	4,6	1,43	1,08	0,66	0,17

Электронная структура атомов, образующих твердое тело, не единственный фактор, обуславливающий различие в заполнении зон. Степень заполнения энергетических зон зависит также от структуры кристалла и природы химической связи. Так, например, углерод в структуре алмаза – диэлектрик, а углерод в структуре графита обладает свойствами проводника.

При $T = 0$ К уровень Ферми E_F определяет границу между заполненными и незаполненными электронными уровнями энергии. В чистых веществах – полупроводниках и

диэлектриках E_F находится в запрещенной зоне, разделяющей валентную зону и зону проводимости; а в металлах и полуметаллах – в разрешенной зоне (см. рис. 2.7). При повышении температуры в полупроводниках и диэлектриках электроны переходят из валентной зоны в зону проводимости, образуя пустые места в валентной зоне, называемые *дырками*. Движение носителей заряда в валентной зоне обычно описывают как движение дырок. Каждой дырке приписывают заряд и волновой вектор, равные с обратным знаком заряду и волновому вектору отсутствующего электрона.

При $T > 0$ К степень заполнения электронами состояния с энергией E характеризуется Ферми-распределением, или *функцией распределения Ферми-Дирака* (Р.А.М. Dirac, английский физик, один из создателей квантовой механики, Нобелевская премия 1933 г.), описывающей распределение по энергетическим уровням фермионов (частиц с полуцелым спином) при условии, что взаимодействие между ними слабое и им можно пренебречь:

$$f_э(E) = \left[\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}. \quad (2.24)$$

График функции (2.24) при различных температурах изображен на рис. 2.8. Как видно из рисунка, кривая распределения в виде ступеньки при $T = 0$ К с повышением температуры изменяется вблизи $E = E_F$, т.е. появляется вероятность заселения электронами состояний, находящихся выше E_F .

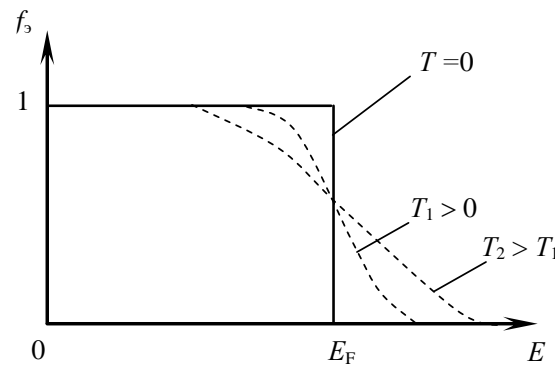


Рис. 2.8 –Графическое изображение функции распределения Ферми-Дирака при различных T

Вероятность заполнения дырочных состояний описывают аналогичной функцией Ферми для дырок:

$$f_д(E) = 1 - f_э(E) = \left[\exp\left(\frac{E + E_F}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}. \quad (2.25)$$

В полуметаллах движение носителей заряда в нижней из перекрывающихся зон также описывают как движение дырок.

2.4.3 Эффективная масса электрона

Закономерности движения свободного электрона и его движения в кристаллической решетке различны. В кристалле электрон находится в периодическом поле решетки и приобретает физические свойства, отличающие его от классической частицы. Однако в ряде случаев движение электронов в кристалле может быть описано как движение свободного

электрона, на который действует только сила F (по закону Ньютона), но имеющего массу, отличную от массы свободного электрона.

Пусть на кристалл наложено внешнее электрическое поле напряженностью \mathcal{E}_0 . Оно действует на электрон в кристалле так же, как на свободный электрон, с силой $F = -e\mathcal{E}_0$, направленной против поля. Кроме нее на электрон действуют значительные внутренние силы, создаваемые периодическим полем решетки. Движение электрона в кристалле можно описать с помощью волнового пакета блоховских функций (2.16). Средняя скорость движения электрона равна групповой скорости распространения волн

$$v = \frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}, \quad (2.26)$$

где ω – частота волны, k – волновой вектор, $E = \hbar\omega$ – энергия электрона.

За время dt внешняя сила F совершит работу, которая идет на приращение энергии электрона:

$$dE = v dt \cdot F - \frac{F}{\hbar} \cdot \frac{dE}{dk} dt. \quad (2.27)$$

Отсюда

$$F = \hbar \cdot \frac{dk}{dt}. \quad (2.28)$$

продифференцировав выражение (2.26) для скорости волн v по времени, получим ускорение электрона

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{dE}{dk} \right) = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{dk}{dt}. \quad (2.29)$$

Подставим сюда $\frac{dk}{dt}$ из формулы (2.28) и получим:

$$a = \frac{1}{\hbar^2} \cdot \frac{d^2 E}{dk^2} \cdot F, \text{ или } F = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E}{dk^2} \right)^{-1} \cdot a. \quad (2.30)$$

Уравнение (2.30) связывает ускорение электрона с внешней силой $F = -e\mathcal{E}_0$. Если предположить, что величина $\hbar^2 \left(\frac{d^2 E}{dk^2} \right)^{-1}$ имеет смысл массы, то уравнение (2.30) приобретает вид второго закона Ньютона $F = m^* \cdot a$, где

$$m^* = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E}{dk^2} \right)^{-1}. \quad (2.31)$$

Величина m^* , имеющая размерность массы и характеризующая динамические свойства квазичастиц, получила название *эффективной массы электрона*. Эффективная масса отражает влияние поля решетки на движение электрона в кристалле под действием внешней силы. Из (2.30) следует, что электрон в периодическом поле кристаллической решетки движется под действием внешней силы так, как двигался бы свободный электрон под действием этой силы, если бы он обладал массой m^* .

Эффективная масса не является массой в ее обычном понимании, т.е. она не определяет ни гравитационные, ни инерционные свойства электрона. Она является лишь коэффициентом в уравнении движения (2.30) и отражает меру взаимодействия электрона с кристаллической решеткой. По величине эффективная масса может быть как больше, так и меньше массы покоящегося электрона (см. табл. 2.3), а по знаку – как положительной, так и отрицательной (рис. 2.9).

Таблица 2.3 Эффективные массы электронов и энергии Ферми (для некоторых металлов) и запрещенной зоны (для полупроводников)

Металл	m^*/m	E_F , эВ	Полупроводник	m^*/m	E_g , эВ
Be	1,60	12,0	Si – электроны	1,06	1,12
Cu	1,00	7,0	Si – дырки	0,56	
Al	0,97	11,8	Ge – электроны	0,22	0,67
Zn	0,85	11,0	Ge – дырки	0,39	

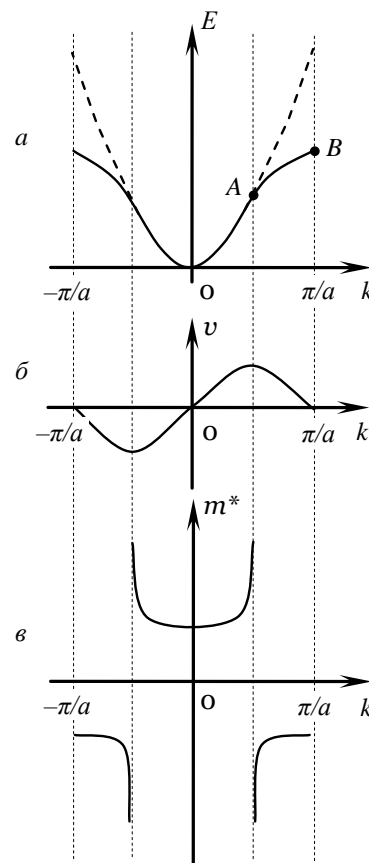


Рис. 2.9 – Зависимость энергии (а), скорости (б) и эффективной массы электрона (в) от волнового числа. Пунктир на рис. (а) – зависимость $E(k)$ для свободного электрона – формула (2.7, а)

На рис. 2.9 приведены зависимости $E(k)$, $v(k)$ и $m^*(k)$ для одной из зон Бриллюэна (см. рис. 2.5, б). Минимум энергии соответствует центру зоны ($k = 0$, дно зоны), а максимум – ее границы ($k = \pm \frac{\pi}{a}$, потолок зоны). При небольших значениях волнового числа k , пока кривая $E(k)$ остается параболой, скорость движения электрона растет с ростом k , а эффективная масса остается практически постоянной и равной массе покоя электрона. В точке А [точка перегиба зависимости $E(k)$] первая производная энергии по волновому числу $\frac{dE}{dk}$ максимальна, а вторая производная обращается в нуль. Поэтому при $k = k_A$ скорость движения электрона (2.16) максимальна, а эффективная масса m^* (2.21) стано-

вится неопределенной. При значениях k , близких к границе зоны Бриллюэна, электроны обладают отрицательной эффективной массой. Это означает, что ускорение электрона направлено против внешней силы. Такой результат является следствием брэгговского отражения электрона от поверхности кристалла. В точке $k = \pm \frac{\pi}{a}$ движение электрона соответствует уже не бегущей, а стоячей волне, и его скорость $v = 0$.

Состояния с $m^* < 0$ обычно расположены вблизи «потолка» валентной зоны полупроводников, так называемые акцепторные уровни (см. 2.4.4). Для электронов с отрицательной эффективной массой оказалось удобным ввести в рассмотрение понятие дырки как квазичастицы с положительной эффективной массой и положительным электрическим зарядом. Если в валентной зоне все уровни, кроме одного, заняты электронами, валентное состояние вблизи потолка зоны является дыркой. Под действием внешнего поля на это вакантное состояние перейдет электрон с более низкого энергетического уровня, а дырка опустится. Затем дырку займет следующий электрон и т.д. В результате дырка будет смещаться вниз по энергетической шкале. Таким образом, ток в кристаллах может быть обусловлен не только электронами в зоне проводимости, но и положительно заряженными дырками в валентной зоне. Дырочная проводимость наиболее характерна для полупроводников.

В анизотропных кристаллах кривизна зависимости $E(k)$ во многих точках k -пространства неодинакова в разных направлениях. В этом случае имеет место анизотропия эффективной массы, т.е. величина m^* является тензором. Так, в германии наибольшая величина анизотропии эффективной массы в зоне проводимости составляет: $m^* = 1,6m_0$ в направлении (111) и $0,08m_0$ – в перпендикулярном направлении, где m_0 – масса покоя электрона.

Понятие эффективной массы обобщают на другие типы квазичастиц (фононы, фотоны, экситоны и др.).

2.4.4 Примесные уровни и поверхностные состояния

Приведенные в 2.4.2 закономерности касаются распределения электронов по энергиям в кристаллах, имеющих идеальную периодичность. Однако все твердые тела содержат дефекты и примеси. Присутствие в кристалле атома примеси или дефекта структуры приводит к тому, что на периодический потенциал решетки $U(\mathbf{r})$ накладывается достаточно сильное возмущение $U_0 = U(\mathbf{r}_0)$, локализованное в малой области объемом V_0 с центром в точке \mathbf{r}_0 , где расположен примесный атом или дефект. В этом случае одноэлектронное уравнение Шрёдингера (2.4) принимает вид:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(\mathbf{r}) + U(\mathbf{r}_0) \right] \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}). \quad (2.32)$$

Рассчитать положение уровней примесей или дефектов, даже если известен вид возмущения U_0 , практически невозможно, так как неизвестна точная функция $U(\mathbf{r})$. Однако, пользуясь понятием эффективной массы, уравнение (2.32) можно переписать в виде:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta + U(\mathbf{r}_0) \right] \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}). \quad (2.33)$$

Здесь отсутствует периодический потенциал, а появившаяся эффективная масса электрона m^* может быть определена экспериментально.

Решая уравнение (2.33), находят разрешенные значения энергии электрона. Наложение на потенциал $U(r)$ возмущения приводит к смещению энергетических уровней электронов из разрешенных зон в запрещенную. На рис. 2.10 этот эффект схематически показан в виде отклонения уровней энергии от прямолинейности. При $U_0V_0 > 0$ уровень, соответствующий потолку разрешенной зоны, поднимается вверх, а все остальные уровни практически не меняют своего положения. Если $U_0V_0 < 0$, то уровень минимальной энергии опускается вниз. Таким образом, в запрещенной зоне появляются локализованные разрешенные уровни $E_{л1}$ и $E_{л2}$, возникшие из-за наличия примесей или дефектов. Уровни $E_{л1}$, расположенные ниже дна зоны проводимости, называются *донорными*, а уровни $E_{л2}$ выше потолка валентной зоны – *акцепторными* (см. также 3.3).

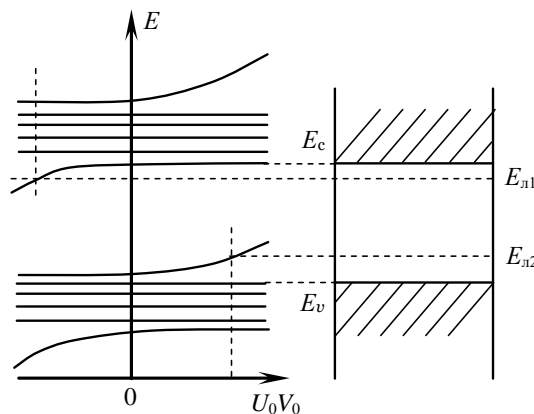


Рис. 2.10 – Образование локализованных разрешенных уровней в запрещенной зоне кристалла под действием возмущений

Заполнение примесных уровней также определяется функцией распределения (2.24). В металлах, имеющих большое число свободных электронов, переходы носителей заряда с примесных уровней в зоны энергетического спектра не играют заметной роли. В полупроводниках и диэлектриках концентрация носителей заряда при не очень высоких температурах определяется числом электронов, перешедших с донорных уровней в зону проводимости, или числом электронов валентной зоны, захваченных акцепторами с образованием дырок.

Расстояние от примесного уровня до ближайшей разрешенной зоны может быть мало или сравнимо с шириной запрещенной зоны. В зависимости от этого различают *мелкие* и *глубокие* примесные уровни.

Мелкие уровни, образованные *примесями замещения* (замещение атома кристалла примесным атомом), являются донорными, если валентность примесного атома больше валентности основного элемента на единицу, и акцепторными – при обратном соотношении. Например, примесные атомы As (V группа периодической системы Менделеева) образуют в кристаллах Ge (IV группа) донорные уровни, а примесные атомы В (III группа) образуют в том же Ge акцепторные примесные уровни.

Глубокие примесные уровни обычно образуются при замещении атомов основного вещества атомами, отличающимися по валентности более чем на ± 1 . Такие примеси иногда способны создавать несколько уровней, соответствующих различным зарядовым состояниям образовавшихся примесных ионов. Например, атомы меди в решетке германия создают три примесных уровня, соответствующих ионам Cu^{1-} , Cu^{2-} и Cu^{3-} . Глубокие

примесные уровни, образуемые разными ионами одного элемента, могут быть как донорными, так и акцепторными.

В случае *примесей внедрения* (дополнительный атом в междоузлии) донорная или акцепторная природа примесных уровней не зависит от валентности элементов, а определяется величиной их электроотрицательности. Если электроотрицательность примесных атомов больше, чем у основных атомов решетки, то примесный уровень является акцепторным, в обратном случае – донорным. Одна и та же примесь может быть источником донорных уровней при замещении и акцепторных – при внедрении (например, кислород в кремнии), либо наоборот.

Наряду с объемными уровнями в любом кристалле имеются электронные состояния, локализованные вблизи его поверхности, – *поверхностные состояния*. Различают *собственные* и *несобственные* поверхностные состояния. Собственные возникают вследствие обрыва кристаллической решетки на границе кристалла, несобственные – локализованы на примесях или дефектах, находящихся на поверхности кристалла, например, в слое оксида, покрывающем кристалл. Собственные поверхностные состояния образуют разрешенные энергетические зоны, которые разделены запрещенными зонами, причем поверхностные разрешенные зоны могут располагаться в области энергий, соответствующих как запрещенным, так и разрешенным объемным энергетическим зонам.

На возможность существования поверхностных состояний впервые (1932 г.) указал И.Е. Тамм (советский физик-теоретик, лауреат Нобелевской премии, 1958 г.). Поэтому собственные поверхностные состояния называются таммовскими (или *уровнями Тамма*). Тамм определил электронный спектр ограниченной одномерной решетки, состоящей из прямоугольных потенциальных ям, разделенных прямоугольными барьерами. В отличие от модели Кронига-Пенни (см. 2.4.1) зависимость $U(x)$ в модели Тамма является периодической с периодом решетки внутри кристалла (т.е. в направлении $x > 0$), а вне кристалла ($x < 0$) $U(x) = U_0$ (рис. 2.11). Плоскость $x = 0$ соответствует поверхности кристалла, U_0 – потенциальная энергия электрона у поверхности. Появление таммовских состояний вызвано разной высотой потенциальных барьеров в объеме и на поверхности кристалла.

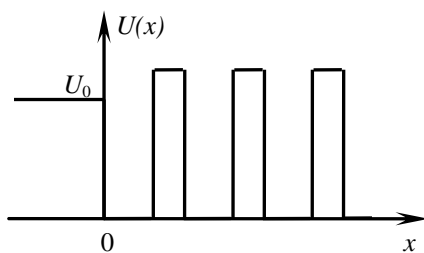


Рис. 2.11 – Потенциальная энергия электрона в одномерной ограниченной цепочке атомов внутри кристалла

В кристаллических веществах таммовские состояния соответствуют ненасыщенным валентным связям поверхностных атомов. Обрыв этих связей обуславливает перестройку (*реконструкцию*) поверхности кристалла, т.е. смещение поверхностных атомов в плоскостях, касательной к поверхности и расположенной по нормали к ней. В поверхностном слое кристалла образуются структуры с периодом, равным нескольким периодам объемной решетки. Степень реконструкции поверхностного слоя зависит от кристаллографической ориентации поверхности, условий ее возникновения (например, от температуры отжига), а также от вида и концентрации адсорбированной примеси или наличия на поверхности кристалла оксидного слоя.

Несобственные поверхностные уровни электронов в кристалле связаны с наличием дефектов и чужеродных атомов на поверхности. Адсорбция чужеродных атомов или оксиды на поверхности кристалла изменяют спектр поверхностных состояний и, в частности, приводят к исчезновению собственных поверхностных состояний в области запрещенных зон полупроводников и появлению в этой области несобственных поверхностных состояний.

Для экспериментального изучения собственных поверхностных состояний используют поверхности кристаллов, полученные сколом в высоком вакууме или жидком гелии, очищенные бомбардировкой ионами инертных газов с последующим отжигом в вакууме, а также пленки, получаемые методом молекулярной эпитаксии. Плотность поверхностных уровней в кристалле определяется числом одномерных цепочек атомов, выходящих на единицу площади поверхности кристалла. Она достигает 10^{15} – 10^{16} см⁻².

Поверхностные состояния обнаружены у многих металлов, полупроводников и диэлектриков. Поверхностные состояния, находящиеся в запрещенных зонах полупроводников, существенно влияют на электрические свойства последних: концентрацию и подвижность электронов в приграничных слоях, работу выхода полупроводника, поверхностную рекомбинацию электронов и т.п.

2.5 Энергетический спектр некристаллических твердых тел

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что несмотря на отсутствие дальнего порядка в некристаллических твердых телах, отдельные положения зонной теории могут быть применимы для их описания. Однако, в отличие от кристалла, рассеяние носителей заряда в неперриодическом поле некристаллического твердого тела столь интенсивно, что квазиимпульс \mathbf{p} – векторная характеристика состояния квазичастицы – в неперриодической среде не сохраняет признаков закономерного изменения даже приближенно. В связи с этим теряет смысл представление о законе дисперсии как функциональной зависимости между энергией и квазиимпульсом $E = f(\mathbf{p})$. Это значит, что при описании неупорядоченных твердых тел не «работают» понятия энергии Ферми и зоны Бриллюэна. Единственное понятие, одинаково пригодное для описания свойств кристаллических и некристаллических веществ, – это плотность состояний $N(E)$.

2.5.1 Плотность состояний

Плотность состояний – число возможных физических неэквивалентных состояний системы частиц в малом интервале энергии E , отнесенное к ширине интервала ΔE :

$$N(E) = \lim_{\Delta E \rightarrow 0} \Delta N(E) / \Delta E = dN(E) / dE, \quad (2.34)$$

где $\Delta N(E)$ – число состояний с энергиями между E и $E + \Delta E$. Величина $dN(E) = N(E)dE$ представляет собой число состояний в единичном объеме твердого тела, в которых может находиться электрон с заданным спином и с энергией в интервале от E до $E + dE$. В некристаллических твердых телах, так же, как и в кристаллах, состояния могут быть свободны или заняты электронами, а число занятых состояний в единичном объеме вещества есть произведение $N(E)f(E)dE$, где $f(E)$ – функция распределения Ферми-Дирака (2.24).

Для кристаллического твердого тела, обладающего идеальной периодичностью, плотность состояний на краях зон резко уменьшается до нуля (рис. 2.12, а). Кроме того,

следствием периодичности поля кристалла является то, что состояния не локализованы в пространстве, т.е. волновая функция электрона распространяется по всей решетке. Локальные нарушения периодичности, связанные с введением в кристалл атомов примесей или дефектов, приводят к появлению отдельных разрешенных состояний в запрещенной зоне (см. 2.4.4). В отличие от «зонных» состояний эти состояния локализованы в пространстве. Волновая функция электрона, находящегося в области одного из примесных центров, не «расплывается» по другим центрам, а экспоненциально спадает до нуля, т.е. остается локализованной.

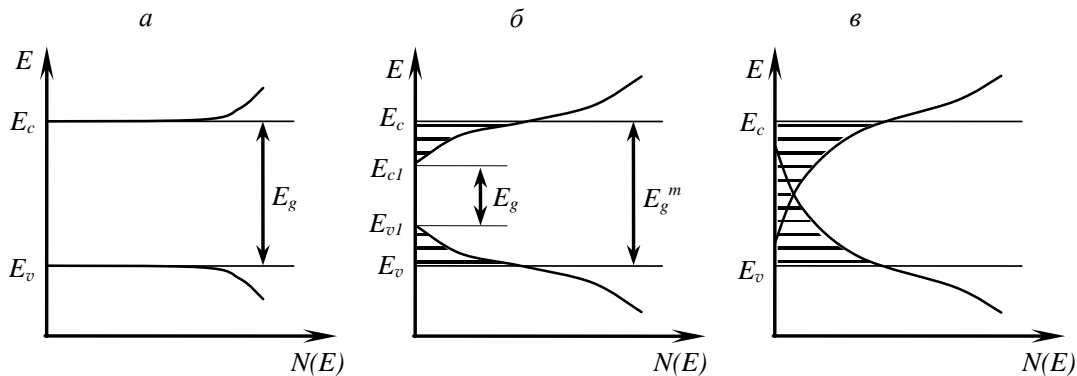


Рис. 2.12 – Плотности состояний в энергетическом спектре кристалла (а) и некристаллических твердых тел (б, в). Области локализованных состояний заштрихованы. E_{c1} и E_{v1} – границы областей с высокими плотностями состояний

Анализ электронных свойств неупорядоченных твердых тел показал, что благодаря существованию ближнего порядка возможно их приближенное описание в терминах, разрешенных и запрещенных энергетических зон. В некристаллических телах локализованные электронные состояния возникают в запрещенной зоне. Их плотность не обращается в нуль на границе разрешенных зон, а монотонно убывает вглубь запрещенной зоны, образуя «хвосты» плотности состояний (рис. 2.12, б, в).

Представление о возможности локализации частиц и квазичастиц в неупорядоченных системах было впервые предложено в 1958 г. Ф.У. Андерсоном (Ph.W. Anderson, американский физик, лауреат Нобелевской премии 1977 г.). С его именем и именем Н.Ф. Мота (N.F. Mott, английский физик, лауреат Нобелевской премии, совместно с Андерсоном) связано введение этих понятий в физику полупроводников, обусловившее дальнейшее развитие теории неупорядоченных систем.

Ф. Андерсон решил уравнение Шрёдингера для электрона в поле неупорядоченного потенциала $U(r)$. Оказалось, что при достаточно больших флуктуациях ΔU все электронные состояния являются локализованными (отсюда название локализованных состояний – *флуктуационные*). Н. Мотт постулировал, что существует критическое значение энергии E_c в зоне проводимости некристаллических тел, разделяющее локализованные и нелокализованные состояния. Аналогичное значение энергии E_v существует в валентной зоне.

В зависимости от природы некристаллического вещества возможны два вида распределения плотности состояний на энергии: 1) флуктуационные состояния, имеющие точные границы E_{c1} и E_{v1} (рис. 2.12, б), 2) спектры флуктуационных состояний накладываются друг на друга (рис. 2.12, в). Очевидно, что в первом случае представление о запрещенной зоне сохраняет точный смысл: имеется область энергий $E_g = E_{c1} - E_{v1}$, где плот-

ность состояний равна нулю. Таким энергетическим спектром обладает ряд оптически прозрачных некристаллических веществ. Во втором случае весь энергетический интервал $E_c - E_v$ заполнен дискретными уровнями, т.е. запрещенная зона в том смысле, как она трактуется для кристаллических тел, здесь отсутствует. Тем не менее, область $E_c - E_v$ принципиально отличается от разрешенных зон. Электроны, локализованные в этой зоне, могут участвовать в переносе заряда только путем перескоков. При $T \rightarrow 0$ К вероятность последних стремится к нулю, так что их вклад в электропроводность полностью исчезает. Поэтому область энергий, занятую локализованными состояниями, называют также запрещенной зоной.

Для обозначения этого интервала энергий используют еще один термин – «щель подвижности». Он обусловлен существованием локализованных и нелокализованных состояний, на которых подвижность электронов сильно отличается. При $E > E_c$ перенос зарядов осуществляется по нелокализованным состояниям, и подвижность электронов возрастает на несколько порядков. Резкие границы между этими состояниями E_c и E_v называют *краями подвижности*, а расстояние между ними – запрещенной зоной или *щелью подвижности* E_g^m . Термины «зона проводимости» и «валентная зона» также используют в физике некристаллических веществ. Их относят к областям энергий, занятым нелокализованными состояниями электронов и дырок.

Наряду с флуктуационными состояниями в энергетических зонах некристаллических тел могут существовать локализованные состояния, связанные с примесными атомами и дефектами структуры. При их наличии плотность состояний $N(E)$ немонотонно зависит от энергии частиц. Максимум плотности локализованных состояний, связанных с дефектами структуры, расположен обычно вблизи середины щели подвижности (рис. 2.13). При высокой плотности локализованных состояний уровень Ферми E_F расположен в зоне состояний, обусловленных дефектами.

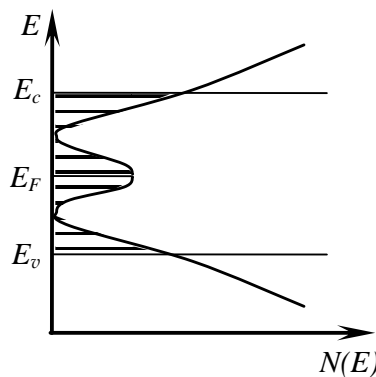


Рис. 2.13 – Плотность состояний в некристаллических телах при наличии примесей или дефектов структуры. Области локализованных состояний заштрихованы

Рассмотренные представления позволяют перенести представления зонной теории на некристаллические металлы, полупроводники и диэлектрики. Если уровень Ферми лежит в области нелокализованных состояний, то вещество представляет собой металл. Его сопротивление при $T \rightarrow 0$ К приближается к некоторому конечному значению. Если же уровень Ферми при низких температурах находится в интервале энергий, занятом локализованными состояниями, то твердое тело представляет собой полупроводник или диэлектрик. Здесь возможны два механизма переноса носителей заряда: 1) по нелокализованным состояниям, если электроны возбуждены и перешли из локализованных состо-

ний в нелокализованные; 2) путем «перескоков» электронов (дырок) из одного локализованного состояния в другое (прыжковая проводимость).

Таким образом, плотность состояний является основной характеристикой энергетического спектра неупорядоченных систем (жидкостей, стекол, аморфных веществ и др.). Плотность состояний можно определить экспериментально, например, по фотоэлектронной эмиссии. Информация о плотности состояний важна при определении термодинамических характеристик твердых тел (теплоемкости, магнитной восприимчивости и др.), задаваемых интегралами по энергии от соответствующих микроскопических величин, умноженных на функцию распределения и плотность состояний. Плотность состояний влияет на кинетические характеристики твердых тел (электропроводность, теплопроводность и др.). Так, для электронов в металлах плотность состояний определяет положение и форму поверхности Ферми $N(E_F)$, для полупроводников – положения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны.

2.5.2 Границы применимости зоной теорией

Зонная теория твердых тел исходит из следующих предположений:

- а) потенциал кристаллической решетки строго периодичен;
- б) взаимодействие между свободными электронами может быть описано с помощью одноэлектронного самосогласованного потенциала (одноэлектронное приближение);
- в) взаимодействие электронов с фононами слабое и может быть рассмотрено в рамках теории возмущений, которая описывает взаимодействие носителей заряда в твердых телах с колебаниями кристаллической решетки – фононами.

У с л о в и е а) не выполняется в неупорядоченных системах, т.е. в конденсированных веществах, у которых отсутствует дальний порядок (жидкие, аморфные и стеклообразные вещества, а также твердые растворы). Однако, размытие атомных уровней связано с перекрытием волновых функций соседних атомов, поэтому и в неупорядоченных средах образуются разрешенные зоны и квазизапрещенные зоны с резко пониженной плотностью электронных состояний.

В аморфном твердом теле спектр энергий электронов можно разделить на две области, в которых подвижность электронов $\mu \gg 0$ (нелокализованные или проводящие состояния) и $\mu \approx 0$ (локализованные или непроводящие состояния). Граница между этими областями является *порогом подвижности* (см. 2.5.1). Так, в аморфных полупроводниках локализованы электронные состояния, лежащие в запрещенной зоне, где плотность состояний относительно мала. Электроны, находящиеся в локализованном состоянии, могут переносить ток лишь путем «прыжков» из одного состояния в другое. При $T = 0$ К этот механизм не работает и электроны в локализованном состоянии вообще не могут создавать электрический ток. При более высоких температурах электропроводность неупорядоченных конденсированных сред осуществляется путем теплового «заброса» электронов в состояния, лежащие выше порога подвижности. Если уровень Ферми расположен выше порога подвижности, т.е. в области нелокализованных состояний, то механизм проводимости таких веществ такой же, как в металлах (например, в сильно легированных полупроводниках).

У с л о в и е б) справедливо для полупроводников и диэлектриков с малым числом свободных электронов, когда взаимодействие между ними слабое и представляет собой *межэлектронное* (электрон-электронное) *рассеяние* – процесс, при котором происходит

передача энергии и импульса от одного электрона к другому, но их суммарная энергия и импульс сохраняются.

В металлах, где число свободных электронов велико, их взаимодействие характеризуют с помощью так называемого самосогласованного одноэлектронного потенциала. В любой многоэлектронной системе в результате электрон-электронного взаимодействия возникают элементарные возбуждения – квазичастицы. Это, во-первых, заряженные частицы – фермионы, с помощью которых описывают самосогласованное движение всей системы электронов, и, во-вторых, бозоны, не связанные с переносом заряда (плазмоны, спиновые волны и др.). В полупроводниках и диэлектриках в результате взаимодействия электрона зоны проводимости и дырки валентной зоны образуются связанные состояния – экситоны Ванье-Мотта. В молекулярных кристаллах и диэлектриках возбужденные состояния атомов и молекул, перемещающиеся по кристаллу, образуют экситоны Френкеля. Волновая функция экситона удовлетворяет формуле (2.15), области разрешенных энергий экситона названы экситонными зонами.

Условие v) выполняется практически во всех металлах, где электрон-фононное взаимодействие ослаблено в результате экранирования свободными электронами, а также во многих полупроводниках. В полярных диэлектриках и полупроводниках с достаточно большой степенью ионной связи между частицами носители заряда, поляризуя решетку, образуют *автолокализованные состояния* (*автолокализация* – возникновение сильной деформации кристаллической решетки вокруг квазичастицы, приводящее к ее локализации в потенциальной яме, созданной деформацией). Обычно автолокализованные состояния имеют малый радиус, размер области локализации соизмерим с постоянной решетки. Это – поляроны в оксидах переходных металлов, автолокализованные дырки в щелочно-галогенидных кристаллах, экситоны в кристаллах инертных газов и т.д.

Свободные и автолокализованные состояния квазичастиц в кристалле сосуществуют. Они разделены энергетическим барьером, связанным с затратой энергии на образование потенциальной ямы, которая может «захватить» квазичастицу. Превращение свободных квазичастиц в автолокализованные происходит при низких температурах путем туннелирования (перехода) через автолокализационный барьер, при более высоких температурах – по механизму термоактивационных переходов.

Вопросы: Каким объектам присущ корпускулярно-волновой дуализм? Какая величина в уравнении Шредингера имеет физический смысл и какой? На каких упрощениях базируется так называемое «одноэлектронное приближение»? Какие электроны называют блоховскими? Что представляет собой «первая зона Бриллюэна» и где используется это понятие? Какие геометрические характеристики Ферми-поверхности связаны со свойствами металлов и полупроводников? С точки зрения зонной теории в чем принципиальное различие металлов и полупроводников и в чем принципиальное сходство полупроводников и диэлектриков? Что отражает эффективная масса электрона и в чем ее отличие от массы покоящегося электрона? Какое понятие одинаково пригодно для описания свойств кристаллических и некристаллических твердых тел?

ТЕМА 3 ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

К полупроводникам относят класс веществ, характеризующихся значениями удельной электропроводности γ , промежуточными между удельной электропроводностью металлов и хороших диэлектриков. В отличие от металлов, электропроводность полупроводников всегда вынужденная и увеличивается с ростом температуры:

$$\gamma = \gamma_0 e^{\left[-\frac{E_A}{kT}\right]}$$

где E_A – энергия активации проводимости, γ_0 – коэффициент (изменяется с температурой значительно медленнее, чем экспоненциальный множитель). Эта формула означает, что в полупроводниках энергия связи электронов с атомами имеет порядок E_A . При повышении температуры тепловое движение разрывает связи электронов, и часть их в количестве, пропорциональном экспоненте $\exp[-E_A/kT]$, становится свободными носителями заряда. Кроме того, удельная электропроводность имеет отрицательный температурный коэффициент и сильно зависит от концентрации примесных атомов и от их вида.

Связь электронов с атомами может быть разрушена также внешними воздействиями: светом, потоком быстрых частиц, сильным электрическим полем и др. Поэтому электропроводность полупроводниковых кристаллов чувствительна к внешним воздействиям, а также к содержанию дефектов и примесей в решетке. Во многих случаях энергия E_A электронов, локализованных вблизи примесей и дефектов, существенно меньше, чем в идеальном полупроводниковом кристалле. Возможность управлять в широких пределах электропроводностью полупроводников изменением температуры, напряженности внешних полей и введением примесей является основой их многочисленных и разнообразных применений.

3.1 Зонная структура полупроводников

Движение носителей заряда в полупроводниках описывает зонная теория твердого тела. В полупроводниках верхняя из заполненных разрешенных зон (валентная) отделена от самой низкой из незаполненных зон (зоны проводимости) энергетической щелью E_g (запрещенная зона). Тепловое движение «забрасывает» часть электронов из валентной зоны в зону проводимости, что обуславливает появление в валентной зоне дырок (рис. 3.1).

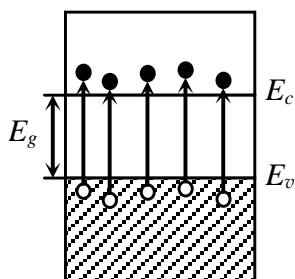


Рис. 3.1 – Зонная структура полупроводника:

E_c – дно зоны проводимости; E_v – потолок валентной зоны;
 E_g – ширина запрещенной зоны; белые кружки – дырки;
черные кружки – электроны проводимости

Электроны и дырки обычно сосредоточены вблизи дна зоны проводимости или потолка валентной зоны на энергетических расстояниях от них $\sim kT$, что гораздо меньше ширины разрешенных зон.

Ширина запрещенной зоны полупроводников меняется в широких пределах (табл. 3.1). Так, при $T \rightarrow 0$ К $E_g = 0,165$ эВ в PbSe и 5,6 эВ в алмазе, а серое олово – пример так называемого бесщелевого полупроводника, у которого $E_g = 0$.

Таблица 3.1 – Ширина запрещенной зоны некоторых полупроводников при $T = 300 \text{ K}$

Полупроводник	E_g , эВ	Полупроводник	E_g , эВ
<i>Химические элементы</i>		<i>Соединения $A^{II}B^{VI}$</i>	
Si	1,107	ZnS	3,6
Ge	0,66	CdS	2,42
Te	0,33	CdSe	1,8
Se	1,79	ZnSe	2,7
<i>Соединения $A^{III}B^V$</i>		<i>Соединения $A^{IV}B^{VI}$</i>	
GaAs	1,428	PbS	0,41
InAs	0,356	SnS	1,08
GaSb	0,78	PbTe	0,32
GaP	2,24	SnTe	0,18

3.2 Дрейфовая и диффузионная электропроводность

В полупроводниках процесс переноса зарядов может наблюдаться при наличии электронов в зоне проводимости и при неполном заполнении электронами валентной зоны. При выполнении этих условий и при отсутствии градиента температуры перенос носителей зарядов возможен либо под действием электрического поля, либо под действием градиента концентрации носителей заряда.

Дрейфовый ток. В полупроводниках свободные электроны и дырки находятся в состоянии хаотического движения. Поэтому, если выбрать произвольное сечение внутри объема полупроводника и подсчитать число носителей заряда, проходящих через это сечение за единицу времени слева направо и справа налево, значения этих чисел окажутся одинаковыми. Это означает, что электрический ток в данном объеме полупроводника отсутствует.

При помещении полупроводника в электрическое поле напряженностью E на хаотическое движение носителей зарядов накладывается составляющая направленного движения. Направленное движение носителей зарядов в электрическом поле обуславливает появление тока, называемого дрейфовым (рис. 4.1, а). Из-за столкновения носителей зарядов с атомами кристаллической решетки их движение в направлении действия электрического поля прерывисто и характеризуется подвижностью μ . Подвижность равна средней скорости \bar{v} , приобретаемой носителями заряда в направлении действия электрического поля напряженностью $\mathcal{E} = 1 \text{ В/м}$, т. е.

$$\mu = \frac{\bar{v}}{\mathcal{E}} \quad (3.1)$$

Подвижность носителей зарядов зависит от механизма их рассеивания в кристаллической решетке (см. гл. 5). Исследования показывают, что подвижности электронов μ_n и дырок μ_p имеют различное значение ($\mu_n > \mu_p$) и определяются температурой и концентрацией примесей. Рост температуры приводит к уменьшению подвижности, что обусловлено увеличением числа столкновений носителей зарядов в единицу времени.

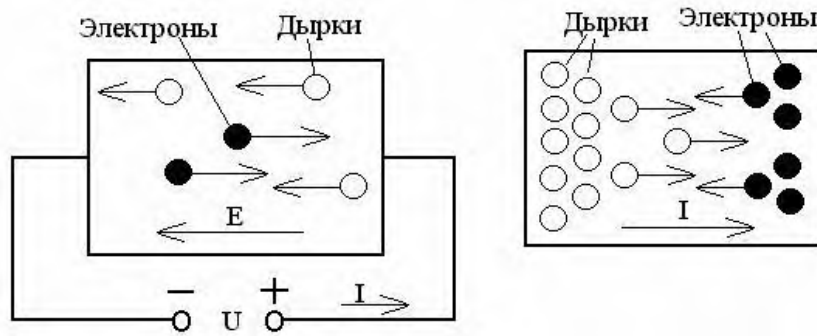


Рисунок 3.2 – Дрейфовый (а) и диффузионный (б) токи в полупроводнике

Плотность тока в полупроводнике, обусловленного дрейфом свободных электронов под действием внешнего электрического поля со средней скоростью \bar{v}_n , определяется выражением $j_n = en\bar{v}_n$. Перемещение (дрейф) дырок в валентной зоне со средней скоростью \bar{v}_p создает в полупроводнике дырочный ток, плотность которого $j_p = ep\bar{v}_p$. Следовательно, полная плотность тока в полупроводнике содержит электронную j_n и дырочную j_p составляющие и равна их сумме (n и p — концентрации соответственно электронов и дырок). Подставляя в выражение для плотности тока соотношение для средней скорости электронов и дырок из (3.1), получаем

$$j = e(n\mu_n + p\mu_p)\mathcal{E}. \quad (3.2)$$

Если сравнить выражение (3.2) с законом Ома $j = \gamma\mathcal{E}$, то удельная электропроводность полупроводника определяется соотношением

$$\gamma = \gamma_n + \gamma_p = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (3.3)$$

У полупроводника с собственной электропроводностью концентрации электронов и дырок равны ($n_i = p_i$), и его удельная электропроводность определяется выражением

$$\gamma = en_i(\mu_n + \mu_p) = ep_i(n\mu_n + p\mu_p) \quad (3.4)$$

В полупроводнике n -типа $n_0 > p_0$, и его удельная электропроводность с достаточной степенью точности может быть определена выражением

$$\gamma \approx \gamma_n = e\mu_n n_0 \quad (3.5)$$

В полупроводнике p -типа $p_0 > n_0$, и удельная электропроводность такого полупроводника

$$\gamma \approx \gamma_p = e\mu_p p_0 \quad (3.6)$$

В области высоких температур концентрация электронов и дырок значительно возрастает за счет разрыва ковалентных связей и, несмотря на уменьшение их подвижности, электропроводность полупроводника увеличивается по экспоненциальному закону.

Диффузионный ток. Кроме теплового возбуждения, приводящего к возникновению равновесной концентрации зарядов, равномерно распределенных по объему полупроводника, обогащение полупроводника электронами до концентрации n_p и дырками до концентрации p_n может осуществляться его освещением, облучением потоком заряженных частиц, введением их через контакт (инжекцией) и т. д. В этом случае энергия возбудителя передается непосредственно носителям заряда, и тепловая энергия кристаллической решетки остается практически постоянной. Следовательно, избыточные носители заряда не находятся в тепловом равновесии с решеткой и поэтому называются *неравновесными*. В отличие от равновесных они могут неравномерно распределяться по объему полупроводника (рисунок 4,1, б). После прекращения действия возбудителя за счет рекомбинации электронов и дырок концентрация избыточных носителей быстро убывает и достигает равновесного значения.

Скорость рекомбинации неравновесных носителей пропорциональна избыточной концентрации дырок ($p_n - p_{n0}$) или электронов ($n_p - n_{p0}$):

$$\frac{dp}{dt} = -(p_n - p_{n0})/\tau_p \qquad \frac{dn}{dt} = -(n_p - n_{p0})/\tau_n$$

где τ_p - время жизни дырок; τ_n - время жизни электронов.

За время жизни концентрация неравновесных носителей уменьшается в $e = 2,7$ раза. Время жизни избыточных носителей составляет 0,01...0,001 с. Носители зарядов рекомбинируют в объеме полупроводника и на его поверхности. Неравномерное распределение неравновесных носителей зарядов сопровождается их диффузией в сторону меньшей концентрации. Это движение носителей зарядов обуславливает прохождение электрического тока, называемого *диффузионным* (рисунок 4,1, б).

Рассмотрим одномерный случай движения носителей заряда. Пусть в полупроводнике концентрации электронов $n(x)$ и дырок $p(x)$ являются функциями координаты. Это приведет к диффузионному движению дырок и электронов из области с большей их концентрацией в область с меньшей концентрацией. Диффузионное движение носителей зарядов обуславливает прохождение диффузионного тока электронов и дырок, плотности которых определяются из соотношений:

$$j_{n\text{диф}} = eD_n \frac{dn(x)}{dx} \qquad (3.7)$$

$$j_{p\text{диф}} = -eD_p \frac{dp(x)}{dx} \qquad (3.8)$$

где $dn(x)/dx$, $dp(x)/dx$ – градиенты концентраций электронов и дырок; D_n , D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок.

Градиент концентрации характеризует степень неравномерности распределения зарядов (электронов и дырок) в полупроводнике вдоль какого-то выбранного направления (в данном случае вдоль оси x). Коэффициенты диффузии показывают количество носителей заряда, пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную к выбранному направлению, при градиенте концентрации в этом направлении, равном единице. Коэффициенты диффузии связаны с подвижностями носителей зарядов соотношениями Эйнштейна:

$$D_n = \mu_n kT/e \qquad D_p = \mu_p kT/e \qquad (3.9)$$

Знак "минус" в выражении (3.8) означает противоположную направленность электрических токов в полупроводнике при диффузионном движении электронов и дырок в сторону уменьшения их концентраций.

Если в полупроводнике существует и электрическое поле, и градиент концентрации носителей, проходящий ток будет иметь дрейфовую и диффузионную составляющие. В таком случае плотности токов рассчитываются по следующим уравнениям:

$$j_n = en\mu_n E + eD_n \frac{dn(x)}{dx} \qquad j_p = ep\mu_p E - eD_p \frac{dp(x)}{dx} \qquad (3.10)$$

3.3 Собственная и примесная проводимость

Электропроводность полупроводников может быть обусловлена собственными электронами атомов данного вещества (собственная проводимость) и электронами примесных атомов (примесная проводимость). Источниками носителей тока могут быть также дефекты кристаллической структуры (вакансии, междоузельные атомы и др.)

Собственная проводимость. Электропроводность полупроводника, не содержащего примесей и дефектов, при $T = 0$ К равна нулю, поскольку в нем нет свободных носителей заряда. Действительно, его валентная зона полностью заполнена электронами и не дает никакого вклада в проводимость, а зона проводимости пуста. При $T > 0$ К появляется вероятность заброса электронов из валентной зоны в зону проводимости (см. рис. 3.1). В результате в валентной зоне образуются дырки, причем концентрации электронов n и дырок p будут одинаковы. Одновременно с процессом образования свободных носителей (*генерация*) идет процесс их исчезновения (*рекомбинация*), т.е. возврат части электронов из зоны проводимости в валентную зону и заполнение дырок. При температуре, отличной от абсолютного нуля, в полупроводниках устанавливается некоторая равновесная концентрация носителей заряда. Так, например, при комнатной температуре концентрация свободных электронов и дырок составляет в Si примерно 10^{10} см⁻³, а в Ge $\sim 10^{13}$ см⁻³.

При наложении электрического поля E в полупроводнике возникает ток, состоящий из электронной и дырочной составляющих. Полупроводники, в которых за счет перехода некоторого количества электронов из валентной зоны в зону проводимости образуется такое же количество дырок, называются *собственными*. Соответственно их проводимость, состоящую из электронной и дырочной составляющих, называют *собственной проводимостью*.

Результирующая электропроводность собственного полупроводника определяется суммой электронной и дырочной компонент:

$$\gamma = en\mu_n + ep\mu_p, \qquad (3.11)$$

где μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок соответственно. В уравнение (3.11) входят два важнейших параметра полупроводника – концентрация (n , p) и подвижность носителей зарядов.

Концентрация носителей (электронов и дырок) в собственном полупроводнике увеличивается с ростом температуры по экспоненциальному закону:

$$n_i = A \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (3.12)$$

где A – коэффициент, слабо зависящий от температуры. Энергия активации этого процесса равна половине ширины запрещенной зоны $E_g/2$. Температурная зависимость концентрации собственных носителей, построенная в координатах $\ln n_i$ от $1/T$ имеет вид:

$$\ln n_i = \text{const} - \frac{E_g}{2k} \cdot \frac{1}{T}, \quad (3.13)$$

и представляет собой практически прямую линию (рис. 3.2). Тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс равен половине ширины запрещенной зоны: ($\text{tg}\varphi = -E_g/2$), т.е. численно равен энергии активации.

Подвижность носителей заряда в собственном полупроводнике, где нет никаких примесей и дефектов, определяется рассеянием носителей на фононах. Поскольку средняя длина свободного пробега электрона обратно пропорциональна концентрации фононов, которая, в свою очередь, в области высоких температур пропорциональна температуре, то $\mu_n \sim 1/T$. При низких температурах подвижность носителей практически не зависит от температуры. Таким образом, электропроводность собственных полупроводников изменяется от температуры по экспоненциальному закону.

$\ln n_i$

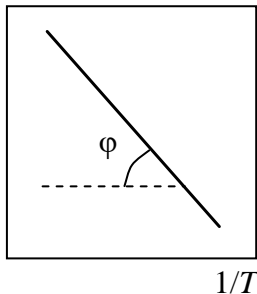


Рис. 3.2 – Зависимость концентрации носителей в собственном полупроводнике от температуры

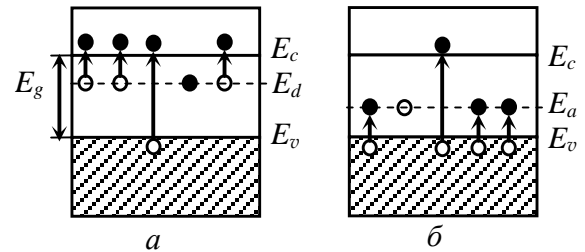
Примесная проводимость. Примеси и дефекты в полупроводниках делятся на донорные и акцепторные. *Доноры* отдают в объем полупроводника избыточные электроны и создают электронную проводимость (n -типа). *Акцепторы* захватывают валентные электроны вещества, в результате чего создаются дырки и возникает дырочная проводимость (p -типа). Наличие в полупроводниках примесных атомов и структурных дефектов обуславливает существование в запрещенной зоне локальных разрешенных энергетических состояний – *примесных уровней*.

Если в полупроводник введена донорная или акцепторная примесь, то при низких температурах, когда энергии тепловых колебаний недостаточно для переброса электронов из валентной зоны в зону проводимости, свободные носители заряда могут появиться за счет ионизации примесей или дефектов. Энергия ионизации мелких доноров и акцепторов незначительна по сравнению с шириной запрещенной зоны полупроводника, поэтому связанный с донорным атомом электрон может быть оторван от этого атома, т.е. переведен с донорного уровня в зону проводимости (рис. 3.3, а). Чем выше температура, тем больше

доноров отдают свои электроны. Правда, с повышением температуры увеличивается и вероятность межзонных переходов. Поэтому количество электронов в зоне проводимости полупроводника, содержащего доноры, может значительно превышать количество дырок в валентной зоне, и электропроводность будет электронной. Такой полупроводник называют *электронным (донорным)* или полупроводником *n-типа*. Электроны являются в нем *основными носителями заряда*, а дырки – *неосновными*.

В полупроводнике, содержащем акцепторную примесь, электроны легко переходят из валентной зоны на акцепторные уровни, а в валентной зоне образуются дырки (рис. 3.3, б). Их количество значительно больше, чем количество свободных электронов, образовавшихся за счет переходов из валентной зоны в зону проводимости. Поэтому дырки являются основными носителями заряда, а электроны – неосновными. Проводимость полупроводника, содержащего акцепторную примесь, будет дырочной, а сам полупроводник в соответствии с этим называется *дырочным (акцепторным)* или полупроводником *p-типа*.

Рис. 3.3 – Зонная структура (энергетическая диаграмма) электронного (а) и дырочного (б) полупроводников



Положение примесных уровней в запрещенной зоне полупроводника определяется энергией ионизации атомов примесей. В качестве примера рассмотрим элементарные полупроводники IV группы таблицы Менделеева – Ge и Si. Донорные примесные уровни в них создают элементы V группы (P, As, Sb, Bi), а акцепторные уровни – элементы III группы (B, Al, Ga, In).

Предположим, что в одном из кристаллов германия находится атом мышьяка (As), имеющий пять электронов в валентной оболочке. Четыре валентных электрона участвуют в образовании ковалентных связей с четырьмя атомами германия. Поскольку ковалентная связь является насыщенной, пятый электрон новую связь образовывать не может. Он сравнительно слабо взаимодействует с большим числом окружающих мышьяк атомов германия, вследствие чего его связь с атомом мышьяка уменьшается, и он движется по орбите большого радиуса (рис. 3.4, а). Его движение можно сравнить с движением электрона в атоме водорода. Таким образом, задача определения энергии ионизации примесного атома сводится к отысканию уровней энергии водородоподобного атома. При ее решении необходимо учесть следующие обстоятельства.

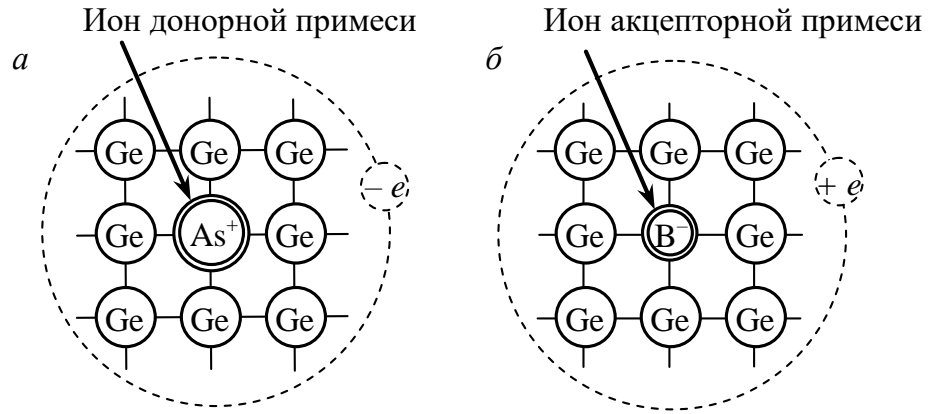


Рис. 3.4 – Схема кристаллической структуры германия с атомом донорной (а) и акцепторной (б) примеси

Поскольку электрон движется не только в кулоновском поле иона As^+ , но и в периодическом поле кристаллической решетки полупроводника, он обладает эффективной массой m^* (см. 2.4.3). Взаимодействие электрона с ионом мышьяка, имеющим заряд $Z \cdot e$ (Z – кратность заряженного иона), происходит в твердом теле с диэлектрической проницаемостью ϵ . В этом случае решение уравнения Шрёдингера для пятого электрона мышьяка дает собственные значения энергии этого электрона (в эВ):

$$E_n = E_c - \frac{E_{\text{ион}} Z^2}{\epsilon^2} \left(\frac{m^*}{m} \right) \frac{1}{n^2}. \quad (3.14)$$

Здесь энергия отсчитывается от дна зоны проводимости E_c ; $n \geq 1$ – квантовое число; $E_{\text{ион}} = 13,52$ эВ – энергия ионизации атома водорода.

Энергия ионизации примесного атома E_d (рис. 3.3, а) равна по абсолютному значению энергии основного состояния электрона ($n = 1$):

$$E_d = \frac{E_{\text{ион}} Z^2}{\epsilon^2} \left(\frac{m^*}{m} \right). \quad (3.15)$$

Из формулы (3.15) следует, что: 1) E_d значительно меньше энергии ионизации атома водорода; 2) E_d растет с увеличением Z , поэтому уровень двукратно заряженного иона примеси лежит в запрещенной зоне полупроводника ниже уровня однократно заряженного иона.

Расчетное значение энергии ионизации примесных атомов в кристалле германия ($\epsilon \approx 16$, $m^* = 0,25 m_0$) составляет $E_d \approx 0,01$ эВ, в кристалле кремния – $\sim 0,04$ эВ. Таким образом, достаточно совсем незначительной энергии, чтобы перевести пятый электрон мышьяка из связанного состояния в свободное, т.е. в зону проводимости. Экспериментально определенные значения энергии ионизации доноров в германии и кремнии (табл. 3.2) достаточно хорошо согласуются с расчетными величинами E_d .

Таблица 3.2 Энергия ионизации доноров в кремнии и германии

Донор	$E_d, \text{эВ}$	
	в Si	в Ge
P	0,045	0,0128
As	0,053	0,0140
Sb	0,043	0,0098
Bi	0,069	0,0125

Пользуясь моделью водородоподобного атома, можно оценить размеры области, в которой локализована волновая функция электрона, связанного с примесным атомом:

$$a_n = a_0 \left(\frac{m}{m^*} \right) \varepsilon n^2, \quad (3.16)$$

где $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-10}$ м – радиус первой боровской орбиты атома водорода. Для донорной примеси в германии получаем $a_1 = 64a_0 \approx 34 \cdot 10^{-10}$ м. Поскольку постоянная решетки германия равна примерно 0,36 нм, первая боровская орбита электрона примесного атома охватывает около 200 узлов решетки. Радиус первой боровской орбиты электрона примеси V группы в кремнии несколько меньше, однако тоже достаточно велик ($a_1 \approx 30 a_0$).

Положение акцепторных уровней в запрещенной зоне полупроводника оценивают аналогичным образом. Предположим, что один из узлов решетки германия замещен примесным атомом III группы таблицы Менделеева, например, атомом бора (рис. 3.4, б). Три валентных электрона атома бора образуют три ковалентные связи с соседними атомами германия, а четвертая связь остается незавершенной. Она представляет собой дырку с положительным зарядом $+e$, что обеспечивает электронейтральность области кристалла, окружающей примесь. Атом бора может захватить незавершенной связью электрон основного вещества и превратиться в отрицательно заряженный ион.

Собственные значения энергии для акцепторной примеси можно вычислить таким же путем, каким их определяют для донорной примеси:

$$E_n = E_v + \frac{E_{\text{ион}} Z^2}{\varepsilon^2} \left(\frac{m^d}{m} \right) \frac{1}{n^2}, \quad (3.17)$$

где m^d – эффективная масса дырки. Основной уровень акцепторной примеси ($n = 1$)

$$E_a = \frac{E_{\text{ион}} Z^2}{\varepsilon^2} \left(\frac{m^d}{m} \right) \quad (3.18)$$

находится в запрещенной зоне германия примерно на 0,01 эВ выше потолка валентной зоны. В табл. 3.3 приведены экспериментальные значения E_a примесей III группы в германии и кремнии, отсчитанные от потолка валентной зоны.

Из формул (3.14) и (3.17) следует, что наряду с основными примесными уровнями в запрещенной зоне могут существовать возбужденные примесные состояния, соответствующие значениям квантового числа $n = 2, 3, 4, \dots$. Они расположены выше основного донорного состояния или ниже основного акцепторного (рис. 3.5).

Экспериментально такие состояния были обнаружены в запрещенной зоне кремния при температуре жидкого гелия. Однако при обычных температурах возбужденные состояния можно не учитывать, так как из-за малой величины E_d и E_a они не оказывают существенного влияния на электрические свойства полупроводников.

Таблица 3.3 – Энергия ионизации акцепторов в кремнии и германии

Акцептор	$E_a, \text{эВ}$	
	в Si	в Ge
B	0,045	0,0104
Al	0,057	0,0102
Ga	0,065	0,0108
In	0,016	0,0102

В электронном полупроводнике, содержащем донорную примесь с концентрацией N_d , при $T = 0 \text{ К}$ уровень Ферми E_F лежит посередине между дном зоны проводимости и примесным уровнем. С ростом температуры уровень Ферми смещается к середине запрещенной зоны (рис. 3.6). Это снижение приводит к тому, что концентрация электронов в зоне проводимости увеличивается. Постепенно концентрация n электронов в зоне проводимости становится сравнимой с N_d . Равенство $n = N_d$ означает, что вся донорная примесь ионизована. Область температур, в которой выполняется это равенство, называется *областью истощения примеси*. Полная ионизация примеси наступает, когда E_F опускается на несколько kT ниже E_d .

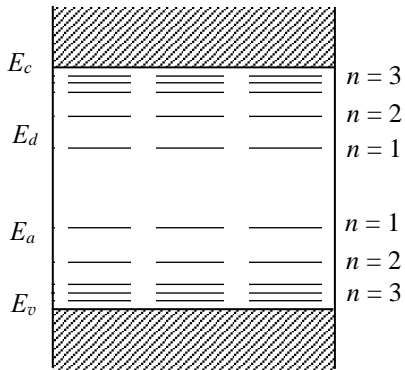


Рис. 3.5 – Основные и возбужденные примесные состояния в запрещенной зоне полупроводника

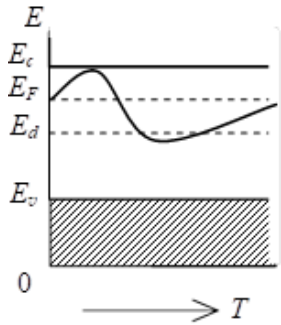


Рис. 3.6 – Положение уровня Ферми в донорном полупроводнике в зависимости от температуры

Дальнейшее повышение температуры вызывает увеличение концентрации электронов в зоне проводимости за счет переходов в нее электронов из валентной зоны. Температурная зависимость концентрации электронов приведена на рис 3.7. В области высоких температур (область 3) она такая же, как у собственных полупроводников (см. рис. 3.2).

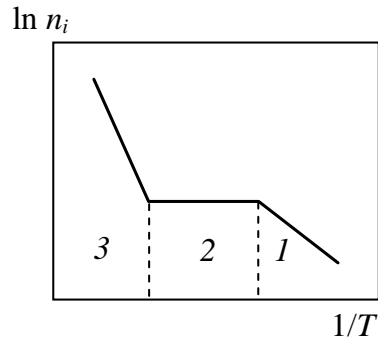


Рис. 3.7 – Зависимость концентрации электронов от температуры в донорном полупроводнике: 1 – область ионизация примесей; 2 – область истощения примесей; 3 – переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости (собственная проводимость)

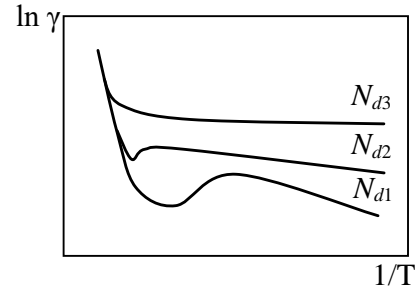


Рис. 3.8 – Зависимость удельной электропроводности примесного полупроводника от температуры при концентрациях донорных примесей $N_{d1} < N_{d2} < N_{d3}$

В примесных полупроводниках подвижность носителей заряда ограничена рассеянием не только на фононах, но и на ионизованных атомах примесей. При высоких температурах доминирует рассеяние на фононах. Подвижность μ , обусловленная рассеянием на ионизованной примеси, пропорциональна $T^{3/2}$.

Таким образом, температурная зависимость электропроводности примесного полупроводника немонотонна: в интервале температур, где концентрация носителей экспоненциально зависит от температуры, $\gamma(T)$ также практически является экспоненциальной функцией, а в области истощения примесей ход кривой $\gamma(T)$ определяется температурной зависимостью подвижности носителей. Типичный вид температурной зависимости электропроводности примесного полупроводника с разной концентрацией донорных примесей N_{di} показан на рис. 3.8.

3.4 Основные электрофизические свойства полупроводников

Основные электрофизические свойства важнейших полупроводниковых материалов (ширина запрещённой зоны, подвижность носителей тока, температура плавления и т. д.) представлены в таблице 3.4. Ширина запрещённой зоны E_g является одним из фундаментальных параметров полупроводниковых материалов. Чем больше E_g , тем выше допустимая рабочая температура и тем более сдвинут в коротковолновую область спектра рабочий диапазон приборов, создаваемых на основе соответствующих полупроводниковых материалов. Например, максимальная рабочая температура германиевых приборов не превышает 50–60 °С, для кремниевых приборов она возрастает до 150–170 °С, а для приборов на основе GaAs достигает 250–300 °С; длинноволновая граница собственной фотопроводимости составляет: для InSb — 5,4 мкм (при 77 К), InAs — 3,2 мкм (195 К), Ge — 1,8 мкм (300 К), Si — 1 мкм (300 К), GaAs — 0,92 мкм (300 К). Величина E_g хорошо коррелирует с температурой плавления. Обе эти величины возрастают с ростом энергии связи атомов в кристаллической решётке, поэтому для широкозонных полупроводниковых материалов характерны высокие температуры плавления, что создаёт большие трудности на пути создания чистых и структурно совершенных монокристаллов таких полупроводниковых материалов. Подвижность носителей тока в значительной мере определяет частотные характеристики

полупроводниковых приборов. Для создания приборов СВЧ диапазона необходимы полупроводниковые материалы, обладающие высокими значениями μ . Аналогичное требование предъявляется и к полупроводниковым материалам, используемым для изготовления фотоприемников. Температура плавления и период кристаллической решётки, а также коэффициент линейного термического расширения играют первостепенную роль при конструировании гетероэпитаксиальных композиций. Для создания совершенных гетероструктур желательно использовать полупроводниковые материалы, обладающие одинаковым типом кристаллической решётки и минимальными различиями в величинах её периода и коэффициентах термического расширения. Плотность полупроводниковых материалов определяет такие важные технические характеристики, как удельный расход материала, масса прибора.

Таблица 3.4 – Основные электрофизические свойства полупроводников

Элемент, тип соединения (по номеру группы)	Наименование полупро- водника	Ширина запрещённой зоны, эВ		Подвижность носителей заряда при 300 К, см ² /(В·сек)		Кристаллическая структура	Постоянная решётки, Å	$T_{пл}$, °С
		при 300 К	при 0 К	электро- ны	дырки			
Элемент	<u>C</u> (алмаз)	5,47	5,51	2800	2100	алмаз	3,56679	4027
	<u>Ge</u>	0,661	0,89	3900	1900	типа алмаза	5,65748	937
	<u>Si</u>	1,12	1,16	1500	600	типа алмаза	5,43086	1420
	α -Sn		~0,08			типа алмаза	6,4892	
IV—IV	α -SiC	3	3,1	400	50	типа сфалерита	4,358	3100
III—V	AlSb	1,63	1,75	200	420	типа сфалерита	6,1355	1050
	BP	6				типа сфалерита	4,538	>1300
	<u>GaN</u>	3,39		440	200	типа вюртцита	3,186 (по оси <i>a</i>) 5,176 (по оси <i>c</i>)	>1700
	<u>GaSb</u>	0,726	0,80	2500	680	типа сфалерита	6,0955	706
	<u>GaAs</u>	1,424	1,52	8500	400	типа сфалерита	5,6534	1239
	<u>GaP</u>	2,27	2,40	110	75	типа сфалерита	5,4505	1467
	<u>InSb</u>	0,17	0,26	78000	750	типа сфалерита	6,4788	525
	<u>InAs</u>	0,354	0,46	33000	460	типа сфалерита	6,0585	943
II—VI	<u>InP</u>	1,34	1,34	4600	150	типа сфалерита	5,8688	1060
	<u>CdS</u>	2,42	2,56	300	50	типа вюртцита	4,16 (по <i>a</i>) 6,756 (по <i>c</i>)	1750
	CdSe	1,7	1,85	800		типа сфалерита	6,05	1258
	<u>ZnO</u>	3,36		200		кубическая	4,58	1975
IV—VI	<u>ZnS</u>	3,6	3,7	165		типа вюртцита	3,82 (по <i>a</i>) 6,26 (по <i>c</i>)	1700
	<u>PbS</u>	0,41	0,34	600	700	кубическая	5,935	1103

	PbTe	0,32	0,24	1700	840	кубическая	6,460	917
--	------	------	------	------	-----	------------	-------	-----

3.5 Получение и легирование полупроводников

Получение. Необходимым условием достижения высоких электрофизических характеристик полупроводниковых материалов является их глубокая очистка от посторонних примесей. В случае Ge и Si эта проблема решается путём синтеза их летучих соединений (хлоридов, гидридов) и последующей глубокой очистки этих соединений с применением методов ректификации, сорбции, частичного гидролиза и специальных термических обработок. Хлориды особой чистоты подвергают затем высокотемпературному восстановлению водородом, прошедшим предварительную глубокую очистку, с осаждением восстановленных продуктов на кремниевых или германиевых прутках. Из очищенных гидридов Ge и Si выделяют путём термического разложения. В результате получают Ge и Si с суммарным содержанием остаточных электрически активных примесей на уровне 10^{-7} – 10^{-9} %. Получение особо чистых полупроводниковых соединений осуществляют синтезом из элементов, прошедших глубокую очистку. Суммарное содержание остаточных примесей в исходных материалах не превышает обычно 10^{-4} – 10^{-5} %. Синтез разлагающихся соединений проводят либо в запаянных кварцевых ампулах при контролируемом давлении паров летучего компонента в рабочем объёме, либо под слоем жидкого флюса (например, особо чистого обезвоженного B_2O_3). Синтез соединений, имеющих большое давление паров летучего компонента над расплавом, осуществляют в камерах высокого давления. Часто процесс синтеза совмещают с последующей дополнительной очисткой соединений путём направленной или зонной кристаллизации расплава.

Наиболее распространённый способ получения монокристаллов полупроводниковых материалов – вытягивание из расплава по *методу Чохральского*. Этим методом получают монокристаллы Ge, Si, соединения типа $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$, $A^{IV}B^{VI}$ и т. д. Вытягивание монокристаллов неразлагающихся полупроводниковых материалов проводят в атмосфере H_2 , инертных газов или в условиях глубокого вакуума. При выращивании монокристаллов разлагающихся соединений (InAs, GaAs, InP, GaP, CdTe, PbTe и др.) расплав герметизируют слоем жидкого флюса (B_2O_3) и вытягивают монокристаллы, погружая затравку в расплав через флюс и поддерживая в рабочем объёме над расплавом определённое давление инертного газа. Часто процесс вытягивания осуществляют в камерах высокого давления, совмещая процесс выращивания монокристаллов с предварительным синтезом соединений под слоем флюса (GaAs, InP, GaP и др.).

Для выращивания монокристаллов полупроводниковых материалов также широко используют методы *направленной и зонной кристаллизации* расплава в контейнере. В случае разлагающихся соединений для получения монокристаллов требуемого стехиометрического состава процесс проводят в запаянных кварцевых ампулах, поддерживая равновесное давление паров летучего компонента над расплавом; часто для этого требуются камеры высокого давления, в которых поддерживается противодействие инертного газа. При получении монокристаллов необходимой кристаллографической ориентации используют ориентированные соответствующим образом монокристаллические затравки.

Для выращивания монокристаллов полупроводниковых материалов, обладающих подходящим сочетанием плотности и поверхностного натяжения расплава, используют *метод бестигельной зонной плавки*. Наибольшее распространение этот метод получил в

технологии получения монокристаллов Si, имеющего сравнительно невысокую плотность и достаточно большое поверхностное натяжение расплава. Отсутствие контакта расплава со стенками контейнера позволяет получать этим методом наиболее чистые монокристаллы. Обычно процесс выращивания монокристалла совмещают с предварительной дополнительной очисткой полупроводниковых материалов зонной плавкой.

Для получения монокристаллов ряда тугоплавких разлагающихся полупроводниковых соединений (например, CdS, ZnS, SiC, AlN и др.) используют *кристаллизацию из газовой фазы* (методы сублимации и химических транспортных реакций). В случае если при выращивании монокристаллов не удастся получить соединение требуемого стехиометрического состава, кристаллы разрезают на пластины, которые подвергают дополнительному отжигу в парах недостающего компонента. Наиболее часто этот приём используют в технологии получения монокристаллов узкозонных соединений типа $A^{II}B^{VI}$ и $A^{IV}B^{VI}$, где собственные точечные дефекты сильно влияют на концентрацию и подвижность носителей тока, то есть проявляют высокую электрическую активность (PbTe, $Pb_xSn_{1-x}Te$, $Cd_xHg_{1-x}Te$ и др.). При этом удастся снизить концентрацию носителей заряда в кристаллах на несколько порядков. Для выращивания профилированных монокристаллов полупроводниковые материалы (ленты, прутки, трубы и т. д.) используют метод Степанова.

Широко распространено получение полупроводниковых материалов в виде монокристаллических плёнок на разного рода монокристаллических подложках. Такие плёнки называют эпитаксиальными, а процессы их получения – *эпитаксиальным наращиванием*. Возможности получения тонких и сверхтонких однослойных и многослойных структур разнообразной геометрии с широкой вариацией состава и электрофизических свойств по толщине и поверхности наращиваемого слоя, с резкими границами *p-n*-переходов и гетеропереходов обуславливают широкое использование методов эпитаксиального наращивания в микроэлектронике и интегральной оптике, в практике создания больших и быстродействующих интегральных схем, а также оптоэлектронных приборов (см. Планарная технология).

Для получения эпитаксиальных структур полупроводниковых материалов используют методы жидкостной, газофазной и молекулярно-пучковой эпитаксии. В качестве растворителя обычно используют расплав нелетучего компонента соответствующего соединения. Наращивание эпитаксиального слоя проводят либо в режиме программируемого снижения температуры, либо из предварительно переохлаждённого расплава. Этим методом можно воспроизводимо получать многослойные структуры с толщинами отдельных слоев до $\sim 0,1$ мкм при толщинах переходных слоев на гетерограницах порядка десятков нм.

Легирование. Для получения полупроводниковых материалов электронного типа проводимости (*n*-типа) с изменяющейся в широких пределах концентрацией носителей заряда (электронов) обычно используют донорные примеси, образующие «мелкие» энергетические уровни в запрещённой зоне вблизи дна зоны проводимости (энергия ионизации $\leq 0,05$ эВ). Для полупроводниковых материалов дырочного типа проводимости (*p*-типа) аналогичная задача решается путём введения акцепторных примесей, образующих «мелкие» энергетические уровни в запрещённой зоне вблизи потолка валентной зоны. Такие примеси при комнатной температуре практически полностью ионизованы, так что их концентрация приблизительно равна концентрации носителей заряда. Для Ge и Si основными донорными легирующими примесями являются элементы V группы периодической системы: P, As, Sb, а акцепторными – элементы III группы: B, Al, Ga. Для

соединений типа $A^{III}B^V$ – соответственно примеси элементов VI группы (S, Se, Te), а также Sn, и элементов II группы (Be, Mg, Zn, Cd). Элементы IV группы (Si, Ge) в зависимости от условий получения кристаллов и эпитаксиальных слоев соединений типа $A^{III}B^V$ могут проявлять как донорные, так и акцепторные свойства. В соединениях типа $A^{II}B^{VI}$ и $A^{IV}B^{VI}$ поведение вводимых примесей сильно осложняется присутствием собственных точечных структурных дефектов. Необходимые тип и величина проводимости в них обычно достигаются прецизионным регулированием отклонения состава от стехиометрического, обеспечивающего заданную концентрацию определённого типа собственных точечных дефектов структуры в кристаллах.

Перечисленные выше легирующие примеси образуют, как правило, твёрдые растворы замещения и обладают достаточно высокой растворимостью (10^{18} – 10^{20} атомов/см³) в широком интервале температур. При этом максимум растворимости приходится на температурный интервал 700–900 °С в Ge, 1200–1350 °С в Si и 1100–1200 °С в GaAs. Представляется важным знание *предельной растворимости* примесей в материале (в твердой фазе). Под этим термином подразумевается концентрация примеси в насыщенном твердом растворе, образованном основным веществом и данной примесью. Если концентрация примеси в полупроводнике меньше параметра предельной растворимости, то примесь распределяется в кристаллической решетке моноатомно; если превышает этот параметр, то в выращиваемом кристалле появляются структурные нарушения, например, макроскопические частицы инородной фазы, что сопровождается резким ростом, в первую очередь, плотности дислокаций. Указанные примеси являются малоэффективными центрами рекомбинации носителей и сравнительно слабо влияют на величину их времени жизни.

Примеси тяжелых и благородных металлов (Fe, Ni, Cr, W, Cu, Ag, Au и др.) в большинстве полупроводниковых материалов образуют глубокие, часто многозарядные донорные или акцепторные уровни в запрещённой зоне, имеют большие сечения захвата носителей заряда и являются эффективными центрами рекомбинации носителей, приводя к значительному снижению их времени жизни. Эти примеси обладают малой и обычно ярко выраженной растворимостью в полупроводниковых материалах и имеют очень малые значения коэффициента распределения между кристаллом и расплавом. Легирование ими производят в тех случаях, когда надо получить полупроводниковые материалы с малым временем жизни носителей или с высоким удельным электрическим сопротивлением, достигаемым компенсацией мелких энергетических уровней противоположной природы. Последнее часто используют для получения полуизолирующих кристаллов широкозонных полупроводниковых материалов типа $A^{III}B^V$ (GaAs, GaP, InP); легирующими примесями служат Cr, Fe, Ni.

Легирование полупроводниковых материалов обычно осуществляют непосредственно в процессах получения монокристаллов и эпитаксиальных структур. Примесь вводится в расплав либо в виде элемента, либо в виде сплава с данным полупроводниковым материалом (лигатуры). Часто легирование осуществляют из газовой фазы (паров) данного элемента или его легколетучих соединений. Это основной способ легирования в процессах эпитаксии при кристаллизации из газовой фазы. При молекулярно-пучковой эпитаксии источником легирующей добавки обычно является сама элементарная примесь. Расчёт необходимого содержания легирующей примеси требует знания точной количественной связи между её концентрацией и заданными свойствами полупроводниковых материалов, а также основных физико-химических характеристик примеси: коэффициента распределения между газовой фазой и кристаллом (K), упругости

паров и скорости испарения в широком интервале температур, растворимости в твёрдой фазе и т. п.

Одна из главных задач легирования – обеспечение равномерного распределения вводимой примеси в объёме кристалла и по толщине эпитаксиального слоя. При направленной кристаллизации из расплава равномерное распределение примеси по длине слитка достигается либо путём поддержания её постоянной концентрации в расплаве за счёт его подпитки из твёрдой, жидкой или газовой фазы, либо путём программированного изменения эффективного коэффициента распределения примеси при соответствующем изменении параметров процесса роста. Эффективный способ повышения объёмной однородности монокристаллов – воздействие на массоперенос в расплаве наложением магнитного поля. Однородного распределения примеси по толщине слоя в процессе жидкофазной эпитаксии достигают кристаллизацией при постоянной температуре в условиях подпитки расплава, а при газофазной эпитаксии – поддержанием постоянной концентрации легирующей примеси в газовой фазе над подложкой на протяжении всего процесса наращивания.

Легирование полупроводниковых материалов может быть осуществлено также путём *радиационного воздействия* на кристалл, когда в результате ядерных реакций с участием собственных атомов вещества образуются электрически активные примеси. Наибольший интерес для радиационного легирования представляет воздействие тепловыми нейтронами, которые обладают большой проникающей способностью, что обеспечивает повышенную однородность легирования. Легирование облучением тепловыми нейтронами обеспечивает строго контролируемое введение заданных концентраций примеси и равномерное её распределение в объёме кристалла. Однако в процессе облучения в кристалле образуются радиационные дефекты, для устранения которых необходим последующий высокотемпературный отжиг. Кроме того, может появиться наведённая радиоактивность, требующая выдержки образцов после облучения. Легирование облучением тепловыми нейтронами обычно используют для получения однородно легированных фосфором монокристаллов Si с высоким удельным электрическим сопротивлением.

При создании структур с *p-n*-переходами для полупроводниковых приборов широко используют *легирование путём диффузионного введения примеси*. В основе любой теории диффузии лежат законы Фика, описывающие неравновесный процесс перемещения (молекул и атомов в газах, ионов в плазме, электронов в полупроводниках и т. п.) вещества из области с высокой концентрацией в область с низкой концентрацией, приводящий к самопроизвольному выравниванию концентраций по всему занимаемому объёму. Профиль концентрации примеси при диффузии описывается обычно функцией ошибок и имеет вид плавной кривой, характер которой определяется следующими факторами: температурой и временем проведения процесса; толщиной слоя, из которого осуществляется диффузия; концентрацией и формой нахождения примеси в источнике, а также её электрическим зарядом и возможностью взаимодействовать с сопутствующими примесями и дефектами в полупроводниковом материале. Из-за малых значений коэффициента диффузии основных легирующих примесей диффузионное легирование обычно проводят при высоких температурах (для Si, например, при 1100—1350 °C) и в течение длительного времени; при этом оно, как правило, сопровождается генерированием в кристалле значительного количества структурных дефектов, в частности дислокаций. При диффузионном легировании возникают трудности в получении тонких легированных слоев и достаточно резких *p-n*-переходов.

Для получения тонких легированных слоев перспективны процессы *ионного легирования (ионной имплантации)*, при которых введение примесных атомов в приповерхностный слой материала осуществляется путём бомбардировки соответствующими ионами с энергией от нескольких кэВ до нескольких МэВ. Возможность введения практически любой примеси в любой полупроводниковый материал, низкие рабочие температуры процесса, гибкое управление концентрацией и профилем распределения вводимой примеси, возможность легирования через диэлектрические покрытия с получением тонких, сильно легированных слоев обеспечили широкое распространение этого метода в технологии полупроводниковых приборов. Однако в процессе ионного легирования генерируются собственные точечные дефекты структуры, возникают области разупорядочения решётки, а при больших дозах – аморфизованные слои. Поэтому для получения качественных легированных слоев необходим последующий отжиг введённых дефектов. Отжиг проводят при температурах существенно более низких, чем при диффузии (для Si, например, не выше 700—800 °С). После отжига свойства имплантированных слоев близки к свойствам материала, легированного до тех же концентраций традиционными методами.

Вопросы: Какое строение имеет зонная структура (энергетический спектр) полупроводников? При каких условиях возможен перенос носителей заряда в полупроводниках? Чем отличается электропроводность собственных полупроводников от электропроводности примесных полупроводников? При каких условиях ток в полупроводниках имеет диффузионную и дрейфовую составляющие? Какие полупроводники называют электронными и дырочными? Как изменяется положение уровня Ферми в собственных и примесных полупроводниках в зависимости от температуры? Какой способ получения монокристаллов полупроводниковых материалов является наиболее распространённым? Какие методы легирования применяют при создании структур с *p-n*-переходами для полупроводниковых приборов?

ТЕМА 4 РАССЕЯНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Под действием внешнего электрического поля носители заряда приобретают некоторую скорость направленного движения (скорость дрейфа) и создают электрический ток. Подвижность носителей заряда, равная средней скорости носителей заряда в полупроводнике в электрическом поле с напряжённостью $1В/см$

$$\mu = \frac{v_0}{E} \quad (4.1)$$

зависит от длины их свободного пробега,

$$\mu = f(l), \quad (4.2)$$

а следовательно, определяется процессами рассеяния движущихся в полупроводнике электронов (дырок).

Процесс рассеяния представляет собой искривление траектории движения носителя заряда под влиянием сил, действующих на электрон или дырку со стороны рассеивающего центра. Если таким центром является ион, то рассеивающей силой будет кулоновский потенциал; если рассеивающим центром является нейтральный атом примеси, рассеиваемый электрон останется в атоме, а выбитый, получив энергию, движется по изменённой траектории. Так как электроны неразличимы, акт обмена электронами рассматривается как акт изменения траектории электрона, т.е. рассеяние. Характерной особенностью рассеяния на нейтральных атомах является независимость времени релаксации от энергии рассеиваемых носителей заряда и температуры. Процесс рассеяния электронов на тепловых колебаниях решётки рассматривается как столкновение с фононами. Поскольку концентрация фононов определяется температурой, то и рассеяние носителей заряда зависит от температуры. Рассеивающими центрами при движении электрона являются также и структурные дефекты кристаллической решётки – дислокации, вакансии, имеет место также электрон-электронное рассеяние.

В реальных полупроводниках действуют одновременно несколько механизмов рассеяния, причём вклад каждого из них может сильно меняться с изменением температуры и концентрации примеси.

4.1 Механизмы рассеяния электронов и дырок

Рассеяние носителей заряда в кристаллических твёрдых телах – процесс взаимодействия электрона проводимости (дырки) с нарушениями идеальной периодичности кристалла. В реальном кристалле электроны и дырки совершают сложные траектории движения вследствие соударения с дефектами решётки. Поскольку дефекты, искажающие периодичность поля решётки, и являются центрами рассеяния, имеющими разную природу, то они будут обуславливать и различные механизмы рассеяния носителей заряда. В полупроводниках центрами рассеяния могут быть тепловые колебания решётки и статические дефекты, такие как атомы и ионы примеси, вакансии, дислокации, границы двойников и кристаллитов. Для количественной оценки процесса рассеяния вводят параметр σ , называемый *эффективным сечением рассеяния*.

Предположим, что имеется n свободных электронов, которые со средней тепловой скоростью v_0 движутся в данном направлении. Тогда nv_0 есть плотность тока электронов, т.е. количество электронов, проходящих в единицу времени через единичную площадку образца, перпендикулярную направлению скорости. Допустим, что на пути потока электронов в единичном сечении образца имеется N одинаковых центров рассеяния. Каждый центр характеризуется эффективным сечением, равным σ . Это, по существу, то

пространство вокруг центра, в области которого имеет место рассеяние электронов. Поэтому количество электронов n_1 , рассеянных в единицу времени, определяется эффективным сечением рассеяния σ , количеством центров рассеяния N и плотностью падающего потока электронов nv_0 :

$$n_1 = \sigma N n v_0 \quad (4.3)$$

Если W – вероятность рассеяния одной частицы в единицу времени, то количество рассеянных электронов в единицу времени n_1 есть

$$n_1 = W n \quad (4.4)$$

Тогда на основании (4.3) и (4.4) можно написать:

$$\sigma = \frac{n_1/N}{n v_0} = \frac{W}{N v_0} \quad (4.5)$$

Таким образом, *эффективное сечения рассеяния σ есть отношение числа электронов, удалённых из пучка в результате рассеяния на одном центре в единицу времени, к плотности падающего пучка частиц.* Эффективное сечение рассеяния имеет размерность площади [см^2]:

$$[\sigma] = \frac{[W]}{[N v_0]} = \frac{T^{-1}}{L^{-3} L T^{-1}} = L^2$$

Из формулы (5.5) следует, что вероятность рассеяния

$$W = \sigma N v_0 \quad (4.6)$$

Следовательно, *вероятность рассеяния или вероятность столкновения определяется эффективным сечением рассеяния, количеством центров рассеяния и скоростью движения носителей заряда.*

В то же время по определению вероятность столкновения обратно пропорциональна времени свободного пробега:

$$W = 1/\tau \quad (4.7)$$

Поэтому время свободного пробега и длину свободного пробега можно выразить через эффективное сечение рассеяния. Из (4.6) и (4.7) следует, что

$$\tau = \frac{1}{\sigma N v_0} \quad (4.8)$$

Но $\tau = \frac{l}{v_0}$, тогда

$$l = \frac{1}{\sigma N} \quad (4.8)$$

Поскольку роль дефектов в процессе рассеяния носителей заряда различна, то различные дефекты должны иметь разное эффективное сечение. Для их количественной оценки за эффективное сечение рассеяния σ примем площадку, в пределах которой возможно взаимодействие между носителем заряда и дефектом.

Такие дефекты, как вакансии и межузельные атомы, во многих отношениях сходны с примесями замещения. Эти дефекты называются точечными дефектами. Для них за σ можно принять площадь квадрата со стороной, равной постоянной решётки, т.е.

$$\sigma_A = (5 \cdot 10^{-8})^2 \approx 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2.$$

Если предположить, что концентрация атомов примеси $N_A = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, то длина свободного пробега при рассеянии носителей заряда на атомах примеси будет составлять

$$l_A = (3 \cdot 10^{-15} \cdot 10^{16})^{-1} \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ см} = 300 \text{ мкм}.$$

Для иона примеси будем считать, что его диаметр в 10 раз больше диаметра примесного центра, т.е. $\sigma_1 = (5 \cdot 10^{-8} \cdot 10)^2 \approx 3 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$. В случае, если $N_1 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, то $l_1 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 3 \text{ мкм}$.

Дислокации являются линейными дефектами, простирающимися на большие области кристалла. Предположим, что линейная дислокация имеет длину 0,1 см, а её диаметр измеряется сотней периодов решётки. В этом случае площадь её осевого сечения равна $5 \cdot 10^{-8} \times 100 \cdot 10^{-1} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2$. При объёмной плотности дислокаций $N_D = 10^8 \text{ см}^{-3}$ длина свободного пробега будет порядка $l_D = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см} = 200 \text{ мкм}$.

Эффективное сечение рассеяния на тепловых колебаниях решётки определяется площадью сечения области, которую занимает колеблющийся атом за вычетом площади сечения самого атома. Если считать, что амплитуда колебаний порядка $r = 0,05 \text{ нм} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}$, а диаметр атома $d = 10^{-8} \text{ см}$, то $\sigma_T = (d+r)^2 - d^2 \approx 2rd = 10^{-16} \text{ см}^2$. Это значение много меньше, чем для других центров рассеяния, но число колеблющихся атомов велико: $N_T = 10^{22} \text{ см}^{-3}$, поэтому $l_T = 10^{-6} \text{ см} = 0,01 \text{ мкм}$.

4.2 Рассеяние на ионах примеси

В примесном полупроводнике каждый ион примеси создаёт вокруг себя электрическое поле. Под воздействием этого поля движущийся носитель заряда отклоняется от своего первоначального направления (рис. 4.1). При этом носитель заряда отклоняется тем сильнее, чем медленнее и ближе к иону он движется.

Задача сводится фактически к нахождению траектории движения заряженной частицы в центральном поле иона. Она может быть решена чисто классическими методами. Для этого будем считать носитель заряда классической частицей, движущейся в кулоновском поле положительного иона примеси с зарядом Ze . В этом случае потенциальную энергию взаимодействия можно представить в виде

$$U(r) = \pm \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r} \quad (4.9)$$

где плюс соответствует дырке, минус – электрону.

Как показывает расчёт, в кулоновском поле иона носитель заряда движется по гиперболе. На рис. 4.2 изображены траектории движения электрона и дырки в поле положительного иона. Оба носителя заряда отклоняются одинаково, хотя в одном случае действует сила притяжения, в другом – отталкивания. Через b обозначено *прицельное расстояние* – минимальное расстояние между ионом и траекторией движения носителя заряда, а θ – *угол рассеяния*, т.е. угол между первоначальным направлением движения носителя заряда и направлением движения после рассеяния. При этом угол рассеяния зависит от прицельного расстояния следующим образом:

$$b = \frac{Ze^2}{\epsilon_r m^* v^2} \text{ctg} \frac{\theta}{2} \quad (4.10)$$

где m^* и v – эффективная масса и скорость движения носителя заряда.

Процесс рассеяния является случайным процессом, поэтому различные носители заряда будут отклоняться на различные углы от направления своего движения. В силу этого при подсчёте времени релаксации необходимо учитывать усреднённое значение сечения рассеяния по углам рассеяния.

Допустим, что угол рассеяния меняется от θ до $\theta + d\theta$. Поскольку в нашем случае рассеивающий центр обладает осевой симметрией, то эти углы являются углами двух конусов, как это изображено на рис. 4.3. Здесь через $d\Omega$ обозначен телесный угол, заключённый между этими конусами, он равен:

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta . \quad (4.11)$$

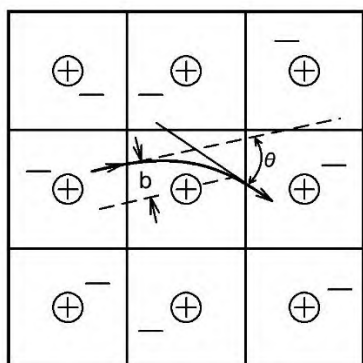


Рис. 4.1 – Отклонение движущегося электрона в поле положительного иона

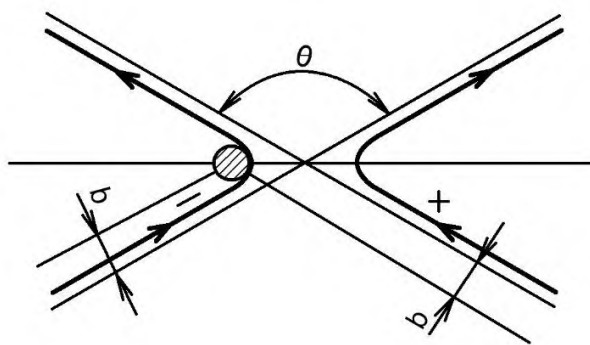


Рис. 4.2 – Траектории электрона и дырки в поле положительного иона

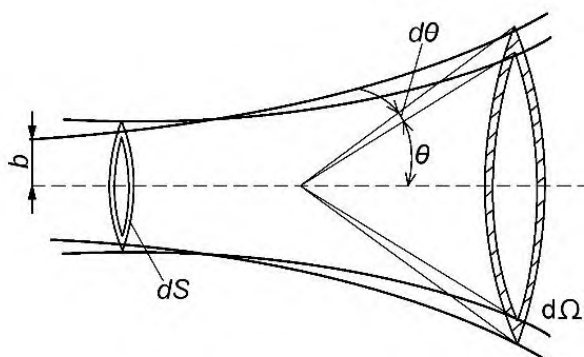


Рис. 4.3 – Рассеяние частицы в телесном угле $d\Omega$

Процессы рассеяния в данном случае характеризуются дифференциальным сечением рассеяния $\sigma(\theta)$, которое равно отношению числа частиц, отклонённых одним центром за 1 с на угол $d\theta$ в единичный телесный угол, к потоку падающих частиц на 1 см^2 в 1 с.

Резерфордом, при изучении рассеяния α -частиц на ядрах элементов, была получена формула:

$$\sigma(\theta) = \left(\frac{ze^2}{2\epsilon_r m^* v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (4.12)$$

Если выразить скорость через энергию $v = (2E/m^*)^{1/2}$, то время релаксации при рассеянии носителей заряда на ионах примеси и длина свободного пробега будут пропорциональны соответственно:

$$\tau_I \sim E^{3/2} \cdot m^{*1/2} \quad (4.13)$$

$$l_I \sim \frac{E^2}{m^{*1/2}}$$

Таким образом, при рассеянии носителей заряда на ионах примеси время релаксации зависит от энергии в степени $3/2$ и пропорционально эффективной массе в степени $1/2$, а длина свободного пробега пропорциональна квадрату энергии и обратно пропорциональна эффективной массе в степени $1/2$.

4.3 Рассеяние на атомах примеси и дислокациях

Рассеяние носителей заряда на нейтральных атомах примеси проявляется гораздо слабее, чем рассеяние на ионах примеси. Однако при низких температурах, когда концентрация ионизованных атомов примеси меньше концентрации нейтральных атомов примеси, этот механизм рассеяния играет существенную роль. В этом случае рассеяние носителей заряда может осуществляться двумя путями: 1) при помощи прямого упругого соударения и 2) обменом падающего электрона с электроном примесного атома. Определение времени релаксации для этих двух механизмов рассеяния достаточно сложно. Однако на основе расчёта, при котором рассеяние носителей заряда на нейтральных атомах примеси рассматривалось как рассеяние медленных электронов на атоме водорода, находящимся в среде с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_r , получена зависимость:

$$\tau_A = \frac{e^2 m^{*2}}{20 \epsilon_r \hbar^3} \frac{1}{N_A} \sim \frac{m^{*2}}{N_A} \quad (4.14)$$

где N_A – концентрация нейтральных атомов примеси при данной температуре.

Как следует из (4.14), время релаксации при рассеянии носителей заряда на нейтральной примеси не зависит ни от температуры, ни от энергии рассеиваемого носителя заряда, но определяется концентрацией атомов примеси. Поэтому этот механизм рассеяния особенно важен при очень низких температурах, когда примесь не ионизирована.

Рассеяние носителей заряда может происходить на нарушениях решётки, вносимых дислокациями. Вокруг дислокации существует область, в которой кристалл деформирован, поэтому в окрестности дислокации зависимость энергии от волнового вектора отличается от закона дисперсии в идеальном кристалле. Это приводит к рассеянию свободных носителей заряда. В полупроводниках, которые кристаллизуются в структуре типа алмаза, дислокации действуют как цепочки акцепторов, которые захватывают свободные электроны. Поэтому они представляют собой положительный центр с отрицательно заряженной линией в середине; т.е. дислокацию можно уподобить линейному отрицательному заряду в виде бесконечно длинного цилиндра радиусом R , вокруг которого имеется положительный пространственный заряд. Электроны, движущиеся перпендикулярно дислокациям, не могут свободно перемещаться в направлении поля, так как должны обойти дислокации и рассеяться на них, испытывая отталкивание. Расчёт показывает, что *при рассеянии носителей заряда на дислокациях время релаксации не зависит от температуры кристалла, а определяется плотностью дислокаций на единицу поверхности N_D и скоростью рассеиваемого электрона v согласно выражению вида:*

$$\tau_D = \frac{3}{8Rv} \frac{1}{N_D} \quad (4.15)$$

Если принять $v = 10^7$ см/с; $R = 3 \cdot 10^{-5}$ см; $N_D = 10^6$ см⁻², то время релаксации $\tau_D = 1,25 \cdot 10^{-9}$ с. Эта величина на 4-5 порядков больше, чем время релаксации для рассеяния на тепловых колебаниях решётки при комнатной температуре. Поэтому рассеяние на дислокациях незначительно при комнатных температурах, но оно может быть существенно при низких температурах.

4.4 Рассеяние на тепловых колебаниях решётки (фононах)

Рассеяние электронов проводимости при взаимодействии с фононами – основной механизм электрического сопротивления металлов и полупроводников. Способность электронов проводимости излучать и поглощать фононы приводит к образованию так называемых куперовских пар, что при низких температурах является причиной перехода ряда металлов в сверхпроводящее состояние. Излучения фононов возбуждёнными атомами и молекулами тел обеспечивает возможность безызлучательных электронных переходов. В релаксационных процессах в твёрдых телах фононы обычно служат стоком для энергии, запасённой другими степенями свободы кристалла, например, электронами.

Различают акустические и оптические фононы.

Акустические фононы характеризуются при малых волновых векторах линейным законом дисперсии и параллельным смещением всех атомов в элементарной ячейке. Такой закон дисперсии описывает звуковые колебания решётки, поэтому фонон и называется акустическим.

Оптические фононы существуют только в кристаллах, элементарная ячейка которых содержит два и более вида атомов. Эти фононы характеризуются при малых волновых векторах такими колебаниями атомов, при которых центр тяжести элементарной ячейки остаётся неподвижным.

Взаимодействие электрона (или дырки) с колебаниями решётки осуществляется двояким образом: 1) электрон передаёт часть своей энергии решётке, так что определённое нормальное колебание с частотой ω_q увеличивает своё квантовое число на единицу. В результате такого процесса рассеяния образуется фонон с энергией $\hbar\omega_q$ и квазиимпульсом $Q = \hbar q$ и число фононов возрастает на единицу; $Q = \hbar q$ есть импульс, который приобретает решётка вследствие соударения с электронами; 2) электрон при взаимодействии получает часть энергии от решётки, так что квантовое число определённого нормального колебания с частотой ω_q уменьшается на единицу. В этом случае исчезает фонон с энергией $\hbar\omega_q$ и квазиимпульсом $Q = \hbar q$, а число фононов уменьшается на единицу. Следовательно, в любом из этих двух случаев электрон сталкиваясь с фононом, обменивается с ним энергией и квазиимпульсом. Такой механизм рассеяния называется *однофононным*. Так как число фононов определяется температурой, то и рассеяние электронов на тепловых колебаниях решётки должно зависеть от температуры.

Рассмотрим процесс рассеяния электронов в атомном полупроводнике кубической структуры, энергетическая схема которого представлена на рис. 4.4, где a – постоянная решётки в отсутствие деформации. Будем считать, что зона проводимости такого кристалла простая, так что энергия электрона в зоне проводимости равна

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}. \quad (4.16)$$

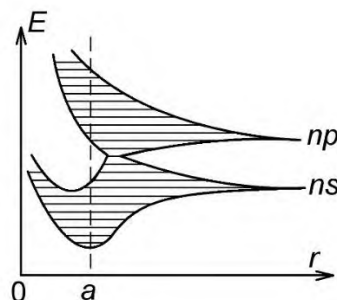


Рис. 4.4 – Энергии электронов в кристалле полупроводника

В твёрдом теле поперечные волны представляют собой волны деформации сдвига и в кубическом кристалле не приводят к изменению объёма. Продольные волны, являющиеся волнами деформации сжатия и растяжения, вызывают изменение объёма кристалла. Как следует из рис. 4.4, при сжатии кристалла, сопровождающимся уменьшением постоянной решётки a , нижний край зоны проводимости смещается вверх, а верхний край валентной зоны – вниз, в результате этого ширина запрещённой зоны увеличивается. При растяжении, приводящем к увеличению постоянной a , ширина запрещённой зоны уменьшается. Следовательно, в таком кристалле локальная деформация, создаваемая продольной акустической волной, приводит к волнообразному смещению дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, как это схематически представлено на рис. 4.5. Поэтому движущийся электрон, сталкиваясь с волной смещения, обусловленной тепловыми колебаниями решётки, будет рассеиваться только на продольных колебаниях. Это рассеяние упругое и происходит на длинноволновых акустических фононах.



Рис. 4.5 – Изменение ширины запрещенной зоны под действием продольной акустической волны

Расчеты показывают, что время релаксации при рассеянии электронов на длинноволновых акустических колебаниях решётки в атомах полупроводника обратно пропорционально температуре в первой степени и энергии в степени $1/2$, а длина свободного пробега нее зависит от энергии носителей заряда:

$$\begin{aligned} \tau_l &\sim T^{-1} E^{-1/2} \\ l &\sim T^{-1} \end{aligned} \quad (4.17)$$

Оценим время релаксации для германия в случае рассеяния электронов на колебаниях решётки. В чистом германии при комнатной температуре подвижность электронов $\mu_n = 0,39 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Если принять $m_n^* = 0,3 m_0$, то $e/m_n^* = 6 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$, следовательно $\tau_l = m_n^* \mu_n / e = 6,5 \cdot 10^{-13} \text{ с}$.

Из сравнения соотношений (4.17) и (4.13) следует, что при повышении энергии носителей заряда время релаксации при рассеянии их на ионизованной примеси увеличивается, а при рассеянии на акустических колебаниях уменьшается. Это означает, что в случае примесного рассеяния преобладающее влияние оказывают медленные электроны и дырки, и поэтому этот механизм рассеяния должен сильнее проявляться при низких температурах. При рассеянии на акустических фононах основной вклад вносят сравнительно быстрые электроны, и этот механизм рассеяния должен быть значительнее при высоких температурах.

В полярных полупроводниках, а также в полупроводниковых соединениях типа $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$, в которых связь между атомами носит частично ионный характер, электроны проводимости гораздо сильнее взаимодействуют с оптическими колебаниями, чем с акустическими. Поскольку при оптических колебаниях смещение ионов в ячейке

происходит в противоположные стороны, то разноименные заряды создадут электрические поля, перемещающиеся по кристаллу в виде плоских волн. Длинноволновые оптические колебания получили название *поляризационных волн*. Взаимодействие носителей заряда с поляризационными волнами и приводит к их рассеянию. При этом продольные колебания сильнее рассеивают, чем поперечные. Каждое столкновение электрона с оптическим фононом приводит к возникновению или исчезновению фонона с энергией $\hbar\omega_{\text{оп}}$. Частота оптического фонона слабо зависит от квазиимпульса p , поэтому при соударении энергия электрона либо увеличивается, либо уменьшается на одинаковую величину, равную:

$$\hbar\omega_{\text{оп}} = \pm\hbar\omega_0 \quad (4.18)$$

где ω_0 – максимальная частота продольной оптической ветви колебания.

Энергия, передаваемая носителем заряда решётке за одно столкновение, определяется энергией возникшего фонона, умноженной на отношение разности вероятностей испускания и поглощения к сумме этих вероятностей. Но вероятность поглощения фонона пропорциональна концентрации фононов N_q , а вероятность испускания фонона пропорциональна $N_q + 1$. Следовательно, на одно столкновение электрона, сопровождающееся передачей энергии фонону, приходится $2N_q + 1$ столкновений.

При высоких температурах, когда $T \gg \theta_D$ (где θ_D – температура Дебая) или $kT \gg \hbar\omega_0$, т.е. когда энергия оптического фонона $\hbar\omega_0$ много меньше энергии электрона kT , тогда

$$\delta_{\text{оп}} = \frac{\Delta E}{E} = \frac{(\hbar\omega_0)^2}{2(kT)^2} \ll 1 \quad (4.19)$$

В этом случае у большинства электронов изменение энергии при поглощении или испускании оптического фонона будет незначительно. Для случая рассеяния электронов на оптических фононах в ионном кристалле при высоких температурах, как показывает расчёт, время релаксации и длина свободного пробега соответственно пропорциональны:

$$\tau_{\text{оп}} \sim T^{-1} E^{1/2} \quad (4.20)$$

$$l_{\text{оп}} \sim T^{-1} E$$

При низких температурах, когда $T \ll \theta_D$ или $kT \ll \hbar\omega_0$, электроны могут только поглощать оптические фононы, в результате чего энергия их сильно увеличивается. Поскольку вероятность испускания фонона в $(N_q + 1)/N_q$ раз превышает вероятность поглощения фонона, время пребывания электрона в состоянии с большой энергией будет очень мало. Можно считать, что электрон сразу после поглощения фонона испускает фонон той же энергии. Фактически рассеяние можно рассматривать как процесс обмена фононами, а поэтому энергия электрона практически остаётся неизменной, но направление его квазиимпульса сильно изменится. Это позволяет считать, что и при низких температурах, значительно меньших характеристической температуры Дебая $\theta_D = \hbar\omega_0/k$, электрон, взаимодействуя с оптическими колебаниями решетки, рассеивается упруго.

Расчет, в котором учитывается только поглощение фонона, даёт выражение для времени релаксации электрона

$$\tau_{\text{оп}} \sim \exp\left(\frac{1}{T}\right) \quad (4.21)$$

которое не зависит от энергии электрона, но экспоненциально зависит от температуры.

Длина свободного пробега электронов в случае рассеяния на оптических фононах при низких температурах определяется соотношением вида

$$l_{\text{оп}} \sim E^{1/2}, \quad (4.22)$$

т.е. зависит от энергии носителей заряда в степени 1/2.

Все рассмотренные случаи и характеристики рассеяния носителей заряда в полупроводниках обобщены в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Характеристики рассеяния носителей заряда в полупроводниках

На ионах примеси	На атомах примеси	На дислокациях	В атомных п/п на длинноволновых акустических колебаниях	В полярных п/п на оптических колебаниях
$\tau_I \sim E^{3/2} \cdot m^{*1/2}$ $l_I \sim E^2 m^{*-1/2}$	$\tau_A = \sim \frac{m^{*2}}{N_A}$	$\tau_D = \frac{1}{vN_D}$	$\tau_l \sim T^{-1} E^{-1/2}$ $l \sim T^{-1}$	1) Высокие T $T \gg \theta_D, kT \gg \hbar\omega_0$ $\tau_{оп} \sim T^{-1} E^{1/2}$ $l_{оп} \sim T^{-1} E$
Механизм важен при низких и высоких T	При очень низких T	При низких T	При высоких T	2) Низкие T $T \ll \theta_D, kT \ll \hbar\omega_0$ $\tau_{оп} \sim \exp\left(\frac{1}{T}\right)$ $l_{оп} \sim E^{1/2}$

Вопросы:

Чем определяется вероятность рассеяния электронов? На каких примесях эффективное сечение рассеяния больше – на атомах или ионах? Какой механизм рассеяния называется однофононным? Какие механизмы рассеяния носителей заряда преобладают на низких/высоких температурах?

ТЕМА 5 ГЕНЕРАЦИЯ И РЕКОМБИНАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК

Генерация носителей заряда – образование свободных электронов и дырок – происходит при воздействии теплового хаотического движения атомов кристаллической решетки (тепловая генерация), при воздействии квантов света (световая генерация), сильных электрических полей и других энергетических факторов. Так как полупроводник всегда находится под действием всех этих факторов или хотя бы одного ($T \neq 0$), генерация носителей происходит непрерывно. Одновременно с генерацией в полупроводнике непрерывно происходит и обратный процесс – рекомбинация носителей заряда, т. е. возвращение электронов из зоны проводимости в валентную зону, в результате чего исчезает (рекомбинирует) пара носителей заряда. В состоянии термодинамического равновесия процессы генерации и рекомбинации носителей заряда взаимно уравновешены. При этом в полупроводнике существуют равновесные концентрации электронов n_0 и дырок p_0 . При воздействии на полупроводник нетеплового внешнего энергетического фактора (света, сильного электрического поля и др.) из-за генерации новых носителей заряда общая концентрация n и p будет превышать равновесную концентрацию n_0, p_0 на величину Δn (или Δp), которую называют неравновесной или избыточной концентрацией.

5.1 Равновесные и неравновесные носители заряда

Рассмотрим донорный полупроводник, находящийся в состоянии термодинамического равновесия. В результате тепловой генерации электроны с донорной примеси переходят в зону проводимости. При достаточно высоких температурах будет существенным переброс электронов непосредственно из валентной зоны в зону проводимости.

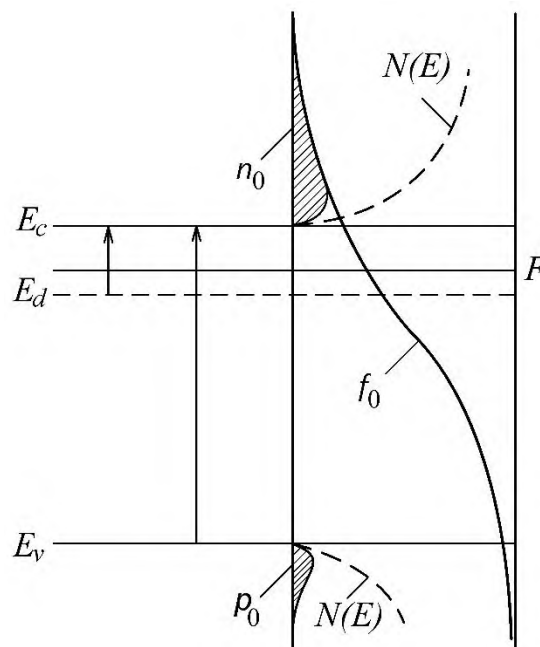


Рис. 5.1 Тепловая генерация свободных носителей заряда и их концентрация в состоянии термодинамического равновесия

На рис. 5.1 изображены плотность квантовых состояний $N(E)$ в зоне проводимости и валентной зоне, функция распределения Ферми-Дирака $f_0(E)$ и концентрация равновесных электронов n_0 и дырок p_0 , которые занимают состояния вблизи краёв соответствующих зон

(заштрихованные области). Стрелками показаны переходы электронов при тепловом возбуждении. Свободные носители зарядов, возникающие в результате тепловой генерации и находящиеся в термодинамическом равновесии с кристаллической решёткой, называют *равновесными* (n_0, p_0).

Одновременно с генерацией свободных носителей заряда идёт процесс рекомбинации: электроны возвращаются в свободные состояния в валентной зоне, в результате чего исчезают свободный электрон и свободная дырка. В условиях термодинамического равновесия процессы генерации и рекомбинации взаимно уравниваются. Обозначим через G_0 число генерируемых, а через R_0 – число рекомбинирующих электрон-дырочных пар в единице объёма кристалла за одну секунду. Вероятность рекомбинации пропорциональна произведению концентрации свободных носителей заряда, поэтому

$$R_0 = \gamma_r n_0 p_0, \quad (5.1)$$

где γ_r – коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом рекомбинации.

Для равновесного состояния полупроводника справедливо равенство

$$G_0 = R_0, \quad (5.2)$$

которое является выражением принципа детального равновесия.

Помимо тепловой генерации имеются другие механизмы, приводящие к возникновению свободных носителей заряда. Например, они могут образоваться в результате облучения полупроводника светом, разрыва валентных связей в сильных электрических полях или инжекции с помощью *p-n* перехода. Во всех этих случаях возникает некоторая концентрация электронов n и дырок p , которая отличается от термодинамически равновесной. Подвижные носители заряда, не находящиеся в термодинамическом равновесии как по концентрации, так и по энергетическому распределению, являются *неравновесными носителями заряда*, а их концентрацию Δn и Δp называют *неравновесной* или *избыточной*.

При оптической генерации носители заряда могут иметь кинетическую энергию, значительно превышающую среднюю тепловую энергию равновесных частиц. В результате рассеяния на дефектах кристаллической решётки носители заряда довольно быстро передают ей свою избыточную энергию. Этот процесс сводится к тому, что неравновесные электроны, рассеивая свою избыточную энергию, как бы «опускаются» к нижнему краю зоны проводимости, а неравновесные дырки, рассеивая избыточную энергию, «поднимаются» к верхнему краю валентной зоны. Если при этом концентрация неравновесных носителей заряда мало отличается от равновесной, то передача кристаллу кинетической энергии неравновесными носителями заряда практически не изменит энергию решётки, а следовательно, и температуру кристалла, поэтому не изменится концентрация равновесных носителей заряда. В этом случае общее количество электронов и дырок будет равно соответственно:

$$n = n_0 + \Delta n; p = p_0 + \Delta p. \quad (5.3)$$

5.2 Биполярная оптическая генерация носителей заряда

Рассмотрим *с о б с т в е н н ы й* полупроводник, в котором оптической генерацией создаётся некоторая концентрация электронов и дырок. Генерацию носителей заряда, при которой в результате возбуждения возникают пары – электрон и дырка, будем называть

биполярной генерацией. В этом случае поглощение кванта света сопровождается разрывом ковалентной связи и количество генерируемых избыточных электронов и дырок одинаково:

$$\Delta n = \Delta p. \quad (5.4)$$

Параллельно с процессом генерации идёт процесс рекомбинации, и в стационарном состоянии число электронов и дырок, возбуждаемых за единицу времени в результате разрыва ковалентных связей, равно числу электронов и дырок, рекомбинирующих за это же время. Поскольку неравновесные носители заряда через очень малое время становятся фактически неотличимыми по энергии от равновесных, можно считать, что они имеют тот же коэффициент рекомбинации γ_r , что и равновесные носители заряда.

После выключения возбуждающего света концентрации электронов и дырок уменьшаются в результате рекомбинации. При этом скорость убывания числа свободных электронов и дырок определяется разностью скоростей рекомбинации и тепловой генерации

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\left(\frac{dp}{dt}\right)_r = \gamma_r np - G_0. \quad (5.5)$$

Принимая во внимание (5.1), (5.2), (5.3) и (5.4), равенство (5.5) можно переписать следующим образом:

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_f = \gamma_r(np - n_0 p_0) = \gamma_r(n_0 + p_0 + \Delta n)\Delta n. \quad (5.6)$$

Учитывая, что в случае малого уровня возбуждения $\Delta n \ll (n_0 + p_0)$, получим:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\gamma_r(n_0 + p_0)\Delta n = -\gamma_r(n_0 + p_0)(n - n_0). \quad (5.7)$$

Введём обозначение

$$\tau = \frac{1}{\gamma_r(n_0 + p_0)}. \quad (5.8)$$

Тогда (5.7) примет вид:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\frac{n - n_0}{\tau} = -\frac{\Delta n}{\tau}, \quad (5.9)$$

откуда

$$\Delta n = \Delta n(0)e^{-t/\tau}, \quad (5.10)$$

где $\Delta n(0)$ – избыточная концентрация электронов в момент выключения возбуждающего света.

Таким образом, в случае малого уровня биполярной генерации избыточная концентрация электронов и дырок после прекращения возбуждения уменьшается по экспоненциальному закону и за время τ количество их в результате рекомбинации убывает в e раз. Следовательно, τ представляет собой среднее время существования избыточной концентрации электронов и дырок, а поэтому его называют *временем жизни неравновесных носителей заряда*. Для собственного полупроводника скорости убывания числа электронов и дырок равны и значение τ определяет *время жизни электронно-дырочных пар*. Значение времени жизни неравновесных носителей заряда в зависимости от типа полупроводникового материала и от степени его чистоты может изменяться в очень широких пределах – от 10^{-2} до 10^{-8} с.

5.3 Монополярная оптическая генерация носителей заряда. Максвелловское время релаксации

Процессы генерации неравновесных носителей заряда в примесных полупроводниках могут существенно отличаться от явлений, происходящих в материалах с чисто собственной проводимостью. Рассмотрим донорный полупроводник, в котором облучение светом приводит к перебросу электронов с донорных уровней в зону проводимости. Такой процесс возбуждения носителей заряда будем называть *монополярной оптической генерацией*. Она характеризуется образованием избыточной концентрации основных носителей заряда (в данном случае электронов). При этом электронейтральность полупроводника не нарушается, так как избыточный заряд свободных электронов, генерируемых светом, скомпенсирован зарядом образовавшихся положительных ионов донорной примеси.

Если неравновесные электроны генерируются в некоторой области образца, то концентрация электронов в этой области будет повышенной: $n = n_0 + \Delta n$. Наличие избыточной концентрации электронов вызовет перемещение их в неосвещённую область полупроводника. Поэтому в неосвещённой области образца, куда продиффундируют электроны, возникает отрицательный объёмный заряд избыточных электронов, а в области, откуда уйдут электроны, будет сосредоточен положительный заряд, обусловленный ионами донорной примеси. Если в момент времени $t = 0$ генерация электронов прекратится, то электрическое поле \mathcal{E} , порождённое объёмными зарядами, вызовет ток проводимости, который в течение некоторого времени приведёт к уничтожению объёмного заряда.

Изменение плотности пространственного заряда ρ в результате протекания тока, плотность которого равна \mathbf{J} , как известно, подчиняется уравнению непрерывности электрического заряда

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = \operatorname{div}(\gamma \mathcal{E}) = -\frac{d\rho}{dt}, \quad (5.11)$$

а напряжённость электрического поля и объёмный заряд связаны уравнением Пуассона

$$\operatorname{div} \mathcal{E} = \rho / \varepsilon_r \varepsilon_0, \quad (5.12)$$

где ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; ε_0 – электрическая постоянная, ρ – плотность объёмного заряда.

Из уравнений (5.11) и (5.12) следует, что

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\gamma}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \rho. \quad (5.13)$$

Отсюда найдём закон изменения объёмного заряда во времени

$$\rho = \rho_0 e^{-t/\tau_\mu}, \quad (5.14)$$

где ρ_0 – плотность объёмного заряда в момент $t = 0$, а

$$\tau_\mu = \varepsilon_r \varepsilon_0 / \gamma \quad (5.15)$$

есть диэлектрическое, или максвелловское, время релаксации.

Оценим численное значение максвелловского времени релаксации. Для германия, имеющего $\gamma = 1 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1} = 10^2 \text{ См/м}$ и $\varepsilon_r = 16$, $\tau_\mu = 10^{-12} \text{ с}$.

Как следует из (5.14), в случае монополярной оптической генерации носителей заряда возникает объёмный заряд, который после выключения возбуждающего света со временем уменьшается по экспоненциальному закону с постоянной времени τ_{μ} . Другими словами, объёмный заряд, созданный избыточными основными носителями заряда, в результате тока проводимости после выключения возбуждающего света исчезнет в среднем через τ_{μ} .

5.4 Механизмы рекомбинации

Процессы рекомбинации неравновесных носителей заряда в полупроводниках можно разделить на два основных типа: межзонная рекомбинация и рекомбинация через ловушки.

Межзонная рекомбинация осуществляется при переходе электрона из состояния в зоне проводимости в пустое состояние валентной зоны, что равносильно уничтожению свободного электрона и свободной дырки. Этот процесс совершается при соблюдении законов сохранения энергии и квазиимпульса. Если энергия и квазиимпульс электрона в зоне проводимости (до рекомбинации) были E' и p' , а после рекомбинации равны соответственно E и p , то законы сохранения энергии и квазиимпульса запишутся в виде

$$E' = E + \Delta E; p' = p + Q. \quad (5.16)$$

Здесь Q – квазиимпульс, передаваемый электроном кристаллической решётке, а ΔE – энергия, которая выделяется при процессе рекомбинации.

В зависимости от того, каким образом рассеивается избыток энергии ΔE , межзонная рекомбинация делится на три типа:

- 1) если энергия, освобождающаяся в процессе рекомбинации, излучается в виде кванта света, рекомбинацию называют *излучательной* или *фотонной*;
- 2) если энергия, освобождающаяся в процессе рекомбинации, передаётся решётке, т.е. расходуется на образование фононов, рекомбинация носит название *безызлучательной* или *фононной*;
- 3) если в акте рекомбинации выделяющаяся энергия передаётся третьему свободному носителю заряда, рекомбинацию называют *ударной* или *Оже-рекомбинацией*.

В полупроводниковом кристалле всегда имеются дефекты, энергетические уровни которых находятся в запрещённой зоне. Поэтому наряду с межзонной рекомбинацией может идти процесс рекомбинации через локальные уровни энергии. Дефект решётки, способный захватить электрон из зоны проводимости и дырку из валентной зоны, осуществляя их рекомбинацию, называют *рекомбинационной ловушкой*. В этом случае исчезновение пары – электрона и дырки проводимости – осуществляется следующим образом. Нейтральная рекомбинационная ловушка захватывает электрон из зоны проводимости, который затем через некоторое время перейдёт в валентную зону. В зависимости от способа расходования энергии ΔE при переходе электрона на более низкий энергетический уровень рекомбинация через ловушки также может быть фотонной или фононной.

5.4.1 Межзонная излучательная рекомбинация

При межзонной излучательной рекомбинации электрон из зоны проводимости переходит в валентную зону, при этом излучается квант света, энергия которого равна ширине запрещённой зоны:

$$h\nu = E_g. \quad (5.17)$$

При термодинамическом равновесии количество носителей заряда, рекомбинирующих в единице объёма за единицу времени с испусканием фотонов, в соответствии с принципом детального равновесия равно числу носителей заряда, возбуждаемых при поглощении фотонов. Иными словами, плотность равновесного излучения $R_{и}^0$ равна числу поглощаемых квантов $R_{п}^0$ в единице объёма за одну секунду. Но интенсивность процесса излучательной рекомбинации пропорциональна произведению концентраций равновесных электронов и дырок:

$$R_{п}^0 = R_{и}^0 = \gamma_r n_0 p_0 = \gamma_r n_i^2, \quad (5.18)$$

где γ_r – коэффициент межзонной излучательной рекомбинации.

При отклонении от равновесного состояния концентрации носителей заряда равны $n = n_0 + \Delta n$ и $p = p_0 + \Delta p$. Они, как отмечалось в параграфе 5.2, характеризуются тем же коэффициентом рекомбинации, что и равновесные. При этом, если не наступает вырождение носителей заряда, сохраняется пропорциональность скорости рекомбинации R произведению концентраций электронов и дырок. Поэтому, определяя γ_r из соотношения (5.18), можно написать:

$$R = \gamma_r np = R_{и}^0 \frac{np}{n_i^2}. \quad (5.19)$$

Теоретически показано, что время жизни неравновесных носителей зарядов Δn и Δp в собственном полупроводнике при межзонной излучательной рекомбинации тем меньше, чем выше температура и чем меньше ширина запрещённой зоны. В примесном полупроводнике время жизни неравновесных носителей заряда меньше, чем τ_{ir} в собственном полупроводнике, и с ростом степени легирования и температуры оно уменьшается. Время жизни неравновесных носителей заряда в случае межзонной излучательной рекомбинации снижается с уменьшением ширины запрещённой зоны.

5.4.2 Межзонная ударная рекомбинация

Если происходит столкновение одновременно двух свободных электронов и одной дырки или двух дырок и одного свободного электрона, может иметь место рекомбинация двух из них с передачей энергии третьему носителю заряда, который переходит на более высокий энергетический уровень в соответствующей зоне, становясь «горячим». «Горячий» носитель в результате столкновения передаст свою энергию фононам и придёт в равновесное состояние с решёткой. Этот процесс рекомбинации является процессом, обратным ударной ионизации, при котором переход свободного носителя заряда в зоне на более низкий энергетический уровень в результате выделившейся энергии происходит при возникновении пары электрон-дырка. На рис. 5.2 схематично изображены процессы ударной рекомбинации с участием в качестве *третьего носителя заряда электрона* (рис. 5.2, а) или *дырки* (рис. 5.2, б).

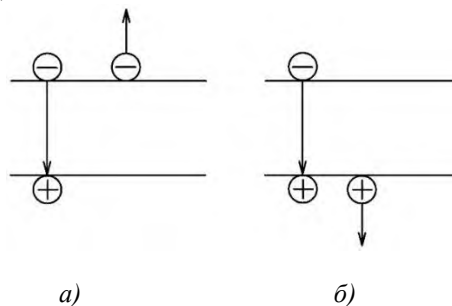


Рис. 5.2 – Схема процессов межзонной ударной рекомбинации.

Вероятность столкновения пары электрон-дырка со свободным электроном пропорциональна n^2p , а с дыркой – p^2n . Таким образом, уменьшение концентрации свободных электронов или дырок в результате межзонной ударной рекомбинации определяется выражением

$$-\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = \eta^{(n)}n^2p + \eta^{(p)}p^2n - \eta^{(n)}n_0^2p_0 - \eta^{(p)}p_0^2n_0, \quad (5.20)$$

где $\eta^{(n)}$ и $\eta^{(p)}$ – коэффициенты ударной рекомбинации с участием в качестве третьего носителя заряда электрона или дырки. Два последних члена в (5.20) учитывают интенсивность генерации при термодинамическом равновесии. Следует отметить, что коэффициенты ударной рекомбинации отличаются по размерам от соответствующих коэффициентов в случае рекомбинации другого типа.

Время жизни неравновесных носителей заряда для собственного полупроводника при межзонной ударной рекомбинации максимально. В примесном полупроводнике время жизни при этом типе рекомбинации сильно зависит от концентрации основных носителей заряда. При её увеличении возрастает число столкновений неравновесных электронно-дырочных пар с основными носителями заряда и время жизни снижается. Мгновенное время жизни для ударной межзонной рекомбинации при высоком уровне возбуждения очень сильно зависит от концентрации избыточных носителей заряда.

5.4.3 Рекомбинация носителей заряда через ловушки

Реальные полупроводниковые материалы содержат обычно примеси нескольких типов, каждая из которых может создавать один или несколько уровней в запрещённой зоне полупроводника.

Дефекты решётки, обычно нейтральные в состоянии термодинамического равновесия и способные захватывать подвижные носители заряда одного знака и освобождать их, называют *ловушками* или *центрами захвата*. Ограничимся рассмотрением простейшего случая, когда в полупроводнике имеется один тип ловушек, создающих единичный энергетический уровень.

Пусть концентрация ловушек равна N_t , а их энергетический уровень E_t лежит вблизи середины запрещённой зоны. Процесс рекомбинации через эти ловушки проиллюстрирован на рис 5.3.

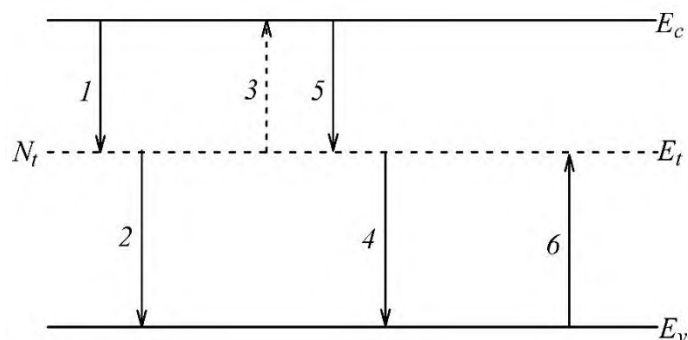


Рис. 7.3 – Переходы электронов, связанные с рекомбинацией через ловушки

В полупроводнике донорного типа, имеющем большое число свободных электронов, рекомбинация электрона и дырки происходит следующим образом. Нейтральная ловушка захватывает электрон из зоны проводимости, приобретая отрицательный заряд (переход 1), а затем электрон с уровня ловушки переходит в валентную зону, что эквивалентно захвату дырки отрицательно заряженной ловушкой (переход 2). При снижении концентрации

свободных дырок вероятность второго процесса уменьшается и возможна эмиссия электрона, т.е. обратный переход электрона с ловушки в зону проводимости (переход 3). Если материал содержит большое количество свободных дырок, они интенсивно захватываются ловушками, т.е. электроны переходят с ловушки в валентную зону (переход 4), а затем происходит захват электрона из зоны проводимости (переход 5). При малой концентрации электронов проводимости возможен процесс освобождения дырки, т.е. возвращение дырки в валентную зону (переход 6).

Перейдём к количественному описанию рассмотренных процессов. Если через $f_i = f(E_i)$ обозначим вероятность заполнения ловушки электроном, то $1 - f_i$ будет вероятность того, что на ловушке нет электрона, т.е. она свободна. Тогда интенсивность захвата ловушками электронов $R_{зах}^n$, которая пропорциональна концентрации электронов в зоне проводимости n и числу свободных мест на уровне ловушек $N_t(1 - f_i)$, равна:

$$R_{зах}^n = \gamma_n n N_t (1 - f_t), \quad (5.21)$$

где γ_n – коэффициент захвата неравновесных электронов ловушками.

Количество электронов $R_{воз}^n$, возвращающихся с ловушек в зону проводимости в результате эмиссии, пропорционально концентрации электронов на ловушках $N_t f_i$:

$$R_{воз}^n = \beta_n f_t N_t, \quad (5.22)$$

где β_n – коэффициент ионизации электронов с ловушек.

Можно показать, что скорость изменения концентрации *неравновесных электронов* в зоне проводимости в результате процессов захвата электронов ловушками и освобождения их из ловушек в зону проводимости равна

$$-\frac{dn}{dt} = \gamma_n N_t [n(1 - f_t) - n_1 f_1], \quad (5.23)$$

где

$$n_1 = N_t e^{-(E_c - E_t)/kT}. \quad (5.24)$$

Скорость изменения концентрации *неравновесных дырок* в валентной зоне запишется следующим образом:

$$-\frac{dp}{dt} = \gamma_p p N_t f_t - \beta_p N_t (1 - f_t). \quad (5.25)$$

Здесь первое слагаемое определяет количество дырок, захватываемых ловушками, а второе – число дырок, возвращающихся из ловушек в валентную зону. Величины γ_p и β_p представляют собой соответственно коэффициенты захвата и ионизации для дырок.

Запишем условие локальной электронейтральности для однородного полупроводника, содержащего некоторое количество ионов донорной примеси N_d^+ . Для равновесного случая условие электронейтральности имеет вид:

$$n_0 + N_t f_{0t} = p_0 + N_d^+, \quad (5.26)$$

Будем считать, что число ионов донорной примеси не меняется и в неравновесном состоянии. Тогда

$$n + N_t f_t = p + N_d^+. \quad (5.27)$$

Вычитая (5.26) из (5.27), получаем соотношение для избыточной концентрации носителей заряда

$$n + n_0 + N_t(f_t - f_{0t}) = p - p_0$$

или

$$\Delta n + N_t \Delta f_t = \Delta p. \quad (5.28)$$

Если концентрация ловушек в полупроводнике мала по сравнению с плотностью избыточных носителей заряда, т. е. $N_t \ll \Delta n, \Delta p$, то количеством электронов $N_t \Delta f_t$, оседающих на ловушках, можно пренебречь. При этом условии избыточная концентрация электронов равна избыточной концентрации дырок, т.е.

$$\Delta n = \Delta p. \quad (5.29)$$

В случае *малого уровня возбуждения*, когда $\Delta n \ll (n_0 + p_0)$, время жизни неравновесных носителей заряда в зависимости от положения уровня Ферми при постоянной температуре, т.е. от степени легирования материала, будет равно:

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0}, \quad (5.30)$$

где введены обозначения:

$$\tau_{p0} = 1/\gamma_p N_t; \quad \tau_{n0} = 1/\gamma_n N_t.$$

Итак, при малом уровне возбуждения время жизни электронно-дырочных пар не зависит от концентрации избыточных носителей заряда, а определяется значениями равновесных концентраций электронов и дырок и положением энергетического уровня рекомбинационной ловушки, задающим величины n_1 и p_1 .

На основании формулы (5.30) для зависимости $\ln \tau$ от положения уровня Ферми (F) можно выделить четыре основных области (рис. 5.4).

Область 1. Сильно легированный полупроводник n -типа. Уровень Ферми расположен ниже дна зоны проводимости, но выше энергетического уровня рекомбинации ловушки, т.е. $E_t < F < E_c$. В этом случае справедливы следующие соотношения концентраций носителей заряда:

$$n_0 \ll p_0; \quad n_0 \gg n_1; \quad n_0 \gg p_1.$$

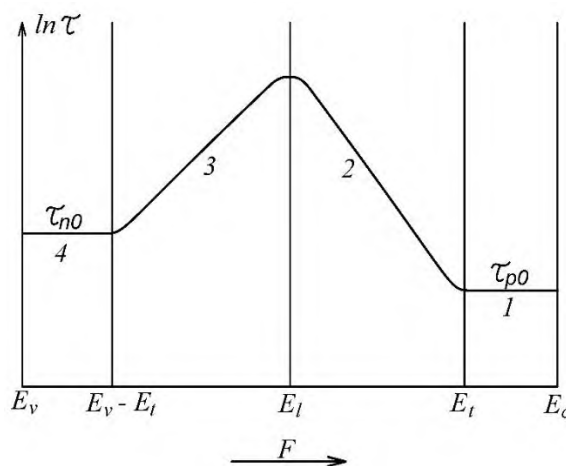


Рис 7.4 – Зависимость времени жизни неравновесных носителей заряда от положения уровня Ферми

Учитывая эти неравенства, из (5.30) получаем:

$$\tau = \tau_{p0} = 1/\gamma_p N_t. \quad (5.31)$$

Таким образом, в сильно легированном полупроводнике n -типа время жизни неравновесных электронов и дырок постоянно и равно $\tau = \tau_{p0}$, т.е. определяется временем жизни неосновных равновесных носителей заряда – дырок. В этом случае скорость процесса рекомбинации определяется числом актов захвата дырок ловушками, занятыми электронами.

Равенство (5.31) выражает собой тот факт, что каждая дырка в материале n -типа, перемещаясь в валентной зоне, обладает определённой вероятностью быть захваченной отрицательно заряженной рекомбинационной ловушкой.

О б л а с т ь 2. Полупроводник n -типа легирован слабо, так что уровень Ферми лежит в запрещённой зоне ниже энергетического уровня ловушек, но выше середины запрещённой зоны, т.е. $E_i < F < E_t$. В этом случае имеют место следующие соотношения для концентрации носителей заряда:

$$n_0 \gg p_0; n_0 \gg p_1; n_0 < n_1.$$

Соответственно выражение для τ приобретает вид:

$$\tau \approx \tau_{p0} \frac{n_1}{n_0} = \tau_{p0} e^{(E_t - F)/kT}. \quad (5.32)$$

Из (5.32) следует, что по мере понижения уровня Ферми время жизни неравновесных носителей заряда τ растёт по экспоненциальному закону. При этом чем ниже опускается уровень Ферми, тем меньше степень заполнения ловушек электронами, поэтому вероятность захвата дырки ловушкой снижается, что ведёт к увеличению времени жизни дырки. Это подтверждается данными, представленными на рис 5.4.

О б л а с т ь 3. В слабо легированном полупроводнике p -типа положение уровня Ферми определяется неравенством $(E_v - E_t) < F < E_i$, что даёт следующие соотношения для концентраций носителей заряда:

$$p_0 \gg n_0; p_0 \gg p_1; n_1 > p_0.$$

На основании этого из (5.30) получаем формулу для времени жизни:

$$\tau \approx \tau_{p0} \frac{n_1}{p_0} = \tau_{p0} \frac{N_c}{N_v} e^{-(E_c + E_v - E_t - F)/kT}. \quad (5.33)$$

Видно, что для акцепторного полупроводника по мере понижения уровня Ферми от середины запрещённой зоны в результате легирования время жизни неравновесных носителей заряда уменьшается по экспоненциальному закону. Это происходит потому, что в слабо легированном полупроводнике p -типа почти все ловушки свободные и охотно захватывают электроны из зоны проводимости. С увеличением количества дырок проводимости растёт вероятность их рекомбинации с электронами, попавшими на ловушки. При этом интенсивность процесса освобождения электронов с ловушек снижается и время жизни неравновесных носителей заряда уменьшается (рис 5.4).

О б л а с т ь 4. Сильно легированный материал p -типа, для которого положение уровня Ферми определяется неравенством вида $E_v < F < (E_v - E_t)$.

В этом случае

$$p_0 \gg n_0; p_0 \gg p_1; p_0 \ll n_1,$$

а из (5.30) следует:

$$\tau = \tau_{n0} = \frac{1}{\gamma_n N_t} = 1/\sigma_n N_t v_0, \quad (5.34)$$

где σ_n – эффективное сечение захвата электрона.

Таким образом, в сильно легированном полупроводнике *p*-типа время жизни пары электрон-дырка постоянно, равно $\tau = \tau_{n0}$, определяется временем жизни равновесных электронов – неосновных носителей заряда и не зависит от положения уровня Ферми. У такого полупроводника все ловушки свободны от электронов и каждый электрон, захваченный ловушкой, немедленно рекомбинирует с дыркой, так как количество дырок в валентной зоне очень велико. Процесс обратного переброса электронов с ловушек в зону проводимости практически полностью отсутствует и не влияет на время жизни.

Рассмотрим случай **большого уровня возбуждения** избыточных носителей заряда, когда $\Delta n \gg n_0$; $\Delta p \gg p_0$, а значит $\Delta n \gg n_1$ и $\Delta p \gg p_1$. В этом случае время жизни неравновесных носителей заряда будет равно:

$$\tau_{\infty} \approx \tau_{p0} + \tau_{n0} = \frac{\gamma_n + \gamma_p}{\gamma_n \gamma_p N_t}, \quad (5.35)$$

где $\tau_{p0} = 1/\gamma_p N_t$; $\tau_{n0} = 1/\gamma_n N_t$.

Как следует из этого соотношения, при большом уровне возбуждения время жизни неравновесных электронов и дырок τ_{∞} при рекомбинации через ловушки не зависит от концентраций электронов и дырок, а определяется лишь количеством и свойствами ловушек.

Вопросы:

Какие носители заряда называются равновесными/неравновесными? В каких полупроводниках возможна биполярная оптическая генерация носителей заряда? В каком временном диапазоне может изменяться время жизни неравновесных носителей заряда в собственных полупроводниках? Какие процессы генерации неравновесных носителей заряда могут возникать в примесных полупроводниках? Какие виды межзонной рекомбинации носителей заряда могут существовать в полупроводниках? Какие дефекты решетки называют ловушками или центрами захвата?

ТЕМА 6 КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Процессы, связанные с перемещением носителей тока в кристалле под действием внешних сил (градиента температуры, электрического поля, магнитного поля и т. д.), электропроводность, теплопроводность, термоэлектрические, гальваномагнитные и термомагнитные эффекты называются явлениями переноса или кинетическими явлениями.

Все кинетические явления в полупроводниках подразделяют на термоэлектрические, гальваномагнитные и фотоэлектрические. К термоэлектрическим относятся эффекты Зеебека, Пельтье и Томсона, они имеют место в проводнике (полупроводнике), когда на него действуют только внешнее электрическое поле и градиент температуры. Гальваномагнитные (термомагнитные) явления возникают в проводнике, помещенном в магнитное поле, когда вдоль проводника течет электрический (тепловой) ток, причем в зависимости от относительной ориентации магнитного поля \mathbf{H} и тока (теплого или электрического) все гальвано- и термомагнитные эффекты также подразделяют на группы: 1) продольные эффекты в продольном магнитном поле, т. е. эффекты, возникающие в направлении тока, когда магнитное поле параллельно току; 2) продольные эффекты в поперечном магнитном поле, т. е. эффекты, возникающие в направлении тока, когда магнитное поле перпендикулярно этому направлению; 3) поперечные эффекты в поперечном магнитном поле, т. е. эффекты, возникающие в направлении, перпендикулярном к плоскости тока и магнитного поля.

Особую группу эффектов составляют явления, происходящие в полупроводниках под действием электромагнитного излучения. К ним относятся фотоэлектрические эффекты (фотоэффекты), внешний и внутренний.

6.1 Эффект Холла

Если проводник (или полупроводник), по которому протекает электрический ток, поместить в магнитное поле, то в нем возникает ряд эффектов: уменьшится его электро- и теплопроводность; в направлении, перпендикулярном магнитному полю и току, возникает разность потенциалов. Явления, возникающие в проводниках первого рода (т.е. в материалах, в которых ток переносится электронами) при одновременном воздействии электрического и магнитного полей, называются *гальваномагнитными явлениями (эффектами)*. Наиболее информативным из гальваномагнитных эффектов является эффект Холла. Остановимся на нем более подробно.

Случай примесной проводимости. Рассмотрим образец примесного (для определенности – электронного) полупроводника, по которому протекает электрический ток, помещенный в магнитное поле, перпендикулярное направлению тока (Рис. 6.1). На движущийся электрон действует сила Лоренца

$$F_{\text{л}} = e \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{vH}] \right\}$$

где e – заряд электрона, v – его скорость, c – скорость света, E и H – напряженности электрического и магнитного полей

Под действием магнитной составляющей силы Лоренца

$$\mathbf{F} = \frac{e}{c} [\mathbf{vH}] \quad (6.1)$$

электроны будут отклоняться на боковую грань образца (направление их движения указано на чертеже стрелками). Таким образом, на одной из граней будет скапливаться отрицательный заряд, а на противоположной будет оставаться нескомпенсированный

положительный заряд. Возникшее вследствие этого поперечное электрическое поле и поперечная разность потенциалов и называется эффектом Холла.

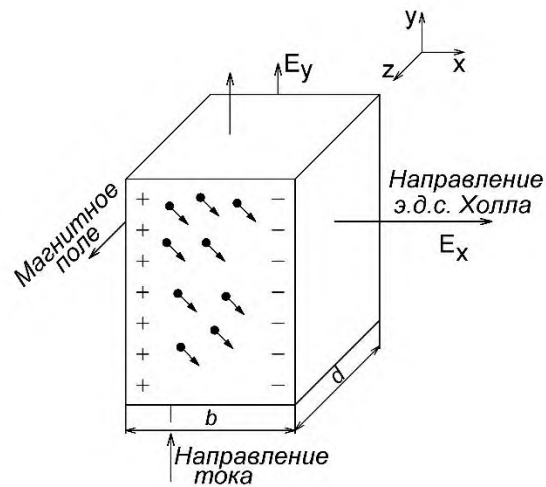


Рис. 6.1 – Схема возникновения ЭДС Холла

Процесс накопления заряда будет продолжаться до тех пор, пока поперечное электрическое поле не уравновесит «магнитную силу»; после этого электроны будут двигаться вдоль образца, накопление заряда прекратится и установится стационарное состояние. Таким образом, поперечное холловское поле E_x может быть вычислено из условия равенства магнитной и электрической сил, действующих на электрон.

$$\frac{ev_y H}{c} = eE_x \quad (6.2)$$

Откуда

$$E_x = \frac{v_y H}{c} \quad (6.3)$$

Или, так как $v_y = \mu E_y$

$$E_x = \frac{\mu H}{c} E_y \quad (6.4)$$

При опыте измеряют не поперечное поле, а разность потенциалов

$$V_x = E_x b \text{ или } E_x = \frac{V_x}{b} \quad (6.5)$$

и не скорость электронов v_y , а силу тока I , связанную с v_y соотношениями

$$j_y = env_y, I = j_y S = j_y bd \quad (6.6)$$

т. е. $v_y = \frac{j_y}{en} = \frac{I}{S \cdot en} = \frac{I}{bd \cdot en}$;

где $S = bd$ – поперечное сечение образца (рис. 6.1).

Выразив E_x через V_x и v_y через I , и подставив E_x и v_y в (6.3) получим окончательно

$$V_x = \frac{1}{enc} \frac{HI}{d} = R_H \frac{HI}{d}, \quad (6.7)$$

где введено обозначение

$$R_H = \frac{1}{enc}, \quad (6.8)$$

а d – размер образца в направлении магнитного поля. Величина R_H , являющаяся коэффициентом, связывающим поперечную разность потенциалов с напряжённостью магнитного поля и силой тока, называется *постоянной Холла*.

Измерив четыре величины, входящие в состав (6.7) – V_x , H , I и d , можно вычислить R_H :

$$R_H = V_x \cdot d / (H \cdot I), \quad (6.9)$$

а зная R_H , мы можем определить из (6.7) концентрацию свободных электронов в исследуемом материале:

$$n = \frac{1}{e R_H c}. \quad (6.10)$$

Измеряя одновременно постоянную Холла и электропроводность, можно, кроме того, вычислить и подвижность электронов. Действительно, в случае примесного полупроводника

$$\gamma = en\mu \quad (6.11)$$

и согласно (6.8)

$$R_H \gamma = \frac{\mu}{c}. \quad (6.12)$$

Таким образом, одновременное измерение электропроводности и эффекта Холла позволяет получить важные сведения о примесном полупроводнике: знак носителей тока (по знаку ЭДС Холла), их число и подвижность. В этом и заключается значение измерения эффекта Холла как одного из основных методов исследования электрических свойств проводников и полупроводников.

В заключение этого параграфа необходимо сделать несколько замечаний.

Математический вывод ЭДС Холла и постоянной Холла, приведённый выше, весьма нестрог. Действительно, в выражение для магнитной силы (6.1) входит полная скорость электрона, состоящая в полупроводниках из двух частей: скорости беспорядочного теплового движения v_0 и дрейфовой скорости за счёт электрического поля v_d ($v = v_0 + v_d$); в выражение же для плотности тока входит только скорость дрейфа в электрическом поле. Отождествив в нашем выводе v_d и v , мы тем самым пренебрегли хаотическим тепловым движением электронов и их распределением по скоростям, поэтому значение постоянной Холла (6.8), полученное нами, не точно. Более строгий вывод (с учётом теплового движения электронов) даёт несколько другое значение для постоянной Холла:

$$R_H = \frac{A}{enc}, \quad (6.13)$$

где постоянная A зависит от механизма рассеяния электронов, т.е. от показателя степени в выражении для зависимости длины свободного пробега электрона от его энергии.

Перечислим наиболее часто встречающиеся на практике случаи:

– в ковалентных кристаллах при рассеянии электронов на акустических колебаниях длина свободного пробега электрона зависит от энергии и

$$A = \frac{3\pi}{8}, \text{ или } R_H = \frac{3\pi}{8} \frac{1}{enc} \approx 1,17 \frac{1}{enc}; \quad (6.14)$$

– в полупроводниках с ионной решёткой и при рассеянии электронов на оптических колебаниях при температуре выше температуры Дебая длина свободного пробега пропорциональна энергии и

$$A = 1,11 \text{ или } R_H \approx 1,11 \cdot \frac{1}{enc}; \quad (6.15)$$

– при рассеянии на ионах примеси длина свободного пробега электрона пропорциональна квадрату энергии и

$$R_H \approx 1,93 \frac{1}{enc}; \quad (6.16)$$

– в металлах и сильно вырожденных полупроводниках в электропроводности могут принимать участие только электроны, находящиеся на самых верхних уровнях распределения Ферми; энергия и скорость у этих электронов вполне определимы, в данном случае никакого распределения по скоростям учитывать не нужно; в соответствии с этим вывод, приведённый нами, оказывается строгим для металлов и вырожденных полупроводников, т.е. $A = 1$ и постоянная Холла в этом случае равна

$$R_H = \frac{1}{enc}. \quad (6.17)$$

Случай смешанной проводимости. Если в переносе электричества участвуют и дырки, и электроны, то картина эффекта Холла значительно усложняется. В выражение для магнитной силы входит произведение скорости частицы на заряд; так как для электронов и дырок, участвующих в переносе тока, и знак (направление) скорости и знак заряда противоположны, то направления сил, действующих на них, будут одни и те же, и они будут отклоняться в одну и ту же сторону.

Если и подвижность, и концентрации электронов и дырок одинаковы, то их заряды будут полностью компенсировать друг друга и холловское поле будет равно нулю. Если же это равенство не имеет места и концентрация или подвижность носителей одного знака (для определённости предположим, что электронов) больше, чем другого, то на одной грани будет скапливаться отрицательный заряд, а на другой будет оставаться нескомпенсированный положительный заряд. Таким образом, возникает поперечное холловское поле, тормозящее движение электронов в этом направлении и ускоряющее движение дырок. Процесс накопления заряда будет продолжаться до тех пор, пока это поле не уравнивает потоки электронов и дырок. Расчёт даёт в этом случае следующее выражение для постоянной Холла:

$$R_H = \frac{A}{ec} \frac{\mu_p^2 p - \mu_n^2 n}{(\mu_p p + \mu_n n)^2}; \quad (6.18)$$

где μ_p , p , μ_n , n – соответственно подвижности и концентрации дырок и электронов.

Постоянная A в (6.18) так же, как и в случае одного знака носителей, определяется механизмом рассеяния: $A = 3\pi/8$ в атомной решётке и т.д.

Нетрудно убедиться, что: а) если $n = 0$ или $p = 0$, (6.18) переходит в (6.17), б) если $n = p$ и $\mu_p = \mu_n$, то постоянная Холла, а следовательно, и ЭДС Холла равны нулю.

6.2 Магниторезистивный эффект

В 1856 году Уильям Томсон (Лорд Кельвин) впервые описал магниторезистивный эффект. Этот эффект заключается в увеличении удельного сопротивления полупроводника в магнитном поле с ростом индукции B .

Под действием силы Лоренца траектория движения носителей в магнитном поле искривляется. В результате накопления заряда на одной из граней пластинки в ней возникает

электрическое поле Холла E_x (рис. 6.2), перпендикулярное направлению приложенного (внешнего) электрического поля E .

В пластинке возникает суммарное электрическое поле E_Σ , направление которого определяется векторной суммой

$$\mathbf{E}_\Sigma = \mathbf{E} + \mathbf{E}_x$$

Угол между векторами \mathbf{E} и \mathbf{E}_Σ носит название *угол Холла*. Значение угла Холла φ определяется из соотношения

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{E_x}{E} \quad (6.19)$$

Из соотношения (6.4) следует, что величина электрического поля Холла E_x равна

$$E_x = \frac{1}{en} B j \quad (6.20)$$

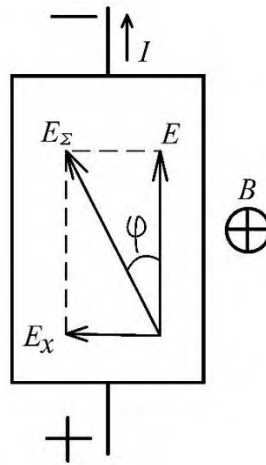


Рис. 6.2 – К объяснению магниторезистивного эффекта (φ – угол Холла)

Напряженность поля, создаваемого внешним источником питания в пластинке полупроводника, определяется по формуле

$$E = \frac{j}{\gamma} = \frac{j}{en\mu_n} \quad (6.21)$$

Подставляя эти значения в формулу (6.19), получим $\operatorname{tg}\varphi = \mu_n B$. Для небольших значений индукции B величина $\operatorname{tg}\varphi \approx \varphi$. Следовательно,

$$\varphi = \mu B \quad (6.22)$$

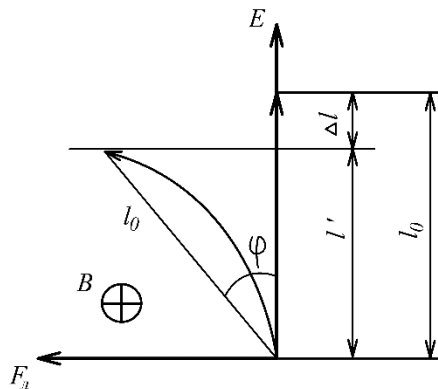


Рис. 6.3 – Изменение длины свободного пробега носителя заряда вдоль вектора электрического поля E в полупроводнике, находящемся в магнитном поле с индукцией B

Рассмотрим случай неограниченного полупроводника, для которого выполняется условие $a > l$. В такой «короткой» пластине ЭДС Холла не образуется. Однако, траектория носителей тока по-прежнему оказывается сдвинутой от направления внешнего поля на угол Холла φ (рис. 6.3).

Отклонение траектории движения носителей тока от направления поля E равносильно уменьшению длины свободного пробега носителей, l_0 , в направлении поля E :

$$\Delta l = l_0 - l' = l_0 - l_0 \cdot \cos \varphi \quad (6.23)$$

где l' - проекция длины свободного пробега на направление внешнего электрического поля E .

Для малых φ значение $\cos \varphi$ можно разложить в ряд:

$$\cos \varphi \approx 1 - \frac{\varphi^2}{2!} + \dots$$

Тогда

$$\Delta l \approx l_0 - l_0 + l_0 \frac{\varphi^2}{2} = l_0 \frac{\varphi^2}{2}.$$

Подставляя в это выражение значение φ из формулы (4.21), получим

$$\Delta l \approx l_0 \frac{\mu^2 B^2}{2}.$$

Уменьшение l_0 эквивалентно уменьшению скорости дрейфа носителей $v_{др}$, которая, в свою очередь пропорциональна величине проводимости полупроводника γ . Следовательно,

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \frac{\Delta \gamma}{\gamma} = \frac{\Delta \rho}{\rho} \sim \frac{\mu^2 B^2}{2}$$

В результате относительное изменение удельного сопротивления полупроводника определяется выражением

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = C \mu^2 B^2 \quad (4.24)$$

где C - коэффициент, зависящий от геометрических размеров пластинки полупроводника.

Магниторезистивный эффект применяется в магниторезисторах и магнитодиодах.

Магниторезисторы – это резисторы переменного сопротивления, величина которого зависит от напряженности приложенного магнитного поля. Магниторезистор представляет собой пластинку полупроводника, на поверхность которого нанесены металлические полосы (рис. 4.4). Каждая часть пластины полупроводника между двумя металлическими полосами представляет собой отдельный магниторезистор. Металлические полосы выполняют роль шунтов, уменьшающих ЭДС Холла, которая возникает на боковых гранях пластинки полупроводника.

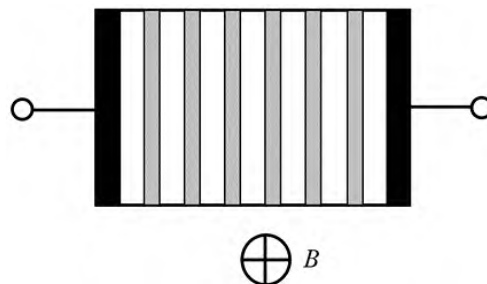


Рис. 6.4 – Вариант конструкции магниторезистора

Основным полупроводниковым материалом для магниторезисторов является антимонид индия InSb и арсенид индия InAs – материалы с большой подвижностью электронов, соответственно $7,6 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и $3,3 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Серийно изготавливаемые магниторезисторы типа

MR, CM имеют характеристики: номинальное сопротивление 50–220 Ом, рассеиваемая мощность 0,15–0,25 Вт.

Магнитодиоды (рис. 6.5) – это диоды с толстой базой, сопротивление которой увеличивается в поперечном магнитном поле в результате уменьшения подвижности основных и неосновных носителей заряда, как и в обычном магниторезисторе. Увеличение сопротивления базы диода с толстой базой может быть связано также с уменьшением времени жизни неосновных носителей, если из-за искривления траектории движения неосновные носители будут достигать поверхности базовой области, где велика скорость их рекомбинации. В качестве материала для изготовления магнитодиодов обычно используют монокристаллический германий или кремний, имеющие достаточно большую подвижность носителей заряда. Прямые ветви ВАХ германиевого магнитодиода в магнитных полях с различной магнитной индукцией показаны на рис. 6.5, б.

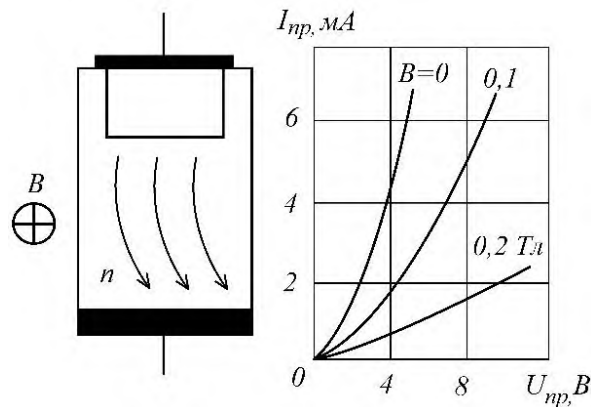


Рис. 6.5 – Магнитодиод: а – схема конструкции; б – прямые ветви ВАХ магнитодиода на основе Ge, находящегося в магнитных полях с различной магнитной индукцией B

Для оценки чувствительности магнитодиода к магнитному полю, по аналогии с преобразователями Холла, используют *вольтовую чувствительность* γ_v , выражение для которой задается в виде

$$\gamma_v = \frac{\Delta U}{BI_{\text{пр}}} , \quad (6.25)$$

где ΔU – изменение напряжения на магнитодиоде при внесении его в магнитное поле, В; $I_{\text{пр}}$ – значение прямого тока, А; B – значение магнитной индукции, Тл.

Вольтовая чувствительность магнитодиодов может быть значительно выше вольтовой чувствительности преобразователей Холла из того же материала.

6.3 Термоэлектрические явления

Термоэлектрические явления – совокупность физических явлений, обусловленных взаимосвязью между тепловым и электрическими процессами в металлах и полупроводниках. К термоэлектрическим явлениям относятся: Эффект Зеебека, эффект Пельтье, эффект Томсона. В некоторой степени все эти эффекты взаимосвязаны, поскольку причина всех термоэлектрических явлений – нарушение теплового равновесия в потоке носителей (то есть отличие средней энергии электронов в потоке от энергии Ферми). Абсолютные значения всех термоэлектрических коэффициентов растут с уменьшением концентрации носителей; поэтому в полупроводниках они в десятки и сотни раз больше, чем в металлах и сплавах.

Эффект Зеебека – явление возникновения ЭДС в замкнутой электрической цепи, состоящей из последовательно соединённых разнородных проводников (полупроводников), контакты между которыми находятся при различных температурах

(рис. 4.6). Цепь, которая состоит только из двух различных проводников, называется термоэлементом или термопарой. Эффект Зеебека также иногда называют просто термоэлектрическим эффектом.

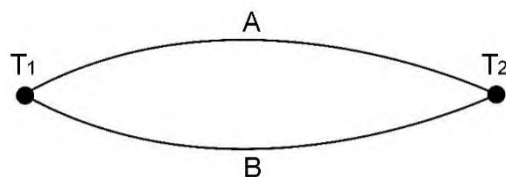


Рис. 6.6 – К эффекту Зеебека

Величина возникающей термо-эдс зависит только от материала проводников и температур горячего (T_1) и холодного (T_2) контактов.

В небольшом интервале температур термо-эдс E можно считать пропорциональной разности температур: $E = \alpha_{12}(T_2 - T_1)$, где α_{12} – термоэлектрическая способность пары (или коэффициент термо-эдс).

В простейшем случае коэффициент термо-эдс определяется только материалами проводников, однако строго говоря, он зависит и от температуры, и в некоторых случаях с изменением температуры α_{12} меняет знак. Более корректное выражение для термо-эдс:

$$E = \int_{T_2}^{T_1} \alpha_{12}(T) dT \quad (6.26)$$

Величина термо-эдс составляет милливольты при разности температур в 100 градусов и температуре холодного спая в 0 °C (например, пара медь-константан даёт 4,25 мВ, платина-платинородий – 0,643 мВ, нихром-никель – 4,1 мВ).

Возникновение эффекта Зеебека обусловлено тремя составляющими.

1) Различная зависимость *средней энергии электронов* от температуры в разных веществах. Если вдоль проводника существует градиент температур, то электроны на горячем конце приобретают более высокие энергии и скорости, чем на холодном; в полупроводниках в дополнении к этому концентрация электронов проводимости растёт с температурой. В результате возникает поток электронов от горячего конца к холодному и на холодном конце накапливается отрицательный заряд, а на горячем остаётся нескомпенсированный положительный заряд. Процесс накопления заряда продолжается до тех пор, пока возникшая разность потенциалов не вызовет поток электронов в обратном направлении, равный первичному, благодаря чему установится равновесие. ЭДС, возникновение которой описывается данным механизмом, называется *объемной ЭДС*.

2) Различная зависимость от температуры *контактной разности потенциалов*. Контактная разность потенциалов вызвана отличием энергии Ферми у контактирующих проводников:

$$V_k = \frac{E_{2F} - E_{1F}}{e} \quad (6.27)$$

где E_F – энергия Ферми, e – заряд электрона.

На контакте существует электрическое поле, локализованное в тонком приконтактном слое. Если составить замкнутую цепь из двух металлов, то разность потенциалов возникает на обоих контактах. Электрическое поле будет направлено одинаковым образом в обоих контактах – от большего E_F к меньшему. Это значит, что если совершить обход по замкнутому контуру, то в одном контакте обход будет происходить по полю, а в другом против поля. В результате циркуляция вектора \mathbf{E} будет равна нулю.

Если температура одного из контактов изменится на dT , то, поскольку энергия Ферми зависит от температуры, U также изменится. Но если изменилась внутренняя контактная разность потенциалов, то изменилось электрическое поле в одном из контактов, и поэтому

циркуляция вектора E будет отлична от нуля, то есть появляется ЭДС в замкнутой цепи. Данная ЭДС называется *контактной ЭДС*.

3) *Фононное увлечение*. Если в твёрдом теле существует градиент температуры, то число фононов, движущихся от горячего конца к холодному, будет больше, чем в обратном направлении. В результате столкновений с электронами фононы могут увлекать за собой последние, и на холодном конце образца будет накапливаться отрицательный заряд (на горячем – положительный) до тех пор, пока возникшая разность потенциалов не уравнивает эффект увлечения.

Эта разность потенциалов и представляет собой третью составляющую термо-эдс, которая при низких температурах может быть в десятки и сотни раз больше рассмотренных выше. В магнетиках наблюдается дополнительная составляющая термо-эдс, обусловленная эффектом увлечения электронов магнонами.

Эффект Зеебека используется при создании термодатчиков (например, в компьютерах). Такие датчики миниатюрны и очень точны.

Эффект Пельтье – термоэлектрическое явление, при котором происходит выделение или поглощение тепла при прохождении электрического тока в месте контакта (спая) двух разнородных проводников (рис. 6.7).

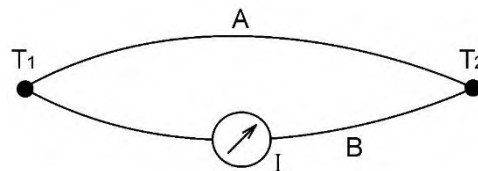


Рис. 6.7 – К эффекту Пельтье

Величина выделяемого тепла и его знак зависят от вида контактирующих веществ, направления и силы протекающего электрического тока:

$$Q = P_{AB}I = (P_B - P_A)I, \quad (6.28)$$

где Q – количество выделенного или поглощённого тепла; I – сила тока; P – коэффициент Пельтье, который связан с коэффициентом термо-эдс α соотношением Томсона $P = \alpha T$, где T – абсолютная температура в К.

Эффект был открыт французским физиком Ж. Пельтье в 1834 году, суть явления исследовал несколькими годами позже. В 1838 году российский физик Э.Х. Ленц провёл эксперимент, поместив каплю воды в углубление на стыке двух стержней из висмута и сурьмы. При пропускании электрического тока в одном направлении капля превращалась в лёд, при смене направления тока лёд таял, что позволило установить, что в зависимости от направления тока в эксперименте, помимо джоулева тепла, выделяется или поглощается дополнительное тепло, которое получило название тепла Пельтье. Эффект Пельтье «обратен» эффекту Зеебека. Эффект Пельтье более заметен у полупроводников, это свойство используется в элементах Пельтье.

Причина возникновения явления Пельтье заключается в следующем. На контактах двух веществ имеется контактная разность потенциалов, которая создаёт внутреннее контактное поле. Если через контакт протекает электрический ток, то это поле будет либо способствовать прохождению тока, либо препятствовать. Если ток идёт против контактного поля, то внешний источник должен затратить дополнительную энергию, которая выделяется в контакте, что приводит к его нагреву. Если же ток идёт по направлению контактного поля, то он может поддерживаться этим полем, которое и совершает работу по перемещению зарядов. Необходимая для этого энергия отбирается у вещества, что приводит к охлаждению его в месте контакта.

Эффект Томсона (1854 г.) относится к термоэлектрическим эффектам и заключается в следующем: при пропускании электрического тока через полупроводник (или проводник), вдоль которого существует градиент температуры, в нём, помимо джоулева тепла, в зависимости от направления тока будет выделяться или поглощаться дополнительное количество тепла (теплота Томсона).

Неравномерное нагревание первоначально однородного образца меняет его свойства, делая вещество неоднородным. Поэтому явление Томсона – это, в сущности, своеобразное явление Пельтье с той разницей, что неоднородность вызвана не различием химического состава образца, а неодинаковостью температуры.

Опыт и теоретические расчёты показывают, что явление Томсона подчиняется следующему закону:

$$Q_{\tau} = \tau \cdot j \cdot \frac{dT}{dx} \quad (6.29)$$

где Q_{τ} – тепло Томсона, выделяющееся (или поглощающееся) за единицу времени в единице объёма полупроводника (удельная тепловая мощность); j – плотность тока; $\frac{dT}{dx}$ – градиент температуры вдоль образца; τ – коэффициент Томсона, зависящий от природы полупроводника и его температуры.

Приведённая выше формула (так называемая *дифференциальная форма* закона Томсона) может быть применена к отрезку образца Δx , вдоль которого течёт ток I и имеется некоторый перепад температур:

$$\Delta T = \frac{dT}{dx} \Delta x \quad (6.30)$$

Закон Томсон *в интегральной форме* определяет полное количество тепла Томсона Q_T , выделившегося (или поглотившегося) во всем рассматриваемом объёме полупроводника ($\Delta V = S \Delta x$) за время t : $Q_T = Q_{\tau} \Delta V \cdot t$, или окончательно:

$$Q_T = Q_{\tau} \cdot S \cdot \Delta x \cdot t \quad (6.31)$$

При этом коэффициент Томсона считается положительными, если электрический ток, текущий в направлении градиента температуры (dT/dx), вызывает нагревание полупроводника ($Q_{\tau} > 0$), и отрицательным, если при том же направлении тока происходит его охлаждение ($Q_{\tau} < 0$).

Объяснение эффекта Томсона для полупроводников *с одним типом носителей* (электроны или дырки) аналогично случаю металлических проводников. Во-первых, необходимо учесть изменение средней энергии носителей заряда вдоль образца из-за его неравномерного нагрева. В более нагретой части полупроводника средняя энергия электронов (или дырок) больше, чем в менее нагретой. Поэтому, если направление тока в полупроводнике соответствует движению носителей тока от горячего конца к холодному, то они будут передавать свою избыточную энергию кристаллической решётке, в результате чего происходит выделение теплоты Томсона ($Q_T > 0$).

При обратном направлении тока носителей заряда, двигаясь от холодного конца к нагретому, будут, пополняя свою энергию за счёт решётки, т.е. происходит поглощение соответствующего количества теплоты ($Q_T < 0$).

В полупроводниках *со смешанной проводимостью* при наличии тока электроны и дырки движутся навстречу друг другу, и переносимые ими тепловые потоки будут компенсироваться. Так, на рис. 6.8 дырки движутся от горячего конца к холодному, что при отсутствии электронной проводимости должно проводить к выделению тепла. Однако с движением электронов (от холодного конца к горячему) связано поглощение тепла. В результате, при равенстве концентраций и подвижностей электронов и дырок тепло Томсона не выделяется ($Q_T = 0$).

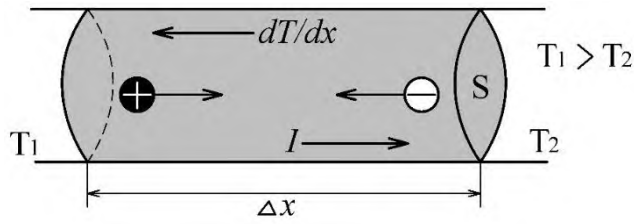


Рис. 6.8 – Эффект Томсона в полупроводнике со смешанной проводимостью

Второй фактор, который необходимо учесть, связан с электрическим полем термо-эдс, возникающим в условиях неоднородности температуры.

Рассмотрим полупроводник с электронной проводимостью. Пусть $T_1 > T_2$, т.е. градиент температуры направлен от точки 2 к точке 1 (рис. 6.9). Диффузия электронов от горячего конца к холодному приводит к разделению зарядов, в результате возникает электрическое поле термо-эдс E_T , направленное от 1 к 2, т.е. против градиента температуры. Если ток течёт в направлении градиента температуры (электроны движутся в направлении поля E_T), то поле E_T будет замедлять электроны, а участок полупроводника 1-2 станет охлаждаться ($Q_T < 0$). Если ток течёт в обратном направлении, то произойдёт нагревание участка 1-2 ($Q_T > 0$).

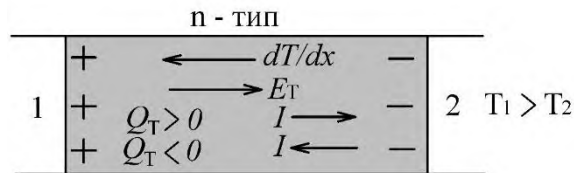


Рис. 6.9 – Выделение и поглощение тепла Томсона в электронном полупроводнике (n-типа)

В дырочном полупроводнике соотношения будут обратными (рис. 6.10). Явление выглядит так, как если бы на обычный поток тепла, вызванный теплопроводностью, накладывался дополнительный поток тепла, связанный с прохождением электрического тока. В дырочных полупроводниках дополнительный поток тепла направлен в ту же сторону, куда течёт электрический ток. В электронных полупроводниках направления тока и тепла противоположны. Рассмотренные факты действуют в противоположных направлениях, определяя не только величину, но и знак τ и Q_T .

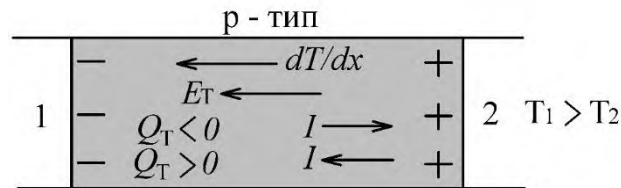


Рис. 6.10 – Выделение и поглощение тепла Томсона в дырочном полупроводнике (p-типа)

Коэффициент Томсона связан с коэффициентами Пельтье Π и термо-эдс α соотношением Томсона:

$$\tau = -\frac{d\Pi}{dT} + \alpha = -T \frac{d\alpha}{dT} \tag{6.32}$$

Для цепи, составленной из двух разнородных материалов, имеем:

$$\alpha_{12} = -\frac{d\Pi_{12}}{dT} + \tau_1 - \tau_2 \tag{6.33}$$

Учитывая эти соотношения, можно получить величину зависимости τ от температуры, концентрации носителей и др.

Из измерения коэффициента Томсона можно определить коэффициент термо-ЭДС одного материала, а не разность коэффициентов двух материалов, как при непосредственном измерении α и Π . Это позволяет, измерив τ и определив из него α в одном из материалов, получить абсолютную термоэлектрическую шкалу.

Эффект Томсона не имеет технического применения, однако его необходимо учитывать в точных расчётах термоэлектрических устройств.

6.5 Поглощение света полупроводниками. Фотопроводимость

Согласно представлениям классической электронной теории, переменное электромагнитное поле световой волны, распространяющейся в конденсированной среде, вызывает вынужденные колебания связанных зарядов (электронов и ионов), входящих в состав молекул среды. Поэтому каждую молекулу среды можно рассматривать как систему осцилляторов с различными частотами собственных колебаний. Ионы значительно массивнее электронов и совершают заметные колебания только под действием низкочастотного (инфракрасного) излучения. В области частот видимого и ультрафиолетового излучения определяющую роль играют вынужденные колебания внешних, наиболее слабо связанных электронов атомов и молекул (их называют *оптическими электронами*).

Под действием падающего на вещество света электроны совершают вынужденные колебания с частотой ν падающего света, и дипольные электрические моменты молекул периодически изменяются. Следовательно, молекулы излучают вторичные электромагнитные волны, частота которых также равна ν . Вторичные волны, излучаемые большим числом соседних молекул среды, когерентны между собой и с первичной волной. При наложении они интерферируют. В однородном изотропном веществе в результате интерференции образуется проходящая волна, направление которой совпадает с направлением первичной волны. В оптически неоднородной среде в результате наложения первичной и вторичной волн возникает рассеяние света. Кроме того, при падении света на границу раздела двух сред в результате интерференции возникает не только проходящая, но и отраженная волна.

По мере распространения световой волны в веществе ее интенсивность уменьшается. Явление уменьшения интенсивности света, проходящего через среду вследствие взаимодействия его с частицами среды, называют *поглощением света*. В результате поглощения световая энергия переходит в другие виды энергии или в оптическое излучение другого спектрального состава. Основным законом поглощения света, связывающим интенсивность I световой волны, прошедшей слой среды толщиной l , с интенсивностью I_0 падающей волны является *закон Бугера-Ламберта*:

$$I = I_0 \exp(-\alpha_\lambda l). \quad (6.34)$$

Французский физик П. Бугер (P. Bguer) открыл этот закон в 1729 г., а немецкий ученый, создатель фотометрии И. Ламберт (I. Lambert) уточнил его в 1760 г. Не зависящий от интенсивности света, но различный для разных длин волн λ коэффициент α_λ назван *показателем (коэффициентом) поглощения* среды. Зависимость α_λ от длины волны света

называют *спектром поглощения* вещества. В отличие от спектров поглощения атомов и молекул спектр поглощения конденсированных тел характеризуется очень широкими областями длин волн (сотни и тысячи нанометров) с большими значениями α_λ . Это объясняется тем, что в конденсированных средах сильное взаимодействие между частицами обуславливает быструю передачу всему коллективу частиц энергии, отданной светом одной из них.

Коэффициент поглощения имеет размерность обратной длины (см^{-1}) и может быть определен из уравнения (6.34) как

$$\alpha_\lambda = \frac{1}{l} \ln \frac{I_0}{I}. \quad (6.35)$$

Отсюда следует, что коэффициент поглощения пропорционален величине $D = \ln(I_0/I)$, которую принято называть *оптической плотностью* поглощения. Она имеет тот же физический смысл, что и коэффициент поглощения, но относится к толщине l слоя поглощающей среды: $D = d_\lambda \cdot l$. Часто пользуются понятием *прозрачности* (или пропускания) поглощающего слоя, определяя ее как отношение интенсивностей проходящей и падающей волн. Оптическая плотность поглощения D и коэффициент пропускания T связаны между собой соотношением: $D = \ln(1/T) = -\ln T$. Коэффициент пропускания зависит от размера, формы и состояния поверхности конденсированного тела, а также от угла падения на него потока излучения, спектрального состава тела (рис. 6.11) и поляризации излучения.

При поглощении света твердыми телами энергия фотонов превращается в другие виды энергии. Поэтому могут изменяться энергетическое состояние свободных или связанных с атомами электронов, а также колебательная энергия атомов. Рассмотрим механизмы поглощения света, характерные для полупроводников.

Собственное поглощение в полупроводниковых кристаллах связано с переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости. В результате в зоне проводимости появляется свободный электрон, а в валентной зоне – дырка. Для фотонов с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны ($h\nu < E_g$), кристалл прозрачен, т.е. фотоны не поглощаются. В области малых длин волн, т.е. при больших значениях $h\nu$, наблюдается сплошной спектр интенсивного поглощения, ограниченный так называемым краем поглощения при $h\nu \approx E_g$. У большинства полупроводников этот край находится в инфракрасной области спектра (рис. 6.11).

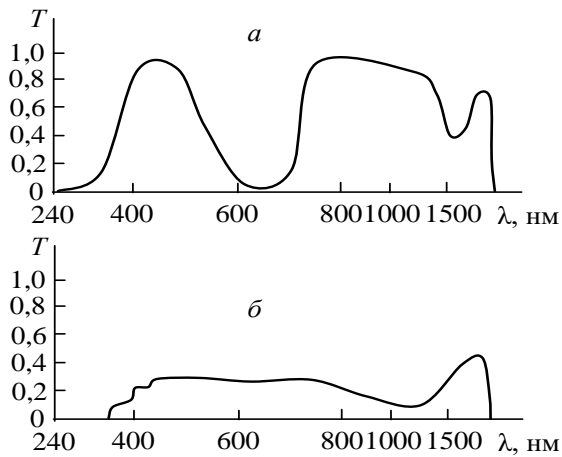


Рис. 4.11 – Зависимость коэффициента пропускания от длины волны света: *а* – сине-зеленый, *б* – нейтральный светофильтры

Если к кристаллу, облученному светом, приложить электрическое поле, то образовавшиеся в результате поглощения света свободные носители заряда приходят в движение, т.е. возникает проводимость. Изменение удельной электропроводности γ однородного полупроводника под действием излучения определяется концентрацией и подвижностью неравновесных носителей заряда:

$$\Delta\gamma = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p), \quad (6.36)$$

где $\Delta n, \Delta p$ – изменение концентрации электронов проводимости (n) и дырок (p), μ_n и μ_p – их подвижности.

Экситонное поглощение – механизм поглощения света, при котором электрон валентной зоны переводится в возбужденное состояние, но остается связанным с образовавшейся дыркой. Образуется экситон, перемещение которого не вызывает фотопроводимость кристалла, так как электрон и дырка движутся вместе. Экситоны могут возникать в диэлектриках, так как в них кулоновское притяжение электрона и дырки значительно. В полупроводниках это притяжение мало и поэтому энергия связи экситона также мала.

Поглощение света свободными носителями заряда связано с переходом электронов (или дырок) с одного энергетического уровня на другой в пределах одной и той же разрешенной зоны. Такое поглощение характерно для полупроводников при достаточно больших концентрациях носителей зарядов. Оно плавно возрастает с ростом длины волны света, а коэффициент поглощения для каждой длины волны пропорционален концентрации основных носителей заряда в веществе.

Примесное поглощение наблюдается в полупроводниках, содержащих примесные атомы. Поглощение света обусловлено возбуждением примесных центров или их ионизацией. Например, в полупроводнике n -типа электроны с донорных уровней могут быть возбуждены в зону проводимости. Полосы примесного поглощения лежат за краем собственного поглощения полупроводника, поскольку энергия ионизации примесных уровней меньше, чем энергия, требуемая для перевода электронов из валентной зоны в зону проводимости.

Увеличение электропроводности полупроводников под действием электромагнитного излучения называют **фотопроводимостью полупроводников**. Фотопроводимость полупроводников может быть связана со свойствами как основного

вещества, так и содержащихся в нем примесей. В первом случае при поглощении фотонов, энергия которых равна или больше ширины запрещенной зоны полупроводника ($h\nu \geq \Delta E_g$), могут совершаться перебросы электронов из валентной зоны в зону проводимости (рис. 6.12, а), что приведет к появлению добавочных (неравновесных) электронов (в зоне проводимости) и дырок (в валентной зоне). В результате возникает *собственная фотопроводимость*, обусловленная неравновесными электронами и дырками.

Если полупроводник содержит примеси, то фотопроводимость может возникать и при $h\nu < \Delta E$: для полупроводников с донорной примесью фотон должен обладать энергией $h\nu \geq \Delta E_d$, а для полупроводников с акцепторной примесью $h\nu \geq \Delta E_a$. При поглощении света примесными центрами происходит переход электронов с донорных уровней в зону проводимости в случае полупроводника *n*-типа или из валентной зоны на акцепторные уровни в случае полупроводника *p*-типа (рис. 6.12, б). В результате возникает *примесная фотопроводимость*, являющаяся чисто электронной для полупроводников *n*-типа и чисто дырочной для полупроводников *p*-типа.

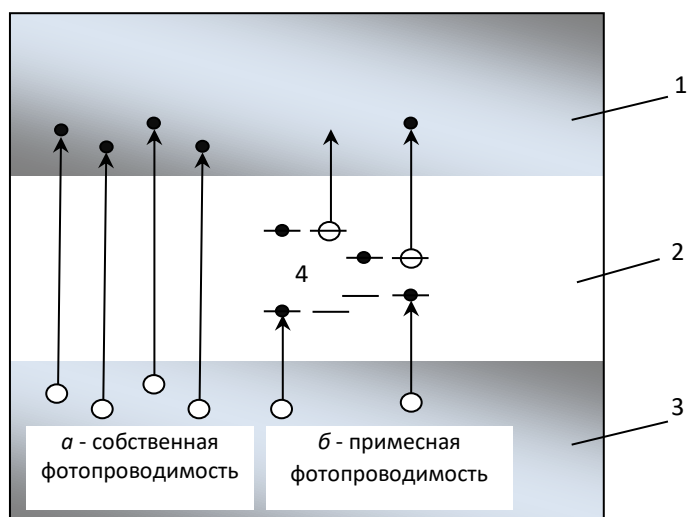


Рис. 6.12 – Собственная (а) и примесная (б) фотопроводимость. 1 – зона проводимости, 2 – запрещенная зона, 3 – валентная зона, 4 – примесные уровни

Из условия $h\nu = hc/\lambda$ можно определить *красную границу фотопроводимости* – максимальную длину волны, при которой еще фотопроводимость возбуждается:

– для собственных полупроводников $\lambda_0 = hc/\Delta E_g$

– для примесных полупроводников $\lambda_0 = hc/\Delta E_{\text{п}}$,

где $\Delta E_{\text{п}}$ – в общем случае энергия активации примесных атомов.

Учитывая значения ΔE_g и $\Delta E_{\text{п}}$ для конкретных полупроводников, можно показать, что красная граница фотопроводимости для собственных полупроводников приходится на видимую область спектра, для примесных же полупроводников – на инфракрасную.

Тепловое или электромагнитное возбуждение электронов и дырок может и не сопровождаться увеличением электропроводности. Одним из таких механизмов может быть механизм возникновения экситонов. *Экситоны* представляют собой квазичастицы – электрически нейтральные связанные состояния электрона и дырки, образующиеся в

случае возбуждения с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны. Уровни энергии экситонов располагаются у дна зоны проводимости. Так как экситоны электрически нейтральны, то их возникновение в полупроводнике не приводит к появлению дополнительных носителей тока, вследствие чего экситонное поглощение света не сопровождается увеличением фотопроводимости.

Вопросы: Какие явления в полупроводниках относятся к термоэлектрическим / гальваномагнитным? Какие сведения можно получить о примесном полупроводнике, измерив его удельную электропроводность и определив постоянную Холла? Какой параметр электрона не учитывается при элементарном выводе постоянной Холла? В чем заключается магниторезистивный эффект? Какими механизмами обусловлено возникновение эффекта Зеебека? В каких полупроводниках при наличии тока тепло Томсона не выделяется? В какой области спектра находится край собственного поглощения у большинства полупроводниковых кристаллов? В каких полупроводниках фотопроводимость возникает при меньших энергиях фотонов: в собственных или примесных, и почему?

ТЕМА 7 ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Концентрация и подвижность носителей заряда не зависят от напряженности электрического поля до некоторой ее величины, следовательно, и удельная электропроводность полупроводника γ не зависит от напряженности электрического поля. Электрические поля, которые практически не меняют подвижность и концентрацию носителей заряда, называются **слабыми**. Минимальная напряженность поля, при которой начинается заметная зависимость подвижности и концентрации носителей заряда от напряженности электрического поля, называется **критической**. Критическая напряженность $E_{кр}$ электрического поля зависит от природы полупроводника, температуры и концентрации примесей. Электрические поля, для которых подвижность или концентрация носителей заряда зависит от напряженности электрического поля, называются **сильными**. При напряженности поля выше критической линейность закона Ома уже не выполняется, т.е. величина плотности тока j не будет прямо пропорциональна напряженности поля, так как γ начинает зависеть от напряженности поля. Для значительного числа полупроводников величина $E_{кр}$ колеблется вблизи 10^6 В/м, для селена $E_{кр} \approx 10^3$ В/м. Напряженность $E_{кр}$ определяется тем условием, что дополнительная дрейфовая скорость, приобретаемая носителем заряда в поле, становится сравнимой с тепловой скоростью. При уменьшении температуры напряженность $E_{кр}$ уменьшается, так как она зависит от подвижности носителей заряда, а чем ниже температура, тем больше подвижность μ .

Нарушение закона Ома в сильных электрических полях может происходить по двум причинам. Во-первых, в сильных полях скорость дрейфа носителей заряда становится соизмеримой с их тепловой скоростью. Это влияет на процессы рассеяния, что проявляется в изменении времени релаксации τ , а следовательно, и подвижности μ . Сюда можно отнести явление «разогрева» электронно-дырочного газа и эффект Ганна. Во-вторых, сильные электрические поля могут вызывать изменение концентрации носителей заряда, что может быть обусловлено рядом эффектов. Такими эффектами являются ударная ионизация, туннельный эффект (эффект Зинера) и электростатическая ионизация.

7.1 «Разогрев» электронного газа

В слабых электрических полях электропроводность полупроводников подчиняется закону Ома, т.е. плотность тока пропорциональна напряженности электрического поля:

$$J = en\mu_0 \mathcal{E} = \gamma_0 \mathcal{E}, \quad (7.1)$$

где μ_0 , γ_0 – подвижность и удельная проводимость при слабом электрическом поле.

При столкновении с акустическим фононом электрон может либо передать энергию фонону, либо получить энергию от фонона. Пусть при этом изменение энергии электрона будет ΔE . Поэтому относительная потеря энергии электрона при столкновении составляет

$$\delta = \frac{\Delta E}{kT}. \quad (7.2)$$

Следовательно, изменение энергии электрона при столкновении с фононом равно $\Delta E = kT\delta$. Соударение будет упругим в том случае, если энергия, набираемая электроном в электрическом поле на длине свободного пробега $E = e\mathcal{E}l$, будет значительно меньше энергии ΔE , теряемой в среднем при одном столкновении с решёткой, т.е.:

$$\frac{e\mathcal{E}l}{\Delta E} \ll 1. \quad (7.3)$$

Это означает, что закон Ома выполняется в том случае, когда

$$e\mathcal{E}l \ll kT\delta \text{ или } \mathcal{E} \ll \delta \frac{kT}{el}. \quad (7.4)$$

При этом условии распределение скоростей носителей заряда остаётся почти максвелловским с температурой, равной температуре решётки. В этом случае на хаотическое движение носителей заряда накладывается их медленный дрейф, обусловленный действием слабого внешнего электрического поля. При этом скорость дрейфа носителей заряда v значительно меньше их тепловой скорости v_0 , т.е.

$$v \ll v_0. \quad (7.5)$$

Рассмотрим электропроводность полупроводника в сильном электрическом поле. В сильных электрических полях, для которых не выполняется условие (6.4), носители заряда при столкновении с акустическими фононами не успевают отдавать кристаллической решётке набираемую ими в поле энергию. В результате средняя энергия носителей заряда повышается и электронно-дырочный газ «разогревается». Но с ростом энергии носителей заряда увеличивается их скорость, а значит, уменьшается время свободного пробега и следовательно, увеличивается вероятность рассеяния носителей заряда на тепловых колебаниях решётки. В силу этого рост энергии носителей заряда с возрастанием напряжённости поля будет продолжаться до тех пор, пока электронно-фононное взаимодействие не усилится настолько, что установится стационарное состояние, при котором энергия, приобретаемая носителем заряда в электрическом поле за единицу времени $e\mathcal{E}v$, сравняется с энергией, теряемой этим носителем заряда за одну секунду в результате столкновения $\Delta E/\tau = kT\delta/\tau$, т.е. $e\mathcal{E}v \ll \delta kT/\tau$.

Критическая напряжённость поля, при которой начинается разогрев электронно-дырочного газа равна:

$$\mathcal{E}_{\text{кр}} \ll \frac{kT}{el} (2\delta)^{1/2}, \quad (7.6)$$

т.е. напряжённость критического поля уменьшается при снижении температуры. Это согласуется с экспериментальными данными.

Разогрев электронно-дырочного газа будет происходить в том случае, когда скорость, приобретённая носителем заряда во внешнем электрическом поле, станет сравнимой по величине с его тепловой скоростью:

$$v \approx v_0. \quad (7.7)$$

Таким образом, в сильных электрических полях, когда напряжённость электрического поля больше критического, т.е.

$$\mathcal{E} > \mathcal{E}_{\text{кр}} \text{ или } \mathcal{E} > \frac{kT}{el} (2\delta)^{1/2}, \quad (7.8)$$

дрейфовая скорость движения носителей заряда будет увеличиваться пропорционально корню квадратному из величины напряженности поля:

$$v \sim \mathcal{E}^{1/2}, \quad (7.9)$$

а время релаксации соответственно будет уменьшаться:

$$\tau = \frac{l}{v_0 + v} \sim \mathcal{E}^{-1/2}. \quad (7.10)$$

Отсюда следует, что подвижность

$$\mu_n = \frac{e\tau}{m^*} = \mu_0 \mathcal{E}^{-1/2}, \quad (7.11)$$

а удельная электропроводность и плотность тока:

$$\gamma = en\mu_n = \gamma_0 \mathcal{E}^{-1/2}; J = \gamma \mathcal{E} = \gamma_0 \mathcal{E}^{-1/2}. \quad (7.12)$$

Следовательно, при напряженности внешнего электрического поля $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{\text{кр}}$ закон Ома не выполняется. Например, в германии отклонение от омической проводимости при комнатной температуре наступает при напряженности поля около 700 В/см.

В области еще более сильных электрических полей энергия носителей заряда увеличивается настолько, что возможно рассеяние их на оптических колебаниях. В этом случае при столкновении с оптическим фононом энергия носителя изменяется на значение, равное $\hbar\omega_0$, и скорость потерь энергии сильно возрастает. В результате устанавливается новое стационарное состояние, при котором энергия $e\mathcal{E}v$, набираемая носителем заряда в поле на единицу времени, равна энергии $\Delta E/\tau$, теряемой этим носителем заряда за то же время, т.е.

$$e\mathcal{E}v = \frac{\Delta E}{\tau}. \quad (7.13)$$

В пределе плотность тока, текущего через образец, стремится к насыщению и равна

$$J_s = env_s = en(\hbar\omega_0/m^*)^{1/2}, \quad (7.14)$$

где индекс s означает насыщение (от англ. *saturation*). Это значит, что

$$\gamma = \frac{J_s}{\mathcal{E}} = \gamma_0 \mathcal{E}^{-1}. \quad (7.15)$$

При увеличении напряженности электрического поля до $\mathcal{E}'_{\text{кр}}$ (рис. 7.1) в ковалентных кристаллах наступает насыщение тока, а следовательно, и насыщение дрейфовой скорости.

При $\mathcal{E} > \mathcal{E}'_{\text{кр}}$ ток и дрейфовая скорость не зависят от напряженности внешнего электрического поля. Оценки показывают, что насыщение тока и дрейфовой скорости наступает в полях порядка 10^4 В/см, а дрейфовая скорость достигает $v \approx 10^7$ см/с. Это согласуется с экспериментальными данными.

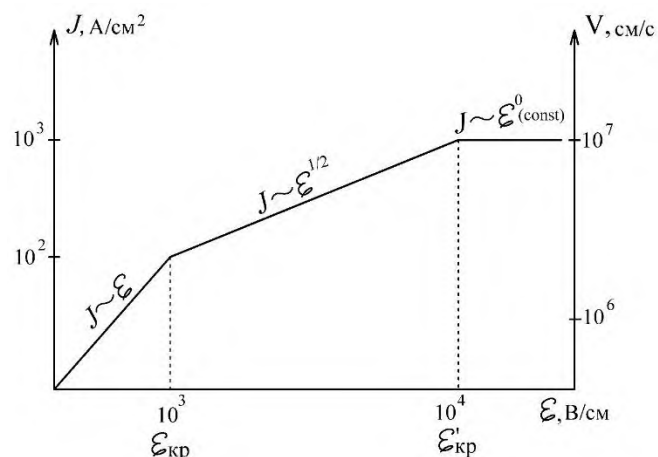


Рис. 7.1 – Плотность тока и скорость носителей заряда в сильных электрических полях

7.2 Ударная ионизация

В сильном электрическом поле, если оно возрастает примерно до 10^5 В/см, электроны (или дырки) приобретают энергию, достаточную для ионизации атомов вещества. В результате этого возникают электронно-дырочные пары (рис. 7.2), которые в свою очередь ускоряются полем и генерируют дополнительные носители заряда. Этот процесс создания носителей заряда называется *ударной ионизацией*.

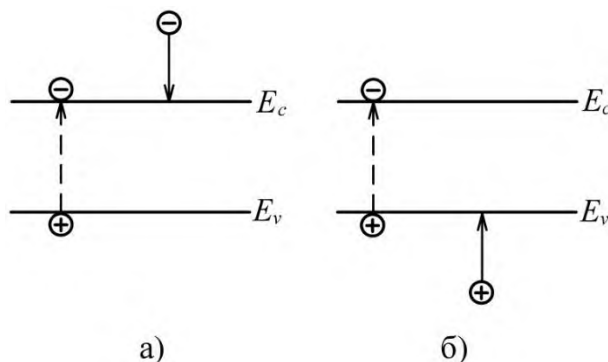


Рис. 7.2 – Два возможных варианта ударной ионизации

Наблюдать, однако, это явление возможно лишь в *p-n* переходах, так как создать поля 10^5 – 10^6 В/см в однородном полупроводнике чрезвычайно трудно при разумных толщинах последнего. Исключением является ударная ионизация примесных атомов, которая требует небольших полей и наблюдается при низких температурах, когда атомы примеси не ионизированы. Ударная ионизация доноров и акцепторов – элементов пятой и третьей групп – в германии происходит при полях, приблизительно равных 5-10 В/см. Например, из рис. 7.3, на котором представлена зависимость плотности тока от напряженности электрического поля \mathcal{E} в электронном германии при 4,2 К, следует что при $\mathcal{E} \approx 5$ В/см происходит резкое скачкообразное возрастание плотности тока, вызванное ударной ионизацией атомов примеси.

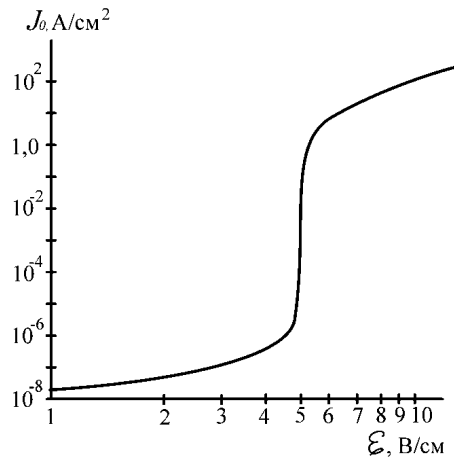


Рис. 7.3 – Ударная ионизация в электронном германии при $T = 4,2$ К

Скорость генерации электронно-дырочных пар G вследствие ударной ионизации даётся в виде

$$G = \alpha_n n \mu_n + \alpha_p p \mu_p, \quad (7.16)$$

где α_n и α_p – коэффициент ударной ионизации электронов и дырок соответственно. Он определяется как число электронно-дырочных пар, генерируемых электроном (дыркой) на единице пути перемещения. Коэффициент ударной ионизации как электронов α_n , так и дырок α_p сильно зависит от значения напряжённости электрического поля и определяется соотношением:

$$\alpha(E) = \frac{1}{v} \int_0^\infty W_{и}(E) f(E) N(E) dE, \quad (7.17)$$

где $W_{и}(E)$ – вероятность ионизации, рассчитываемая кватомеханическим путём; $f(E)$ – неравновесная функция распределения; $N(E)$ – плотность квантовых состояний; v – скорость дрейфа.

Для полупроводников с большой диэлектрической проницаемостью (например, для Ge и Si) вероятность ионизации:

$$W_{и}(E) \approx A(E - E_{и})^2, \quad (7.18)$$

где A – коэффициент пропорциональности, $E_{и} = 3/2(E_g)$ – пороговая энергия ионизации, E_g – ширина запрещённой зоны.

Ускорение электронов до порога ионизации $E_{и}$ зависит от соотношения двух факторов – ускорения во внешнем электрическом поле и рассеяния энергии при столкновении с фононами. Наибольший вклад в релаксацию по энергиям вносят оптические фононы. При столкновениях с оптическим фононом энергия, теряемая электроном, равна $(\hbar\omega_0) = \text{const}$, а средняя длина свободного пробега не зависит от энергии, т.е. $l = \text{const}$. Ускорение до порога ионизации $E_{и}$ можно проиллюстрировать условной диаграммой, изображённой на рисунке 7.4.

Здесь по вертикали отложена энергия, приобретаемая электроном во внешнем электрическом поле, а по горизонтали – расстояние, проходимое электроном в среднем между двумя ионизирующими столкновениями. Как следует из рис. 7.4, существует две возможности ускорения электронов до порога ионизации. В первом случае в очень сильных электрических полях, когда выполняется условие $e\mathcal{E}l \gg \hbar\omega_0$, электроны могут набрать энергию в результате многократных столкновений с фононами, так как относительная потеря энергии в каждом таком столкновении мала (линия 1). В этом случае, как показывает теория,

$$\alpha(\mathcal{E}) \sim e^{-E_n/\mathcal{E}^2}. \quad (7.19)$$

Здесь можно провести аналогию с диффузионным движением частицы, поэтому указанное приближение для $\alpha(\mathcal{E})$ называют *диффузионным*.

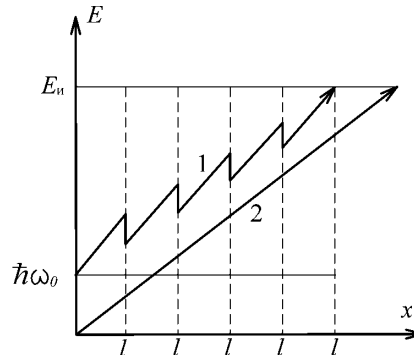


Рис. 7.4 – Условная диаграмма ударной ионизации

Во втором случае, когда поля относительно слабые ($e\mathcal{E}l \ll \hbar\omega_0$), носители заряда набирают энергию на расстоянии, равном многим длинам свободного пробега (линия 2 на рис. 7.4). В такой ситуации существует только одна возможность набрать энергию E_n , когда носители заряда не сталкиваются с фононами до порога ионизации. В связи с этим функция распределения, а следовательно, и коэффициент ударной ионизации пропорциональны

$$\alpha(\mathcal{E}) \sim e^{-E_n/e\mathcal{E}l}. \quad (7.20)$$

Функция распределения будет сильно вытянута вдоль направления электрического поля, т.е. в направлении дрейфа носителей, поэтому это приближение для $\alpha(\mathcal{E})$ называют *дрейфовым*.

Как показали эксперименты, в Ge и Si $\alpha(\mathcal{E})$ определяется в основном законом вида (7.20). Однако в узких *p-n*-переходах (особенно чётко это проявляется в Si) наблюдается зависимость вида (7.19). Это имеет место при напряжённости поля $\mathcal{E} \geq 5 \cdot 10^5$ В/см.

7.3 Туннельный эффект и электростатическая ионизация

В очень сильных электрических полях становится возможным ещё один механизм образования свободных носителей заряда – *туннельный эффект*, или эффект Зинера. Как известно, у полупроводника, находящегося во внешнем электрическом поле, имеет место наклон энергетических зон. Наклон зон тем больше, чем больше напряжённость электрического поля \mathcal{E} . На рис. 7.5 представлена зонная структура собственного полупроводника, находящегося в сильном электрическом поле. В этом случае возможен переход электрона из валентной зоны в зону проводимости благодаря туннельному эффекту. Вероятность туннельного перехода зависит высоты и ширины потенциального барьера. В данном случае высота потенциального барьера АБ представляет собой ширину запрещённой зоны E_g . Эффективная ширина барьера $AB = \Delta x$ может быть определена из разности потенциальной энергии электрона в зоне проводимости в точке В и в валентной зоне – в точке А. Так как потенциальная энергия с точностью до аддитивной постоянной есть

$$U(B) - U(A) = -e\mathcal{E}\Delta x = -E_g,$$

то эффективная ширина барьера

$$\Delta x = \frac{E_g}{e\mathcal{E}}. \quad (7.21)$$

Следовательно, ширина потенциального барьера зависит от напряжённости электрического поля.

Переход электрона из точки A в точку B связан с переходом сквозь треугольный потенциальный барьер ABB . Но, как известно из квантовой механики, вероятность перехода для барьера треугольной формы имеет вид:

$$D = D_0 e^{-\frac{8\pi\sqrt{2m_n^*}E_g^{3/2}}{3e\hbar\mathcal{E}}}. \quad (7.22)$$

Из этого выражения следует, что *вероятность туннельного перехода из зоны в зону растёт экспоненциально с ростом напряжённости электрического поля \mathcal{E}* . Кроме того, *вероятность туннельного перехода будет больше у полупроводников с малыми значениями ширины запрещённой зоны E_g и эффективной массы m^** .

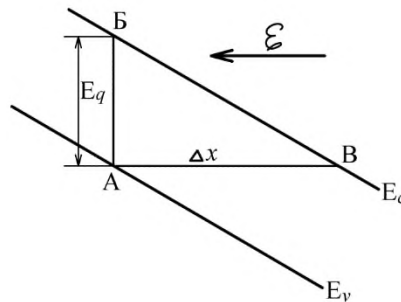


Рис. 7.5 – Зонная структура собственного полупроводника при наличии сильного электрического поля

Вероятность туннельного перехода одна и та же для переходов как из валентной зоны в зону проводимости, так и из зоны проводимости в валентную зону. Но поскольку в валентной зоне электронов больше, чем в зоне проводимости, то будет иметь место преимущественный переход электронов из валентной зоны в зону проводимости. Поэтому туннельный эффект может приводить к значительному увеличению концентрации свободных носителей заряда. Он наблюдается в полях 10^6 В/см.

Увеличение концентрации свободных носителей заряда может быть также обусловлено *электростатической ионизацией*, т.е. уменьшением энергии ионизации атомов донорной примеси в сильном электрическом поле. На рис. 7.6 представлена потенциальная энергия электрона в атоме донорной примеси без поля (пунктирная кривая) и с внешним электрическим полем (сплошная кривая). При отсутствии электрического поля электрон локализован в потенциальной яме, образованной положительно заряженным донором, а энергия, необходимая для его ионизации, равна E_n .

Внешнее электрическое поле понижает потенциальный барьер в направлении, противоположном направлению электрического поля. Потенциальная энергия электрона с учётом действия внешнего электрического поля, направленного вдоль, вектора \mathbf{r} , может быть записана в виде:

$$U(\mathbf{r}) = -e\mathcal{E}r - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r}. \quad (7.23)$$

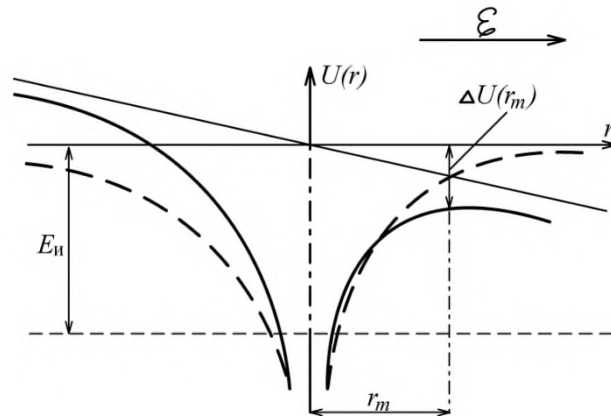


Рис 7.6 – Понижение потенциального барьера под действием внешнего электрического поля

Первое слагаемое в этом равенстве отражает изменение потенциальной энергии во внешнем электрическом поле напряжённостью \mathcal{E} , а второе – в кулоновском поле донора. Как следует из (7.23), энергия $U(r)$ в некоторой точке r_m принимает экстремальное значение, а потенциальный барьер в этой точке снижается на

$$\Delta U(r_m) = -e\sqrt{e\mathcal{E}/\pi\epsilon_r\epsilon_0}, \quad (7.24)$$

а следовательно, на такое же значение уменьшается и энергия ионизации донора.

Напряжённость электрического поля, при которой имеет место заметное возрастание концентрации электронов, обычно составляет 10^4 – 10^5 В/см. Этот механизм образования свободных носителей заряда проявляется только в том случае, когда концентрация неионизированной донорной примеси значительно превышает концентрацию свободных электронов.

7.4 Эффект Ганна

Эффект Ганна – явление возникновения осцилляций тока ($\sim 10^9$ – 10^{10} Гц) в однородном многодолинном полупроводнике при приложении к нему сильного электрического поля. Впервые этот эффект наблюдал британский физик Джон Ганн в 1963 г. на арсениде галлия, затем явление осцилляции тока было обнаружено в фосфиде индия, фосфиде галлия и ряде других полупроводниковых соединений.

Эффект Ганна может возникнуть в полупроводнике, в котором в зоне Бриллюэна имеется более одного минимума энергии. На рисунке 7.7 показаны основной минимум, которым определяется ширина запрещённой зоны, и побочный минимум, смещённый на конечный волновой вектор от нуля зоны, имеющий большее расстояние до потолка валентной зоны, чем основной минимум, как например в GaAs, InAs. В полупроводниках, зона проводимости которых имеет более одного минимума энергии, электрон с волновым вектором \mathbf{k} , соответствующим одному из минимумов, при рассеянии может оказаться в состоянии с волновым вектором \mathbf{k}' , принадлежащим другому минимуму. В результате такого рассеяния будет иметь место переброс электронов из одного минимума зоны проводимости в другой. Такой вид рассеяния получил название *междолинного*.

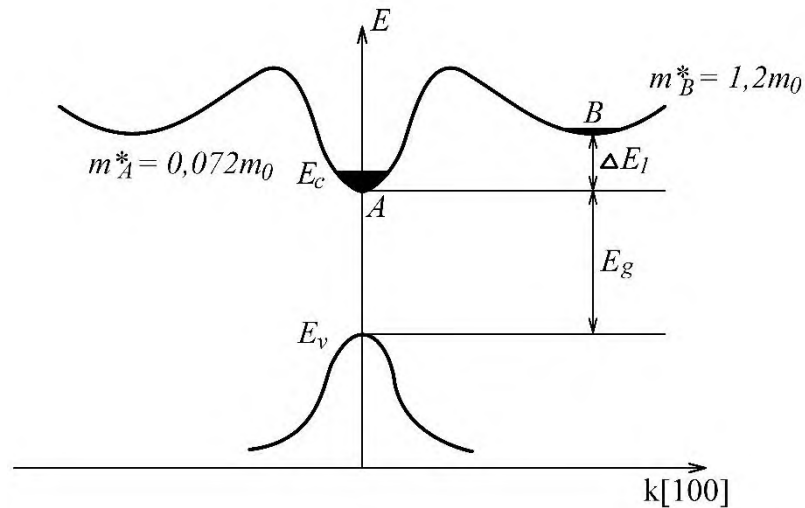


Рис. 7.7 – Зонная структура GaAs в направлении [100]

Рассмотрим энергетическую структуру GaAs n -типа в направлении [100]. Возможны переходы из минимума А с состоянием \mathbf{k} в минимум В с состоянием \mathbf{k}' . Минимумы А и В разделены энергетическим интервалом ΔE_1 . Вблизи минимумов закон дисперсии можно представить в виде параболического с разной кривизной для долин А и В. Эффективные массы электронов в них также различны и равны $m_A^* = 0,072m_0$ и $m_B^* = 1,2m_0$ соответственно. Подвижность легких электронов выше, чем подвижность тяжёлых электронов $\mu_A \gg \mu_B$. Плотность состояний в верхней долине примерно в 70 раз выше, чем в нижней.

При слабых внешних полях электроны находятся в термодинамическом равновесии с решёткой и, поскольку при обычных температурах $k_0T \ll E_g$, электроны в основном занимают энергетические состояния вблизи минимума А. Плотность тока $J = en_A \mu_A \mathcal{E}$ определяется концентрацией лёгких электронов и их подвижностью. В этом случае концентрация электронов $n_0 = n_A$, $n_B = 0$. Плотность тока будет линейно возрастать с ростом напряжённости поля до некоторого критического значения \mathcal{E}_1 (участок 1 на рис 7.8).

По мере возрастания \mathcal{E} средняя энергия и скорость электронов повышается, и при $\mathcal{E} > E_g$ становится возможным переход электронов в долину В. Тогда суммарная концентрация электронов будет $n_0 = n_A + n_B$. Таким образом, с ростом напряжённости от \mathcal{E}_1 до некоторого значения \mathcal{E}_2 будет иметь место уменьшение подвижности электронов, а следовательно, уменьшение плотности тока J , и на вольтамперной характеристике (ВАХ) появится падающий участок 2. При дальнейшем росте напряженности поля ($\mathcal{E} > \mathcal{E}_2$) все электроны перейдут в минимум В, и снова установится линейная ВАХ (участок 3), при этом суммарная концентрация электронов будет $n_0 = n_B$, а $n_A = 0$.

Таким образом, эффект Ганна – это генерация ВЧ колебаний электрического тока в полупроводнике с N -образной вольтамперной характеристикой (рис. 7.8).

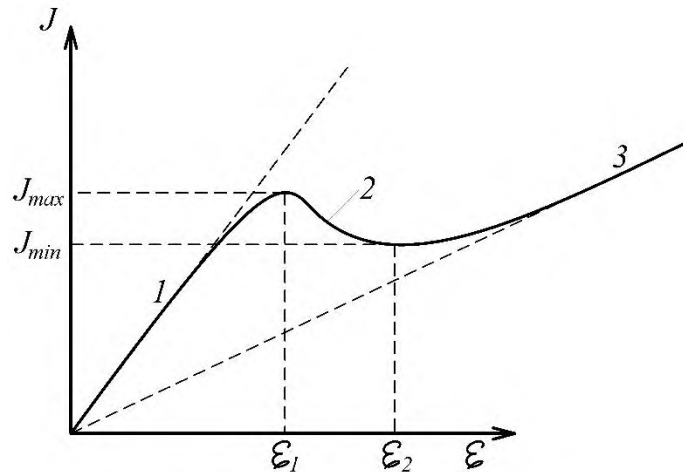


Рис. 7.8 – N -образная вольтамперная характеристика: \mathcal{E} – электрическое поле, создаваемое приложенной разностью потенциалов; J – плотность тока

Генерация возникает, если постоянное напряжение U , приложенное к образцу длиной l , таково, что среднее значение электрического поля \mathcal{E} в образце равно: $\mathcal{E} = U/l$, что соответствует падающему участку вольтамперной характеристики на участке $\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2$, на котором дифференциальное сопротивление отрицательно (рис.7.8). Колебания тока имеют вид периодических последовательностей импульсов (рис. 7.9), частота их повторения обратно пропорциональна напряжённости поля \mathcal{E} .

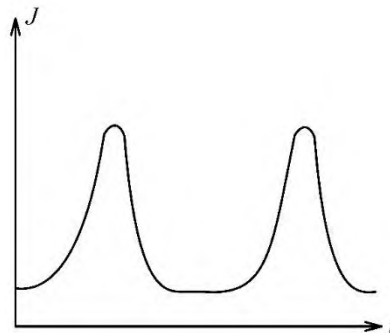


Рис. 7.9 – Форма колебаний тока при эффекте Ганна

Причиной эффекта Ганна является то, что в образце периодически появляется, перемещается по нему и исчезает область сильного электрического поля, называемая *доменом Ганна*. Домен возникает в результате того, что однородное распределение электрического поля при объёмном отрицательном дифференциальном сопротивлении неустойчиво. Действительно, если в полупроводнике случайно возникает неоднородное распределение концентраций электронов в виде дипольного слоя, то между заряженными областями создаётся дополнительное поле $\Delta\mathcal{E}$ (Рис. 7.10).

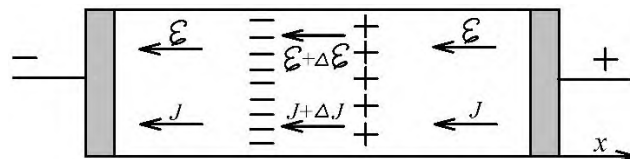


Рис. 7.10 – Развитие электрического домена

Если область повышенной концентрации электронов находится ближе к катоду, то $\Delta\mathcal{E}$ добавляется к внешнему полю, так что поле внутри дипольного слоя становится больше,

чем вне его. Если при этом дифференциальное сопротивление образца положительно, т.е. ток растет с ростом поля, то ток и внутри слоя больше, чем вне его ($\Delta J > 0$). Поэтому из области с повышенной плотностью электронов они вытекают в большем количестве, чем втекают, в результате чего неоднородность рассасывается. Если дифференциальное сопротивление отрицательно (ток уменьшается с ростом поля), то ток меньше там, где \mathcal{E} больше, т. е. внутри слоя, и неоднородность не рассасывается, а нарастает. Растёт и падение напряжения на дипольном слое, а вне его падает (так как полное напряжение на образце задано). В результате образуется электрический домен (рис. 7.10). Вне домена $\mathcal{E} < \mathcal{E}_1$, благодаря чему новые домены не образуются. Устойчивое состояние образца – состояние с одним доменом.

Поскольку домен образован электронами проводимости, он движется в направлении их дрейфа со скоростью v , близкой к дрейфовой скорости носителей вне домена. Обычно домен возникает вблизи катода и, дойдя до анода, исчезает. По мере его исчезновения падение напряжения на домене уменьшается, а на остальной части образца соответственно растёт. Одновременно возрастает ток в образце, так как увеличивается поле вне домена. По мере приближения напряженности поля \mathcal{E} к \mathcal{E}_1 плотность тока j приближается к j_{max} . Когда вне домена $\mathcal{E} > \mathcal{E}_1$, у катода начинает формироваться новый домен, ток, уменьшается и процесс повторяется. Частота колебаний тока $f = v/l$.

В GaAs с электронной проводимостью при комнатной температуре $\mathcal{E}_1 \approx 3 \cdot 10^3$ В/см, $v \approx 10^7$ см/с и при $l = 50-300$ мкм, $f = 0,3-2$ ГГц. Размер домена $\approx 10-20$ мкм. Помимо GaAs и InP эффект Ганна наблюдается в электронных полупроводниках CdTe, ZnS, InSb, InAs и др., а также в Ge с дырочной проводимостью. Созданные на основе эффекта Ганна источники СВЧ-колебаний называют генераторами на диодах Ганна, или просто *генераторами Ганна*.

Вопросы:

По какому критерию разделяют слабое и сильное электрическое поле при рассмотрении электропроводности полупроводников? Какие процессы в полупроводниках приводят к отклонению электропроводности от закона Ома? При каком условии начинается разогрев электронно-дырочного газа? При каких напряженностях внешнего поля в полупроводниках происходит насыщение тока и дрейфовой скорости? Какой процесс создания носителей заряда называется ударной ионизацией? От чего зависит вероятность туннельного перехода электронов в полупроводниках? В каких полупроводниках может возникнуть эффект Ганна?

ТЕМА 8 КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Контактные явления в полупроводниках – это неравновесные электронные процессы, возникающие при прохождении электрического тока: 1) через контакт полупроводника с металлом или другим полупроводником (гетеропереход) либо 2) через границу двух областей одного и того же полупроводника, отличающихся типом носителей заряда (p-n-переход) или разной их концентрацией. Контакты полупроводника с металлом или другим полупроводником обладают выпрямляющим свойством, т.е. значительно эффективнее пропускают электрический ток в одном направлении, чем в обратном. Это свойство обусловило их широкое применение в технике.

8.1 Электронно-дырочный переход

Электронно-дырочный или p-n-переход – переходная область между двумя соприкасающимися одинаковыми полупроводниками, один из которых имеет электронную, а другой – дырочную проводимость. Концентрация дырок в p-области гораздо выше, чем в n-области, поэтому дырки из p-области диффундируют в n-область, а электроны из n-области – в p-область. В результате в p-области остаются отрицательно заряженные акцепторные атомы, а в n-области – положительно заряженные донорные атомы. Так как, и те и другие неподвижны, в области p-n-перехода образуется двойной слой пространственного заряда: отрицательные заряды в p-области и положительные – в n-области (рис. 8.1, а). Возникающее поле E_k двойного электрического слоя препятствует дальнейшей диффузии основных носителей тока. Поле E_k обуславливает контактную разность потенциалов:

$$V_k = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{np}{n_0^2} \right), \quad (8.1)$$

где e – заряд электрона, T – температура полупроводника, n и p – концентрации электронов и дырок в n- и p-областях, n_0 – концентрация электронов в собственном полупроводнике.

При определенной толщине двойного электрического слоя наступает равновесное состояние контакта, характеризуемое выравниванием уровня Ферми E_F для обоих полупроводников (рис. 8.1, в). В области p-n-перехода энергетические зоны искривляются, в результате чего возникают потенциальные барьеры eV_k как для электронов, так и для дырок. Толщина d слоя p-n-перехода в полупроводниках составляет 10^{-6} – 10^{-7} м, а контактная разность потенциалов V_k – десятые доли вольт. При обычных температурах носители тока не способны преодолеть потенциальный барьер eV_k , поэтому контактный слой является *запирающим*, т.е. характеризуется повышенным сопротивлением.

Внешнее электрическое поле изменяет высоту потенциального барьера eV_k и нарушает равновесие потоков носителей тока через барьер. Внешнее поле, направление которого совпадает с полем E_k контактного слоя (рис. 8.2, а), вызывает движение электронов в n-полупроводнике и дырок в p-полупроводнике от границы p-n-перехода в противоположные стороны. В результате запирающий слой расширится и его сопротивление возрастет. Такое направление внешнего поля называют *запирающим (обратным)*. В запирающем направлении электрический ток через p-n-переход практически не проходит.

Внешнее электрическое поле, приложенное к p-n-переходу, противоположно полю контактного слоя (рис. 8.2, б) и вызывает движение электронов и дырок к границе p-n-перехода навстречу друг другу.

В области перехода носители рекомбинируют, толщина и сопротивление контактного слоя уменьшаются. При таком направлении внешнего поля электрический ток проходит сквозь p-n-переход от p- к n-полупроводнику. В результате p-n-переход приобретает *одностороннюю проводимость*, а направление приложенного поля называют *пропускным* или *прямым*.

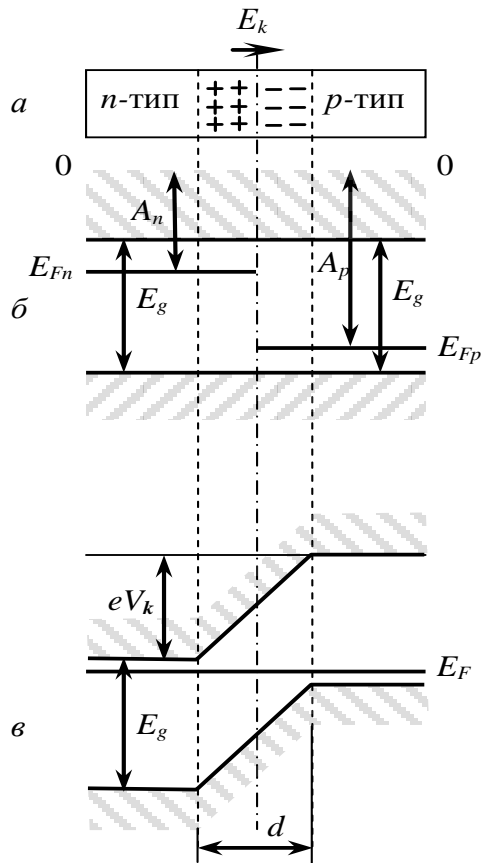


Рис. 8.1 – Схема электронно-дырочного перехода: *a* – образование двойного электрического слоя в контакте полупроводников с *n*- и *p*-типами проводимости; *б* и *в* – энергетические зоны в изолированных друг от друга полупроводниках и после образования *p-n*-перехода. A_n и A_p – работы выхода электронного и дырочного полупроводников; E_g – ширина запрещенной зоны; E_{Fn} и E_{Fp} уровни Ферми; eV_k – высота потенциального барьера; d – толщина слоя *p-n*-перехода.

(Работа выхода – разность значений энергий уровня вакуума и уровня Ферми, то есть минимальная энергия, которую необходимо сообщить электрону для его удаления из объема твёрдого тела – металла или полупроводника: $A = E_{vac} - E_F$).

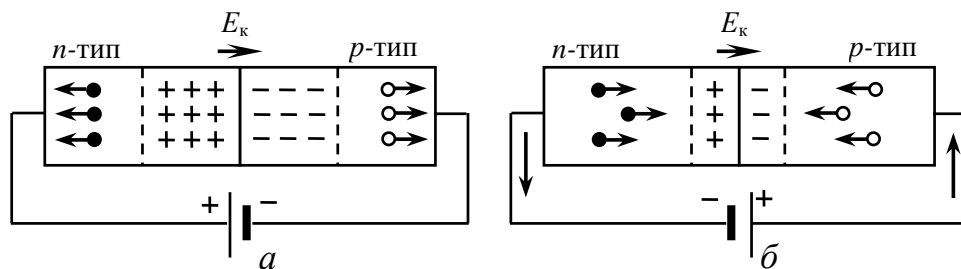


Рис. 8.2 – Электронно-дырочный переход во внешнем электрическом поле: *a* – запирающее направление; *б* – пропускное направление

Зависимость тока, протекающего через *p-n*-переход, от приложенного напряжения (вольтамперная характеристика) обладает резко выраженной нелинейностью (рис. 8.3). При изменении знака U значение тока через *p-n*-переход изменяется в 10^5 – 10^6 раз. Благодаря этому электронно-дырочный переход является вентильным элементом, используемым в полупроводниковых диодах для выпрямления переменного тока.

Гетеропереход – контакт двух разных по химическому составу полупроводников. На границе гетероперехода происходит изменение свойств полупроводникового материала: структуры энергетических зон, ширины запрещенной зоны, эффективных масс носителей заряда, их подвижности и т.д. Гетеропереход называют *изотипным*, если он образован полупроводниками с одинаковым типом проводимости, и *анизотипным*, если механизмы проводимости контактирующих полупроводников разные.

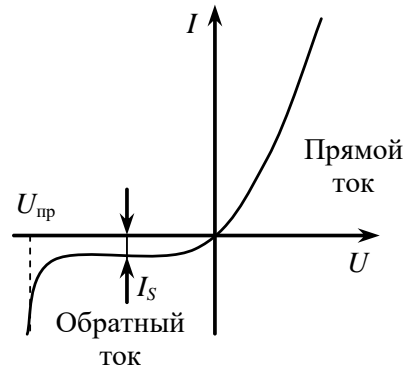


Рис. 8.3 – Вольтамперная характеристика p - n -перехода: I_s – ток насыщения; $U_{пр}$ – напряжение пробоя

Наибольшее практическое значение имеют гетеропереходы, образованные монокристаллами. Для получения идеальных монокристаллических гетеропереходов (без дефектов кристаллической решетки и поверхностных состояний на границе раздела полупроводников) необходимо, чтобы у полупроводников совпадали коэффициенты термического расширения, типы и периоды кристаллических решеток. Для получения гетеропереходов, близких к идеальным, периоды решеток полупроводников должны совпадать с точностью до $\sim 0,1\%$. В зависимости от способа получения гетероперехода толщина d переходной области между двумя однородными полупроводниками может колебаться в широких пределах. В наиболее «резких» гетеропереходах $d \approx 20 \text{ \AA}$, т.е. равна толщине 4÷5 атомных слоев. Комбинации различных гетеропереходов образуют *гетероструктуры*.

Механизм протекания тока в гетеропереходах обусловлен различием в высотах потенциальных барьеров для электронов и дырок. При так называемом прямом смещении (см. p - n -переход), на анизотипном гетеропереходе не одинаковы как потоки носителей между полупроводниками с разной шириной запрещенной зоны, так и токи инжектированных электронов и дырок. Поэтому в гетеропереходах обычно происходит односторонняя инжекция носителей из широкозонного полупроводника (*эмиттера*) в узкозонный.

В электронной технике широко применяют гетеропереходы между полупроводниковыми монокристаллами типа $A^{III}B^V$, например, на основе арсенида галлия. Гетероструктуры получают также на основе многокомпонентных твердых растворов, период решетки которых не изменяется при изменении состава раствора в широких пределах. Изготавливают гетероструктуры методами эпитаксиального наращивания полупроводниковых кристаллов. Гетеропереходы используются в полупроводниковых приборах: транзисторах, тиристорах, гетеролазерах, светодиодах, фотодетекторах и др.

8.2 Электрические процессы в p - n переходе в отсутствие внешнего поля

Обе области полупроводника, изображённые на рисунке 8.4, *a*, электрически нейтральны, поскольку как сам материал полупроводника, так и примеси электрически нейтральны. Отличия этих областей в том, что левая из них содержит свободно перемещающиеся дырки, а правая свободно перемещающиеся электроны.

В германиевых и кремниевых диодах двуслойная p - n -структура создаётся введением в один из слоёв монокристалла акцепторной примеси, а в другой – донорной примеси. При комнатной температуре атомы акцепторов и донором можно считать полностью ионизированными, т.е. практически все акцепторные атомы присоединяют к себе электроны, создавая при этом дырки, а донорные атомы отдают свои электроны, которые становятся свободными. Кроме основных носителей заряда в каждом из слоёв имеются неосновные носители заряда, создаваемые путём перехода электрона основного материала из валентной зоны в зону свободных уровней.

На практике наибольшее распространение получили p - n -структуры с неодинаковой концентрацией внесённых акцепторной N_a и донорной N_d примесей, т.е. с неодинаковой концентрацией основных носителей заряда в слоях $p_p \approx N_a$ и $n_n \approx N_d$. Типичными являются структуры с $N_a \ll N_d$ ($p_p \gg n_n$). Распределение концентраций носителей заряда для таких структур показано на рис. 8.4, б на примере германия, где приняты $p_p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Концентрация свободных носителей заряда в германии при комнатной температуре $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Концентрации неосновных носителей заряда существенно меньше концентраций основных носителей заряда, составляют для рассматриваемой структуры в соответствии с (2.2) $n_p = 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Характерной особенностью полупроводников рассматриваемых типов является то, что произведение концентраций основных и неосновных носителей заряда при данной температуре является постоянной величиной и определяется соотношением

$$p_p n_p = n_n p_n = p_i n_i = A^2 e^{-\frac{E_g}{kT}}, \quad (8.2)$$

где $n_i = p_i$ – собственные концентрации носителей заряда в чистом полупроводнике.

В соответствии с выражением (8.2) концентрация неосновных носителей заряда в примесном полупроводнике меньше концентрации собственных носителей заряда в чистом полупроводнике. Это связано с тем, что с увеличением концентрации основных носителей заряда возрастает роль рекомбинаций, вследствие чего концентрация неосновных носителей заряда уменьшается. Равновесие достигается, когда при данной температуре произведение концентрации носителей заряда в примесном полупроводнике становится равным произведению концентрации носителей заряда в чистом полупроводнике.

В p - n -структуре на границе раздела слоёв AB возникает разность концентраций одноимённых носителей заряда: в одном слое они являются основными, а в другом – неосновными. В приграничной области под действием разности концентраций возникает диффузионное движение основных носителей заряда во встречном направлении через границу раздела. Дырки из p -области диффундируют в n -область, электроны из n -области – в p -область. Дырки, вошедшие в n -область, рекомбинируют с электронами этой области, а электроны, вошедшие в p -область, с дырками p -области. Вследствие двух факторов (ухода основных носителей заряда из приграничных областей и их рекомбинации с носителями заряда противоположного знака) концентрации основных носителей заряда (p_p и n_n) в обеих приграничных областях, суммарная ширина которых l_0 , снижаются (рис. 8.4, б). Кроме того, в соответствии с выражением (8.2) снижение концентрации носителей заряда одного знака сопровождается повышением концентрации носителей заряда другого знака. Вследствие этого в приграничной p -области повышается концентрация электронов, а в приграничной n -области – концентрация дырок. Таким образом, становится понятным характер распределения концентрации носителей заряда в p - n -переходе, показанной на рис. 8.2, б сплошными линиями.

Важнейшим следствием диффузионного движения носителей заряда через границу раздела слоёв является появление в приграничных областях *объёмных зарядов*, создаваемых ионами атомов примесей. Так, при уходе дырок из p -слоя в нём создаётся нескомпенсированный отрицательный объёмный заряд за счёт оставшихся отрицательных ионов акцепторных атомов примеси. Электроны же, ушедшие из n -слоя, оставляют здесь нескомпенсированный положительный объёмный заряд, создаваемый положительными ионами донорных атомов примеси. Наличие объёмного заряда является главной особенностью p - n -перехода. Кривая распределения объёмного заряда в p - n -переходе показана на рис. 8.4, г.

Ввиду наличия объёмного заряда в p - n -переходе создаются электрическое поле и разность потенциалов. Кривые $E(x)$ и $\varphi(x)$ показаны на рис. 8.2, д, е (за нулевой принят потенциал n -слоя). Отметим, что рассмотренный процесс формирования p - n -перехода происходит уже на этапе введения в монокристалл акцепторной и донорной примесей.

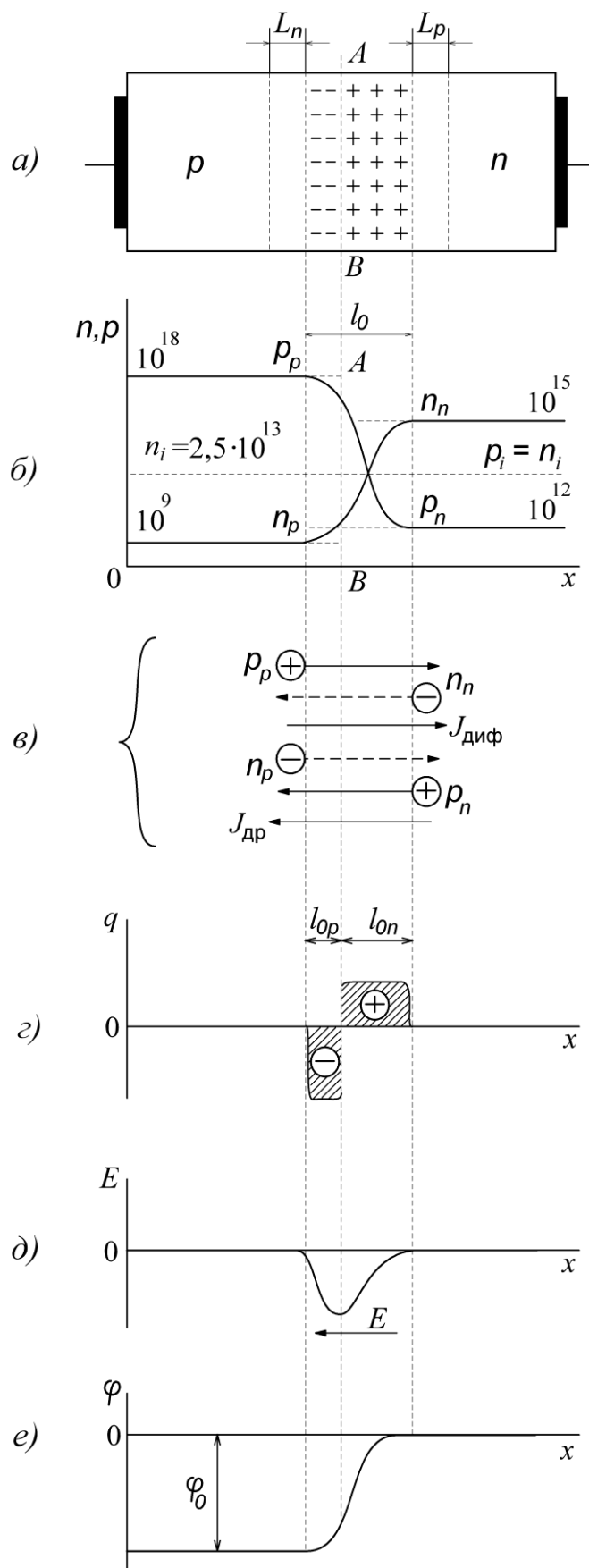


Рис. 8.4 – Образование p - n -перехода в p - n -структуре полупроводника: a – схема p - n перехода; b – распределение концентраций носителей заряда; $в$ – направление диффузионного и дрейфового токов; $г$ – объемные заряды; $д$ – внутреннее электрическое поле; e – потенциальный барьер

Толщина слоя объёмного заряда l_0 составляет доли микрометров и зависит от концентрации примеси (основных носителей заряда) в p - и n - областях (от удельного сопротивления слоёв). Объёмные заряды по обе стороны границы раздела равны и создаются, как известно, неподвижными ионами примеси. Если бы концентрации акцепторной N_a и донорной N_d примесей были равны (симметричный p - n -переход), то концентрации отрицательных ионов слева от границы раздела и положительных ионов справа были бы также равны и p - n -переход имел бы одинаковые толщины слоёв l_{0p} и l_{0n} . В рассматриваемом случае несимметричного p - n -перехода ($N_a > N_d$) концентрация неподвижных отрицательных ионов слева от границы раздела AB будет выше концентрации неподвижных положительных ионов справа (рис. 8.2, a), в связи с чем равенству объёмных зарядов обоих знаков (рис. 8.2, z) здесь будет отвечать условие $l_{0n} \gg l_{0p}$. Иными словами, p - n -переход толщиной l_0 будет преимущественно сосредоточен в n -области, как в более высокоомной.

Внутреннее электрическое поле, созданное объёмными зарядами, является фактором, под действием которого обеспечивается равенство потоков носителей заряда через переход в обоих направлениях, т.е. равенство нулю суммарного тока в отсутствие внешнего электрического поля. Это обусловлено тем, что внутреннее электрическое поле с потенциальным барьером φ_0 (рис. 8.4, e) создаёт тормозящее действие для основных и ускоряющее – для неосновных носителей заряда. Таким образом, внутреннее электрическое поле приводит к уменьшению плотности диффузионного тока $J_{\text{диф}}$ через переход и появлению встречного ему дрейфового тока плотностью $J_{\text{др}}$.

Диффузионный ток плотностью $J_{\text{диф}}$, обусловленный основными носителями заряда (рис. 8.4, e), направлен вдоль оси x и состоит из потока дырок, перемещающихся под действием диффузии из p -области в n -область, и потока электронов, диффундирующих из n -области в p -область.

Плотность дрейфового тока $J_{\text{др}}$ (рис. 8.4, e) создаётся неосновными носителями заряда прилегающих к p - n -переходу слоёв с толщиной, равной диффузионной длине: L_n – для электронов p -слоя и L_p – для дырок n -слоя (рис. 8.4, a). Неосновные носители заряда, совершая тепловое движение в этих слоях, успевают за время своей жизни попасть в область действия электрического поля, увлекаются этим полем и перебрасываются через переход. Таким образом плотность дрейфового тока определяется потоками подходящих неосновных носителей из прилегающих к p - n -переходу слоёв. Она зависит от концентрации неосновных носителей заряда в слоях и диффузионной длины. Дрейфовый ток имеет направление, противоположное направлению диффузионного тока.

Равенство нулю тока через переход в отсутствие внешнего напряжения соответствует уменьшению диффузионной составляющей тока до величины его дрейфовой составляющей. Равенство составляющих тока $J_{\text{диф}} = J_{\text{др}}$ создаётся установлением соответствующей величины потенциального барьера φ_0 в p - n -переходе. Величина потенциального барьера φ_0 (называемого также *контактной разностью потенциалов*) зависит от соотношения концентраций носителей заряда одного знака по обе стороны перехода и определяется соотношением

$$\varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{p_p}{p_n} = \varphi_T \ln \frac{n_n}{n_p} \quad (8.3)$$

где $\varphi_T = \frac{kT}{e}$ – тепловой потенциал (при $T=300\text{K}$ $\varphi_T \approx 0,026\text{ В}$).

Высота потенциального барьера зависит от температуры ввиду зависимости от нее теплового потенциала и концентрации неосновных носителей заряда в слоях полупроводниковой структуры. Более сильное влияние температуры на концентрацию неосновных носителей заряда, чем влияние на величину φ_T , приводит к тому, что с ростом температуры высота потенциального барьера уменьшается. При комнатной температуре для германия $\varphi_0 = 0,3 \div 0,5\text{ В}$, а для кремния $\varphi_0 = 0,6 \div 0,8\text{ В}$. Различие в значениях φ_0 объясняется большей величиной E_g в кремнии ($E_g = 1,12\text{ эВ}$), чем в германии ($E_g = 0,72\text{ эВ}$), и, следовательно, меньшей концентрацией неосновных носителей заряда (при одинаковой температуре и одинаковых концентрациях внесённых примесей).

Уход неосновных носителей заряда через p - n -переход из прилегающих к нему слоёв, казалось бы, должен привести к уменьшению их концентрации с приближением к границе p - n -перехода. Вместе с тем концентрации неосновных носителей заряда в прилегающих к p - n -переходу слоях сохраняются на уровнях p_n и n_p (рис. 8.4, б), так как в условиях динамического равновесия уменьшение концентрации неосновных носителей заряда за счёт их ухода через p - n -переход будет постоянно восполняться носителями того же знака за счёт их диффузии из противоположных слоёв.

8.3 Электрические процессы в p - n -переходе при наличии внешнего напряжения

Подключение к p - n -структуре внешнего напряжения (напряжения смещения) приводит к изменению условий переноса заряда через p - n -переход. Существенную роль при этом играет полярность внешнего напряжения, с которой оно прикладывается к p - n -переходу.

Рассмотрим случай, когда внешнее напряжение подключено к p - n -структуре **в прямом направлении**, т.е. плюсом источника к выводу p -области, а минусом источника – к выводу n -области (рис. 8.5, а). При таком подключении источника создаваемое им электрическое поле направлено противоположно внутреннему полю в переходе, что приводит к уменьшению результирующего поля в p - n -переходе. Слой, осуществляющий эмиссию дырок через p - n -переход (p -слой), называется **эмиттером**. Поскольку основой при получении p - n -структуры диода обычно служит полупроводниковый материал n -типа, n -слой называют **базой**.

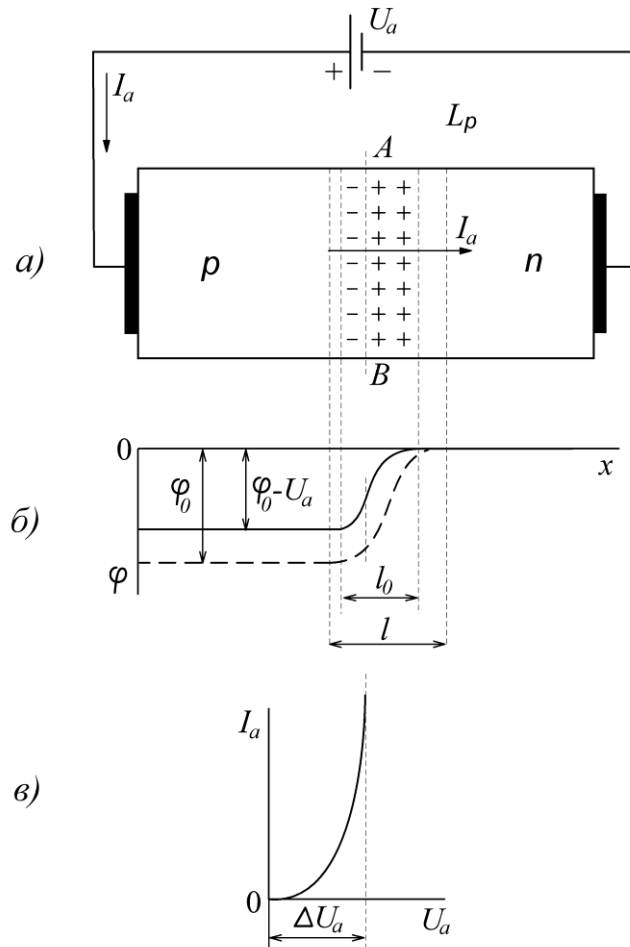


Рис. 8.5 – Полупроводниковый диод при подключении внешнего напряжения в прямом направлении: а – схема включения; б – потенциальный барьер при прямом напряжении; в – прямая ветвь вольтамперной характеристики

Объёмный заряд обоих знаков, сосредоточенный в переходе по разные стороны границы раздела, будет определяться не только величиной φ_0 , обусловленной, как было показано выше, диффузионным движением носителей заряда под действием разности их концентраций в приграничных слоях, но и внешним напряжением U_a . Если пренебречь падением напряжения в слоях p - и n -структуры, то объёмному заряду в переходе будет отвечать напряжение $\varphi_0 - U_a$, меньшее, чем в отсутствие внешнего источника. Следовательно, уменьшится и обусловленный напряжением объёмный заряд в p - n -переходе.

Величина $\varphi_0 - U_a$ определяет высоту потенциального барьера в p - n -переходе при включении внешнего напряжения в прямом направлении (рис. 8.5, б). Уменьшение объёмного заряда (потенциального барьера) проявляется в сужении p - n -перехода, которое происходит в основном за счёт n -слоя, как более высокоомного.

Уменьшение потенциального барьера облегчает переход основных носителей заряда под действием диффузии через границу раздела в соседние области, что приводит к увеличению диффузионного тока через p - n -переход (рис. 8.5, в). Указанное явление называют *инжекцией носителей заряда* через p - n -переход.

Вместе с тем дрейфовый ток через p - n -переход, создаваемый потоками неосновных носителей заряда, подходящих из приграничных слоёв толщиной L к p - n -переходу, остаётся без изменения. Разность диффузионного и дрейфового токов определяет результирующий прямой ток через p - n -переход (прямой ток диода). Плотность прямого тока

$$J_a = J_{\text{диф}} - J_{\text{др}} \quad (8.4)$$

С повышением приложенного внешнего напряжения диффузионный ток увеличивается (так как уменьшившийся потенциальный барьер способны преодолеть основные носители заряда, обладающие меньшей энергией), в связи с чем возрастает прямой ток через p - n -переход. Примерный вид прямой ветви вольтамперной характеристики p - n -перехода показан на рис. 8.5, в (ток I_a на рис. 8.3, в равен произведению плотности тока J_a через p - n -переход на площадь его сечения S).

В кремниевых диодах величина φ_0 выше, чем в германиевых. Одинаковая величина внешнего напряжения U_a здесь создаёт меньшее относительное снижение потенциального барьера, чем в германиевых диодах, и обуславливает меньший прямой ток при одинаковой площади p - n -перехода. Большая величина φ_0 является одной из причин большего падения напряжения ΔU_a в кремниевых переходах (0,8-1,2 В) по сравнению с германиевыми переходами (0,3-0,6 В) при протекании тока в прямом направлении. Таким образом, падение напряжения ΔU_a не превышает 1,2 В, что выгодно отличает их от переходов других типов, в частности электровакуумных и газоразрядных (ионных).

При подключении к диоду источника внешнего напряжения **в обратном направлении** (рис. 8.6, а) потенциальный барьер возрастает на величину U_b и становится равным $(\varphi_0 + U_b)$ (рис. 8.6, б).

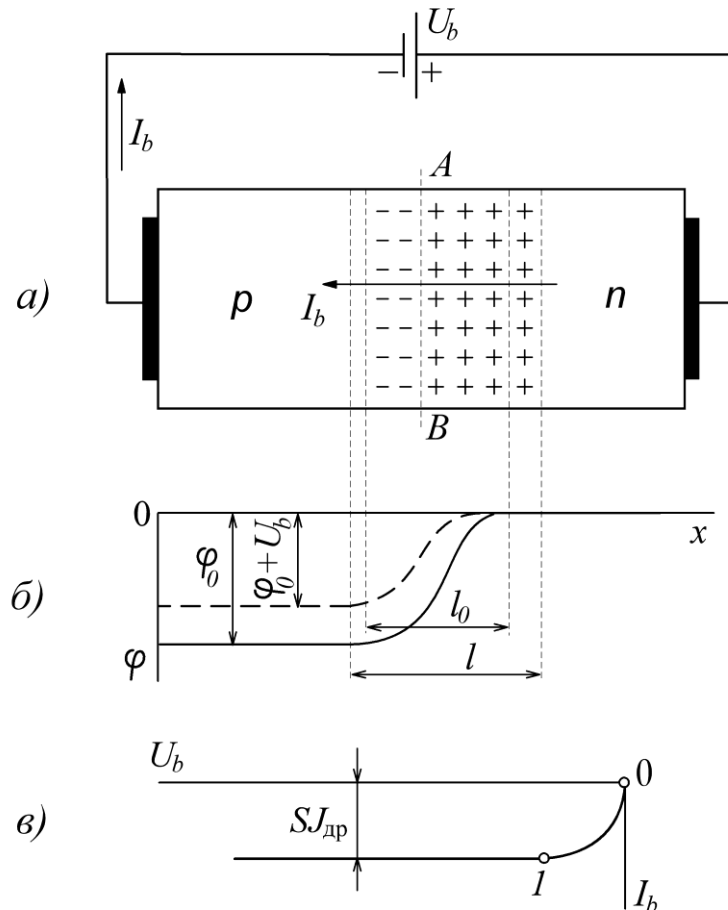


Рис. 8.6 – Полупроводниковый диод при подключении внешнего напряжения в обратном направлении: *а* – схема включения; *б* – потенциальный барьер при обратном напряжении; *в* – обратная ветвь вольтамперной характеристики.

При этом увеличивается объёмный заряд в p - n -переходе и его ширина. Возросший потенциальный барьер затрудняет прохождение через p - n -переход основных носителей заряда, вследствие чего диффузионный ток, создаваемый этими носителями, уменьшается. Дрейфовый же ток, обусловленный концентрациями неосновных носителей заряда по обе стороны перехода ($J_{др} = J_{др\ p} + J_{др\ n}$), можно считать неизменным. Однако теперь он будет превышать диффузионный ток. Через диод будет протекать ток в обратном направлении:

$$J_b = J_{др} - J_{диф}. \quad (8.5)$$

Обратная ветвь вольтамперной характеристики перехода показана на рис. 8.6, *в*. При небольших обратных напряжениях (участок 0-1) увеличение обратного тока наблюдается за счёт уменьшения диффузионной составляющей. При обратном напряжении, соответствующем точке 1 и большем, основные носители заряда не способны преодолеть потенциальный барьер, в связи с чем диффузионный ток равен нулю. Этим объясняется отсутствие роста обратного тока при увеличении обратного напряжения (участок характеристики левее точки 1).

Полная вольтамперная характеристика полупроводникового перехода приведена на рис. 8.7. От характеристики идеального диода она отличается наличием некоторого падения напряжения на приборе при пропускании прямого тока и обратного тока в случае приложения обратного напряжения.

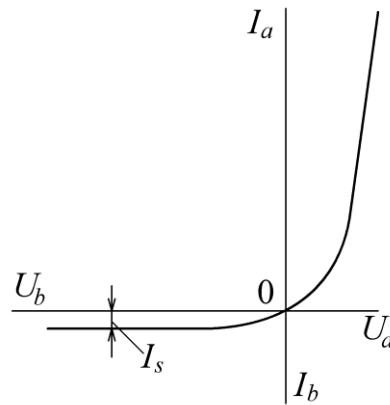


Рис. 8.7 – Идеализированная вольтамперная характеристика диода

Как известно, прямой ток перехода создаётся основными, а обратный – неосновными носителями заряда. Концентрация основных носителей заряда на несколько порядков превышает концентрацию неосновных носителей. Этим и обуславливаются вентильные свойства p - n -перехода.

Проведённому техническому анализу вольтамперной характеристики перехода соответствует ее запись в аналитической форме:

$$I_a = I_s(e^{U/\varphi_T} - 1), \quad (8.6)$$

где $I_s = SJ_{др}$ – ток насыщения (тепловой ток), создаваемый неосновными носителями заряда; φ_T – тепловой потенциал.

При $U = 0$ согласно соотношению (8.6) $I_a = 0$. В случае приложения прямого напряжения ($U = U_a > 0$) в (8.6) единицей можно пренебречь и зависимость $I_a(U_a)$ будет иметь экспоненциальный характер. В случае обратного напряжения ($U = U_b < 0$) можно не учитывать достаточно малую величину e^{-U/φ_T} и тогда $I_a = I_b = -I_s$.

Рассмотрим **дополнительные факторы**, влияющие на вольтамперную характеристику перехода. В проведённом анализе, позволяющем главным образом объяснить принцип действия p - n -перехода, не учитывались некоторые факторы, отражающиеся на его реальной вольтамперной характеристике.

На прямую ветвь вольтамперной характеристики перехода оказывает влияние объёмное сопротивление слоёв p - n -структуры (особенно при больших токах), увеличивающее падение напряжения ΔU_a на диоде. В кремниевых диодах это влияние более значительно, чем в германиевых, так как из-за меньшей подвижности носителей заряда удельное сопротивление кремния выше. С учётом падения напряжения в слоях в кремниевых диодах при протекании прямого тока $\Delta U_a = 0,8 \div 1,2$ В, а в германиевых $\Delta U_a = 0,3 \div 0,6$ В.

На обратную ветвь вольтамперной характеристики перехода оказывают влияние ток утечки через поверхность p - n -перехода и генерация носителей заряда, которая является причиной возможного пробоя p - n -перехода. Оба фактора приводят к тому, что обратная ветвь вольтамперной характеристики диода принимает вид, показанный на рис. 8.8.

Ток утечки связан линейной зависимостью с напряжением U_b . Он создаётся различными загрязнениями на внешней поверхности p - n -структуры, что повышает поверхностную электрическую проводимость p - n -перехода и обратный ток через переход. Эта составляющая обратного тока обуславливает появление наклонного участка 1-2 на характеристике диода (рис. 8.8).

Влияние генерации носителей заряда в p - n -переходе обычно сказывается при повышенных обратных напряжениях. Оно проявляется в нарушении линейной зависимости изменения обратного тока от напряжения U_b (участок 2-3), а затем в резком возрастании обратного тока (участок 3-4-5), характеризующем пробоем p - n -перехода.

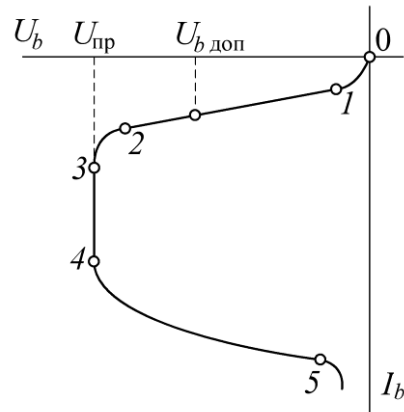


Рис. 8.8 – Обратная ветвь вольт-амперной характеристики реальных переходов

В зависимости от причин, вызывающих появление дополнительных носителей заряда в p - n -переходе, различают электрический пробой и тепловой пробой. Электрический пробой, в свою очередь может быть лавинным или туннельным. Рассмотрим эти виды пробоя.

Лавинный пробой обусловлен лавинным размножением носителей в p - n -переходе в результате ударной ионизации атомов быстрыми носителями заряда (см. 6.2). Он происходит следующим образом. Неосновные носители заряда, поступающие в p - n -переход при действии обратного напряжения, ускоряются полем и при движении в нем сталкиваются с атомами кристаллической решётки. При соответствующей напряжённости электрического поля носители заряда приобретают энергию, достаточную для отрыва валентных электронов. При этом образуются дополнительные пары носителей заряда – электроны и дырки, которые, ускоряясь полем, при столкновении с атомами также создают дополнительные носители заряда. Описанный процесс носит лавинный характер.

Лавинный пробой возникает в широких p - n -переходах, где при движении под действием электрического поля носители заряда, встречаясь с большим количеством атомов кристалла, в промежутке между столкновениями приобретают достаточную энергию для их ионизации.

В основе *туннельного пробоя* лежит непосредственный отрыв валентных электронов от атомов кристаллической решётки под действием сильного электрического поля. Образующиеся при этом дополнительные носители заряда (электроны и дырки) увеличивают обратный ток через p - n -переход. Туннельный пробой развивается в достаточно узких p - n -переходах, где при сравнительно небольшом обратном напряжении имеется высокая напряжённость поля.

Лавинный и туннельный пробой сопровождаются появлением почти вертикального участка 3-4 на обратной ветви вольт-амперной характеристики (рис. 8.8). Причина заключается в том, что небольшое повышение напряжения на p - n -переходе вызывает более интенсивную генерацию в нем носителей заряда при лавинном или туннельном пробое.

Оба эти вида пробоя являются обратимыми процессами. Это означает, что они не приводят к повреждению перехода и при снижении напряжения его свойства сохраняются.

Тепловой пробой возникает за счёт интенсивной термогенерации носителей в p - n -переходе при недопустимом повышении температуры. Процесс развивается лавинообразно и ввиду неоднородности p - n -перехода обычно носит локальный характер. Лавинообразное развитие теплового пробоя обуславливается тем, что увеличение числа носителей заряда за счёт повышения температуры вызывает увеличение обратного тока и, следовательно, ещё больший разогрев участка p - n -перехода. Процесс заканчивается расплавлением этого участка и выходом прибора из строя.

Тепловой пробой может произойти в результате перегрева отдельного участка p - n -перехода вследствие протекания большого обратного тока при лавинном или туннельном пробое (участок 4-5 на рис. 8.8). Тепловой пробой здесь является следствием недопустимого повышения обратного напряжения (перенапряжения). Велика вероятность наступления теплового пробоя при общем перегреве p - n -перехода ввиду, например, ухудшения условий теплоотвода. В этом случае он может произойти при меньших напряжениях U_b , минуя стадии лавинного или туннельного пробоя.

Возможность теплового пробоя p - n -перехода учитывается указанием в паспорте на прибор допустимого обратного напряжения U_b доп и температурного диапазона работы. Величина допустимого обратного напряжения устанавливается с учётом исключения возможности электрического пробоя и составляет $(0,5 \div 0,8) U_{пр}$.

8.4 Ёмкости p - n -перехода

Ёмкость p - n -перехода равна сумме так называемых барьерной и диффузионной ёмкостей. Барьерная (или зарядная) ёмкость характеризуется сосредоточением по обе стороны границы раздела p - и n -слоёв объёмных зарядов, создаваемых ионами примесей. Физическим аналогом барьерной ёмкости приближённо может служить ёмкость плоского конденсатора.

Наличие барьерной ёмкости проявляется протеканием тока через p - n -переход вследствие изменения объёмных зарядов (а следовательно, ширины p - n -перехода) при изменении напряжения на переходе и определяется соотношением $C_b = dQ/dU$. Зарядная ёмкость возрастает с уменьшением толщины p - n -перехода, т.е. при снижении обратного напряжения. Она выше при прямых напряжениях, чем при обратных. Величина барьерной ёмкости зависит от площади p - n -перехода и может составлять десятки и сотни пикофарад. Зависимость барьерной ёмкости p - n -перехода от обратного напряжения используется в варикапах (параметрических диодах), применяемых в качестве конденсаторов переменной ёмкости, управляемых напряжением.

В отличие от барьерной ёмкости, определяемой шириной области объёмного заряда p - n -перехода, диффузионная ёмкость обусловлена изменением суммарных зарядов неравновесных электронов и дырок соответственно слева и справа от p - n -перехода в результате изменения напряжения на нём. Так как эти заряды создаются за счёт диффузии (инъекции) носителей через p - n -переход, диффузионную ёмкость следует учитывать при прямом напряжении смещения. В несимметричных p - n -переходах, для которых $p_p \gg n_n$, диффузионная ёмкость определяется преимущественно суммарным зарядом неравновесных дырок в n -слое, величина которого изменяется при изменении прямого напряжения.

Величина диффузионной ёмкости зависит от протекающего через p - n -переход прямого тока и может составлять сотни и тысячи пикофарад, т.е. она существенно больше барьерной ёмкости. Таким образом, при малых напряжениях смещения ёмкость p - n -перехода определяется в основном диффузионной ёмкостью, а при обратных напряжениях, когда диффузионная ёмкость равна нулю, – барьерной ёмкостью.

Вопросы:

При каких условиях в полупроводниках возникает электронно-дырочный переход? Чем отличается гетеропереход от p - n -перехода двух полупроводников? Какими видами носителей заряда обусловлены диффузионный и дрейфовый токи в p - n -переходе? Какое явление называют инъекцией носителей заряда через p - n -переход. Какие факторы оказывают влияние на вид обратной ветви вольтамперной характеристики реального p - n -перехода? Какие виды электрического пробоя p - n -перехода существуют и чем они обусловлены? В чем отличие барьерной и диффузионной ёмкости p - n -перехода?

ТЕМА 9 ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ. СТАБИЛИТРОН

Назначение и классификация диодов. Общие параметры диодов

Полупроводниковым диодом называют электропреобразовательный полупроводниковый прибор с одним электрическим переходом, имеющий два вывода.

В зависимости от области применения полупроводниковые диоды делятся на следующие основные группы: выпрямительные, универсальные, импульсные, сверхвысокочастотные, варикапы, туннельные, обращенные, фото- и излучательные, стабилитроны.

По типу $p-n$ -перехода различают полупроводниковые диоды плоскостные и точечные. Плоскостным называют $p-n$ -переход, линейные размеры которого, определяющие его площадь, значительно больше толщины. К точечным относят переходы, размеры которых, определяющие их площадь, меньше толщины области объемного заряда. Система обозначений полупроводниковых диодов состоит из буквенных и цифровых элементов. Для диодов, разработанных после 1964 г., в качестве первого элемента обозначения используют букву или цифру, определяющую исходный материал, из которого изготовлен диод: «Г» или 1 — германий или его соединения, «К» или 2 — кремний или его соединения, «А» или 3 — соединения галлия. Вторым элементом служит буква, определяющая подкласс прибора (выпрямительные — «Д», стабилитроны — «С» и др.).

После второго элемента идет число, характеризующее назначение прибора, номер разработки. Обозначение заканчивается буквами русского алфавита, характеризующими специальные параметры диода.

Система обозначений диодов, разработанных до 1964 г., состоит из двух или трех элементов. Первым элементом является буква «Д». Вторым элементом служит число, указывающее классификационную группу диода. Третьим элементом является буква, характеризующая разновидность диода в данной группе.

Свойства полупроводниковых диодов оценивают параметрами. Различают общие параметры, которыми характеризуется любой полупроводниковый диод, специальные параметры, присущие только отдельным диодам.

К общим параметрам диодов относят: допустимую температуру перехода, допустимую мощность, рассеиваемую диодом, допустимые прямой ток и обратное напряжение.

Когда через диод проходит ток, при заданном напряжении на диоде выделяется мощность $P_d = UI$. Выделение этой мощности сопровождается нагреванием диода, что приводит к росту обратного тока и увеличению вероятности возникновения теплового пробоя $p-n$ -перехода. Для исключения

теплового пробоя температура p - n -перехода должна быть меньше допустимой температуры перехода $T_{п\text{ max}}$. Как правило, эта температура для германиевых диодов составляет 70°C , а для кремниевых — 125°C . Выделяемая теплота рассеивается диодом в окружающую среду, имеющую температуру T_{cp} .

Перепад температур между переходом и средой определяется выражением

$$T_{п} - T_{\text{cp}} = R_{\text{T}} P_{\text{д}}, \quad (3.1)$$

где R_{T} — тепловое сопротивление, характеризующее условия отвода теплоты от диода (конструкцию корпуса, наличие радиаторов и т.д.). Величина R_{T} определяется экспериментально и приводится в справочниках.

При допустимой температуре перехода на диоде выделяется допустимая рассеиваемая мощность $P_{\text{д max}} = (T_{п\text{ max}} - T_{\text{cp}}) / R_{\text{T}}$. Режим диода необходимо выбирать из условия $UI \leq P_{\text{д max}}$.

Температура диода зависит от прямого тока. Прямой ток, при котором температура p - n -перехода диода достигает значения $T_{п\text{ max}}$, называют допустимым прямым током и обозначают $I_{\text{пр max}}$.

Важным параметром диодов является допустимое обратное напряжение $U_{\text{обр max}}$, при котором не происходит пробоя p - n -перехода. Обычно $U_{\text{обр max}} \leq 0,8U_{\text{проб}}$.

Кроме вышеперечисленных, общими для всех диодов считаются параметры, определяемые по вольт-амперным характеристикам (рис. 3.1)

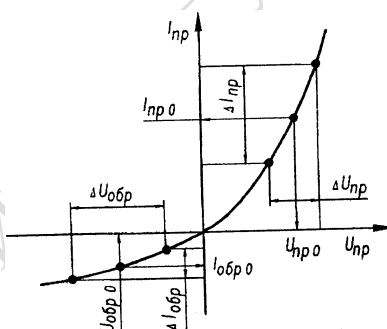


Рис. 3.1. Иллюстрация к определению приращений токов и напряжений по вольт-амперной характеристике диода

Прямое и обратное сопротивления диода постоянному току выражаются следующими соотношениями:

$$r_{\text{пр}} = \frac{U_{\text{пр0}}}{I_{\text{пр0}}}, \quad r_{\text{обр}} = \frac{U_{\text{обр0}}}{I_{\text{обр0}}} \quad (3.2)$$

Прямое и обратное дифференциальные сопротивления (сопротивления переменному току):

$$r_{\text{диф.пр}} = \frac{\Delta U_{\text{пр}}}{\Delta I_{\text{пр}}}; \quad r_{\text{диф.обр}} = \frac{\Delta U_{\text{обр}}}{\Delta I_{\text{обр}}} \quad (3.3)$$

Выпрямительные диоды

Выпрямительными называют диоды, предназначенные для выпрямления переменного тока. Принцип действия выпрямительного диода основан на односторонней проводимости p - n -перехода. Условное графическое изображение выпрямительного диода приведено на рис. 3.2.

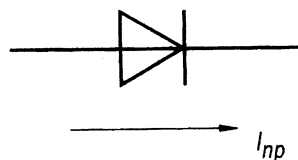


Рис. 3.2. Графическое изображение выпрямительного диода

Выпрямительные диоды малой мощности

К ним относятся диоды, поставляемые промышленностью на прямой ток до 300 мА. Справочным параметром выпрямительных диодов малой мощности является допустимый выпрямленный ток (допустимое среднее значение прямого тока), который определяет в заданном диапазоне температур допустимое среднее за период значение длительно протекающих через диод импульсов прямого тока синусоидальной формы при паузах в 180° (полупериод) и частоте 50 Гц. Максимальное обратное напряжение этих диодов лежит в диапазоне от десятков вольт до 1200 В. На более высокие напряжения промышленностью выпускаются выпрямительные столбы, использующие последовательное соединение диодов. Обратные токи не превышают 300 мкА для германиевых диодов и 10 мкА для кремниевых. С точки зрения частотных свойств диоды рассматриваемого типа подразделяют на низкочастотные (до 400 Гц) и высокочастотные (10—20 кГц). Конструкция выпрямительных диодов малой мощности приведена на рис. 3.3, а на примере сплавного германиевого диода Д7Ж ($I_{a, \text{ср. доп}} = 300$ мА, $U_{b, \text{доп}} = 700$ В), а его вольт-амперная характеристика — на рис. 3.3, б.

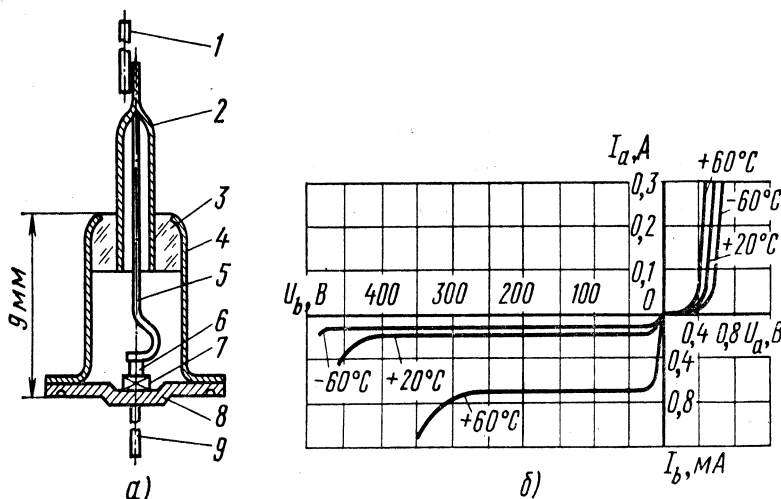


Рис. 3.3. Конструкция маломощных германиевых выпрямительных диодов Д7А — Д7Ж (а):

1 — внешний вывод (анод); 2 — трубка (штенгель); 3 — стеклянный изолятор; 4 — корпус; 5 — внутренний вывод анода; 6 — таблетка индия; 7 — кристалл германия; 8 — кристаллодержатель; 9 — внешний вывод (катод).
Вольтамперная характеристика диода Д7Ж (б)

Выпрямительные диоды средней мощности

К этому типу относятся диоды, допустимое среднее значение прямого тока которых лежит в пределах 300 мА — 10 А. Большой прямой ток этих диодов по сравнению с маломощными диодами достигается увеличением размеров кристалла, в частности рабочей площади p - n -перехода. Диоды средней мощности выпускаются преимущественно кремниевыми. В связи с этим обратный ток этих диодов при сравнительно большой площади p - n -перехода достаточно мал (несколько десятков микроампер). Теплота, выделяемая в кристалле от протекания прямого и обратного токов в диодах средней мощности, уже не может быть рассеяна корпусом прибора.

Для улучшения условий теплоотвода в этих диодах применяют дополнительные охладители-радиаторы. Радиаторы изготавливают из металла, обладающего хорошей теплопроводностью (обычно сплавы алюминия) и развитой поверхностью для лучшей передачи теплоты в окружающую среду. Для улучшения излучающей способности радиаторы часто подвергают чернению. В качестве радиатора иногда может быть использовано шасси прибора. Для крепления радиатора корпус диода имеет стержень с винтовой нарезкой. Диоды с плоским основанием корпуса крепят (прижимают) к радиатору с помощью фланцевого соединения. Пример возможной конструкции выпрямительных диодов средней мощности приведен на рис. 3.4, а На рис. 3.4, б приведена вольт-амперная характеристика диода Д205 ($I_{a, \text{ср. доп}} = 400$ мА, $U_{b, \text{доп}} = 400$ В).

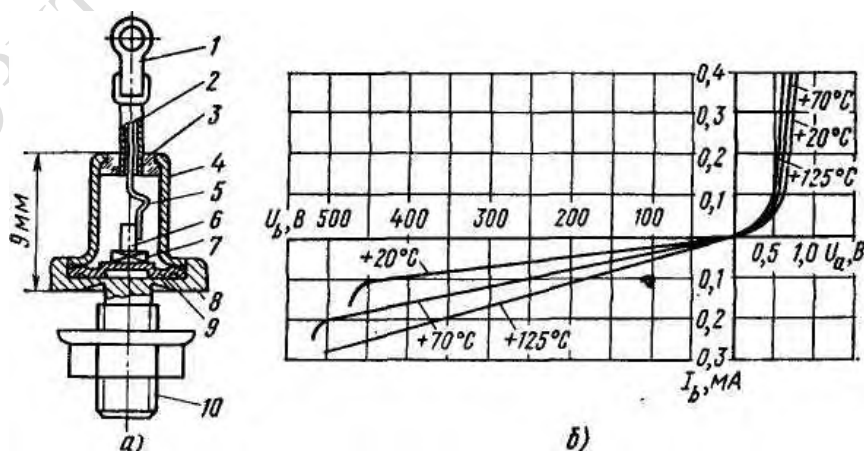


Рис. 3.4. Конструкция кремниевых выпрямительных диодов средней мощности Д202 — Д205 (а): 1 — внешний вывод (анод); 2 — трубка (штенгель); 3 — стеклянный изолятор; 4 — корпус; 5 — внутренний вывод

анода; 6 — алюминий; 7 — кристалл кремния; 8 — теплоотводящее основание; 9 — кристаллодержатель; 10 — внешний вывод (катод).

Вольт-амперная характеристика диода Д205 (б)

Мощные (силовые) диоды

К данному типу относятся диоды на токи от 10 А и выше. Отечественная промышленность выпускает силовые диоды на токи 10, 16, 25, 40 и т. д. до 1000 А и обратные напряжения до 3500 В. Силовые диоды имеют градацию по частоте и охватывают частотный диапазон применения до десятков килогерц.

Мощные диоды изготавливают преимущественно из кремния. Кремниевая пластина с *p-n*-переходом, создаваемым диффузионным методом, для таких диодов представляет собой диск диаметром 10—100 мм и толщиной 0,3—0,6 мм. Пример возможной конструкции мощного диода показан на рис. 3.5.

Рассмотрим некоторые специфические особенности мощных диодов.

Работа при больших токах и высоких обратных напряжениях связана с выделением значительной мощности в *p-n*-переходе. В связи с этим здесь должны предусматриваться эффективные методы отвода теплоты. В установках с мощными диодами применяют воздушное и жидкостное охлаждение. При воздушном охлаждении отвод теплоты производится с помощью радиатора и проходящего вдоль его теплоотводящих ребер потока воздуха. При этом охлаждение может быть естественным, если отвод теплоты в окружающую среду определяется естественной конвекцией воздуха, или принудительным, если используется принудительный обдув корпуса прибора и его радиатора с помощью вентилятора.

При жидкостном охлаждении в радиатор по специальным каналам пропускается теплоотводящая жидкость, например, вода, антифриз, трансформаторное масло, синтетические диэлектрические жидкости. В последние годы широкое применение получило испарительное охлаждение, основанное на отводе теплоты за счет образования пузырей пара у теплоотводящей поверхности охладителя. Образовавшийся пар поступает в теплообменник, связанный с внешней средой. Система испарительного охлаждения основана на принципе непрерывного замкнутого цикла: испарение жидкости в корпусе диода в результате его нагрева в процессе работы — конденсация паров в теплообменнике вследствие охлаждения — поступление охлажденной жидкости вновь к нагретой поверхности. В качестве жидкости при испарительном охлаждении применяют воду, этиловый спирт, фреон.

Другая особенность мощных диодов — необходимость их защиты от кратковременных перенапряжений, возникающих при резких сбросах нагрузки, коммутационных и аварийных режимах, а также атмосферных воздействиях. При этом к диоду прикладывается в обратном направлении помимо напряжения, обусловленного схемой (на которое производится выбор

диодов), дополнительный импульс напряжения. При отсутствии защитных мер диод может выйти из строя.

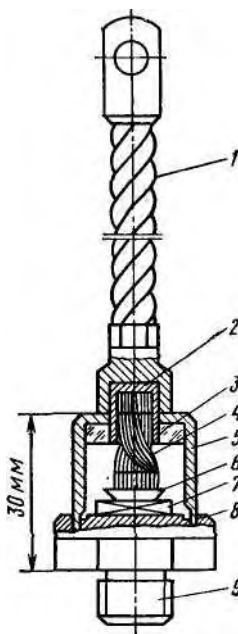


Рис. 3.5. Конструкция мощного кремниевого диода ВЛ-200: 1 — внешний гибкий вывод (анод); 2 — стакан; 3 — стеклянный изолятор; 4 — внутренний гибкий вывод анода; 5 - корпус; 6 - чашечка; 7 - кристалл с $p-n$ -переходом; 8 - кристаллодержатель (катод); 9 - шпилька для крепления к радиатору

Выход диода из строя связан вначале с электрическим пробоем $p-n$ -перехода, который затем переходит в тепловой пробой, происходящий часто не внутри $p-n$ -перехода, а в месте выхода его на поверхность кристалла. Причина заключается в том, что в реальном диоде в месте выхода $p-n$ -перехода на поверхность имеются участки, в которых существенно сужена область объемного заряда. Это обуславливается рядом факторов (нарушение структуры кристалла, различные загрязнения поверхности и т. д.). Естественно, что напряженность поля в этих участках выше, а напряжение электрического пробоя ниже, чем внутри $p-n$ -перехода. Поэтому при перенапряжениях возникает электрический пробой $p-n$ -перехода в этих участках и весь обратный ток проходит через них. Плотность тока достигает достаточно больших значений даже при сравнительно небольших обратных токах. Температура в участке пробоя резко повышается, что в конечном счете приводит к тепловому пробую и расплавлению кремния вблизи участка пробоя.

Таким образом, защита силового диода от перенапряжений заключается в переводе возможного электрического пробоя $p-n$ -перехода с поверхностных участков в объемные. Поверхностный пробой устраняют за счет создания косого среза (фаски) по поверхности пластины монокристалла и применения так называемого метода защитного кольца. Метод основан на внесении меньшей концентрации акцепторной примеси в периферийную кольцевую

часть монокристалла по сравнению с внутренней. В связи с этим концентрация основных носителей заряда в периферийной части p -области будет меньшей, а толщина слоя объемного заряда (ширина p - n -перехода) — большей, чем в центральной части. Благодаря указанным мерам напряженность поля на наружной поверхности p - n -перехода будет существенно меньшей, чем в его внутренней области. При наличии перенапряжений возможный электрический пробой p - n -перехода может произойти только в объемной части, причем пробой носит лавинный характер. Поэтому силовые диоды с такой p - n -структурой называют лавинными.

Перенос возможного электрического пробоя в объемную часть перехода обеспечивает не только повышение и стабильность уровня напряжения лавинного пробоя $U_{л}$, но и значительное повышение мощности прибором при обратном напряжении благодаря его способности пропускать достаточно большой обратный ток без перегрева локальных участков. Последнее достигается тем, что лавинный пробой p - n -перехода носит объемный характер, распределяясь по большому числу микроканалов. Лишь при значительном обратном токе, когда пробой охватывает всю объемную часть перехода, в принципе возможен перегрев прибора и выход его из строя вследствие теплового пробоя. Поэтому действие импульсов перенапряжения должно быть кратковременным даже в случае применения лавинных диодов.

Рассмотрим подробнее параметры, характеризующие загрузку мощных диодов по току и напряжению и являющиеся важнейшими при их применении.

Токовая загрузка диода зависит от теплового режима работы его полупроводниковой структуры и характеризуется максимально допустимым средним значением прямого тока $I_{a \text{ max доп}}$. В справочниках на диоды указывается предельный прямой ток $I_{п}$, который представляет собой среднее за период значение длительно протекающего через диод импульсов тока синусоидальной формы при паузах в 180° (полупериод) и частоте 50 Гц. Току $I_{п}$ соответствует максимально допустимая температура нагрева полупроводниковой структуры в условиях охлаждения, оговариваемых в справочниках на диоды.

Поскольку основным критерием токовой загрузки диода является допустимая температура его полупроводниковой структуры, отличие $I_{a \text{ max доп}}$ от $I_{п}$ зависит от конкретных условий охлаждения в реальном устройстве. Важную роль при выборе токовой нагрузки играет форма кривой тока, протекающего через диод, и частота. Так, например, при той же форме кривой прямого тока, для которой указывается ток $I_{п}$, но частоте, много меньшей 50 Гц, существенно будут сказываться колебания температуры полупроводниковой структуры, обуславливаемые повышением температуры при протекании импульсов тока и ее понижением при охлаждении в токовых паузах. Максимальное значение температуры может превысить допустимое, что приводит нередко к повреждению прибора. При этом ток $I_{a \text{ max доп}}$ следует выбирать меньше тока $I_{п}$. Данные для выбора диодов по току,

соответствующие конкретным видам кривой протекающего тока, приводятся в справочниках. В основу расчетов положена мощность потерь в полупроводниковой структуре диода в процессе его работы. В подавляющем большинстве случаев ток $I_{\text{п}}$ является предельно допустимым параметром использования диода по току при длительной работе.

Мощные диоды характеризуются также токовыми параметрами режима перегрузки и аварийного режима (ток рабочей перегрузки, ток аварийной перегрузки, ударный ток). Током рабочей перегрузки $I_{\text{р.п}}$ называют среднее значение тока диода, не вызывающего превышения максимально допустимой температуры полупроводниковой структуры из-за малого (указываемого в справочниках) времени его протекания ($I_{\text{р.п}} > I_{\text{а max доп}}$). Току аварийной перегрузки $I_{\text{а.п}}$ соответствует среднее значение прямого тока, воздействие которого допускается лишь ограниченное число раз за время службы прибора ($I_{\text{а.п}} > I_{\text{р.п}}$). При этом предполагается принятие защитных мер от выхода диода из строя. Ударный ток $I_{\text{уд}}$ определяет максимальную амплитуду импульса аварийного тока синусоидальной формы длительностью 10 мс при нормируемой начальной температуре полупроводниковой структуры без последующего приложения обратного напряжения ($I_{\text{уд}} > I_{\text{а max доп}}$). При этом предполагается, что ко времени окончания действия ударного тока средства защиты успевают исключить дальнейшее протекание тока через диод.

Специфика работы мощных диодов проявляется и в необходимости более тщательного подхода к их выбору по обратному напряжению.

В процессе работы к диоду могут прикладываться периодически повторяющиеся дополнительные перенапряжения, обусловливаемые внутренними факторами (например, при переходе диода из открытого состояния в закрытое), а также случайные неповторяющиеся перенапряжения, вызываемые внешними причинами (атмосферными воздействиями или перенапряжениями в питающей сети). В связи с этим для выбора диода по напряжению используют три каталожных параметра: рекомендуемое рабочее напряжение $U_{\text{р}}$, определяющее максимально допустимое обратное напряжение диода без учета возможных перенапряжений; повторяющееся напряжение $U_{\text{п}}$ и неповторяющееся напряжение $U_{\text{нп}}$, характеризующие значения обратного напряжения с учетом соответственно внутренних и внешних факторов ($U_{\text{нп}} > U_{\text{п}} > U_{\text{р}}$).

В ряде мощных преобразовательных установок требования к среднему значению прямого тока, обратному напряжению (или к обоим параметрам), превышают номинальные значения параметров существующих диодов. В этих случаях задача решается параллельным или последовательным (а при необходимости и параллельно-последовательным) соединением диодов.

Применение полупроводниковых диодов

Параллельное соединение диодов предназначено для увеличения суммарного прямого тока. Оно используется с принятием мер по

выравниванию прямых токов приборов, входящих в группу. Это необходимо для исключения перегрузки по току отдельных диодов, приводящей к выходу их из строя вследствие перегрева. Причиной неравномерного распределения токов является несовпадение прямых ветвей вольт-амперных характеристик приборов ввиду разброса параметров. Неравномерность токораспределения в двух диодах при их непосредственном параллельном соединении вследствие различия прямых ветвей вольтамперных характеристик иллюстрирует рис. 3.6, *а*. Для выравнивания токов используют диоды с малым различием прямых ветвей вольтамперных характеристик (производят их подбор по прямой ветви вольтамперной характеристики). Широко распространены также индуктивные делители тока (рис. 3.6, *б*). При введении в каждую из параллельных ветвей дополнительной индуктивности возникает э. д. с. самоиндукции при нарастании тока в ветвях, вследствие чего различие токов в параллельных ветвях, вызванное разбросом параметров диодов, становится менее ощутимым. Выравнивание токов может быть в принципе обеспечено и введением в параллельные ветви дополнительных активных сопротивлений, однако при этом создаются дополнительные потери мощности, особенно при больших токах.

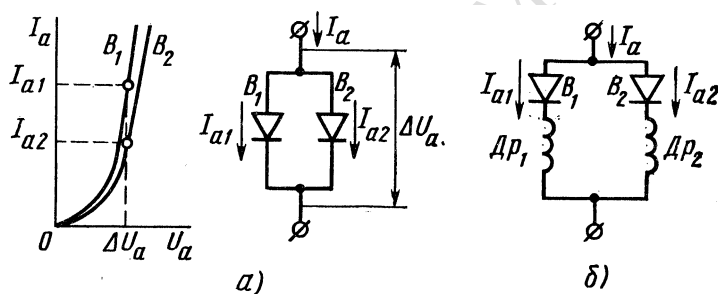


Рис. 3.6. Прямые ветви вольтамперных характеристик диодов, используемых для параллельного соединения (*а*); схема выравнивания токов диодов с помощью индуктивных делителей тока (*б*)

Последовательное соединение диодов предназначено для увеличения суммарного допустимого обратного напряжения. При воздействии обратного напряжения через диоды, включенные последовательно, протекает одинаковый обратный ток I_b (рис. 3.7, *а*). Однако ввиду неизбежного различия обратных ветвей вольтамперных характеристик общее напряжение будет распределяться по диодам неравномерно. К диоду, у которого обратная ветвь вольтамперной характеристики идет выше, будет приложено большее напряжение.

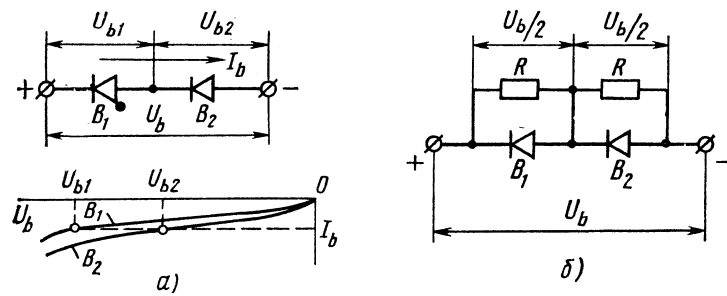


Рис. 3.7. Схема последовательного соединения диодов и обратные ветви их вольтамперных характеристик (а); схема выравнивания обратных напряжений, прикладываемых к диодам (б)

Неравномерность распределения напряжения на последовательно работающих диодах является нежелательной. Превышение хотя бы на одном из диодов обратного напряжения над напряжением пробоя может привести к пробое не только данного, но и всех остальных диодов вследствие повышения на них обратного напряжения.

Для исключения неравномерного распределения обратного напряжения диоды в последовательной цепи шунтируют резисторами R (рис. 3.7, б). Выбор сопротивления шунтирующих резисторов производят, исходя из того, чтобы ток, протекающий через резистор R , был на порядок больше обратного тока диодов. При этом неидентичность обратных ветвей вольт-амперных характеристик диодов будет слабо влиять на равномерность распределения обратных напряжений.

Схема простого выпрямителя переменного тока на одном диоде

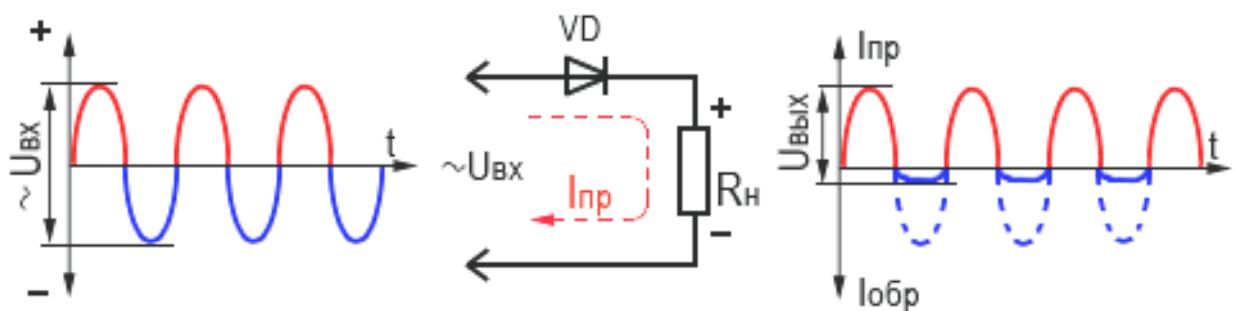


Рис. - Схема выпрямителя с одним диодом

Разберем схему работы простейшего выпрямителя, которая изображена на рисунке. На вход выпрямителя подадим сетевое переменное напряжение, в котором положительные полупериоды выделены красным цветом, а отрицательные – синим. К выходу выпрямителя подключим нагрузку (R_n), а функцию выпрямляющего элемента будет выполнять диод (VD).

При положительных полупериодах напряжения, поступающих на анод диода диод открывается. В эти моменты времени через диод, а значит, и через нагрузку (R_n), питающуюся от выпрямителя, течет прямой ток диода $I_{пр}$ (на правом графике волна полупериода показана красным цветом).

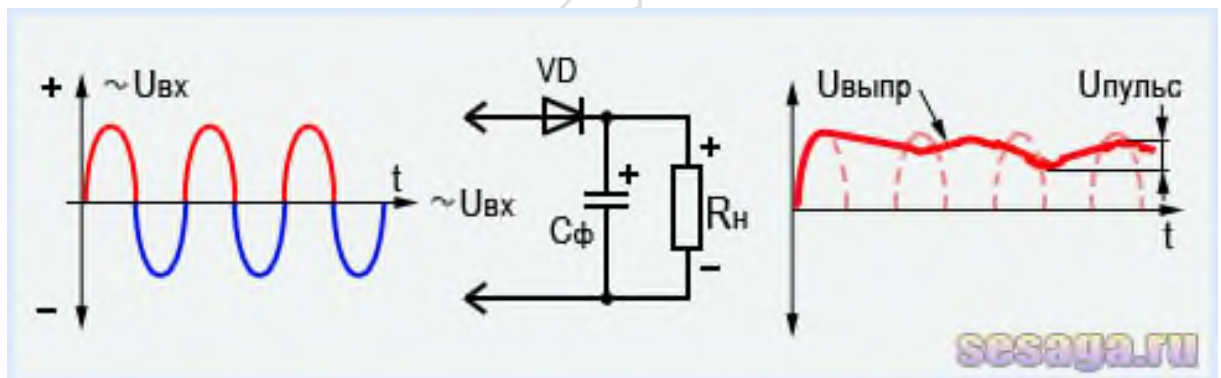
При отрицательных полупериодах напряжения, поступающих на анод диода диод закрывается, и во всей цепи будет протекать незначительный обратный ток диода ($I_{обр}$). Здесь, диод как бы отсекает отрицательную полуволну переменного тока (на правом графике такая полуволна показана синей пунктирной линией).

В итоге получается, что через нагрузку (R_n), подключенную к сети через диод (VD), течет уже не переменный, поскольку этот ток протекает только в положительные полупериоды, а пульсирующий ток – ток одного направления. Это и есть выпрямление переменного тока.

Но таким напряжением можно питать лишь маломощную нагрузку, питающуюся от сети переменного тока и не предъявляющую к питанию особых требований, например, лампу накаливания.

Напряжение через лампу будет проходить только во время положительных полувольт (импульсов), поэтому лампа будет слабо мерцать с частотой 50 Гц. Однако, за счет тепловой инертности нить не будет успевать остывать в промежутках между импульсами, и поэтому мерцание будет слабо заметным.

Если же запитать таким напряжением приемник или усилитель мощности, то в громкоговорителе или колонках мы будем слышать гул низкого тона с частотой 50 Гц, называемый фоном переменного тока. Это будет происходить потому, что пульсирующий ток, проходя через нагрузку, создает в ней пульсирующее напряжение, которое и является источником фона.



Этот недостаток можно частично устранить, если параллельно нагрузке подключить фильтрующий электролитический конденсатор (C_f) большой емкости (рисунок).

Заряжаясь импульсами тока во время положительных полупериодов, конденсатор (C_f) во время отрицательных полупериодов разряжается через нагрузку (R_n). Если конденсатор будет достаточно большой емкости, то за время между импульсами тока он не будет успевать полностью разряжаться, а значит, на нагрузке (R_n) будет непрерывно поддерживаться ток как во время положительных, так и во время отрицательных полупериодов. Ток, поддерживаемый за счет зарядки конденсатора, показан на правом графике сплошной волнистой красной линией.

Но и таким, несколько сглаженным током тоже нельзя питать приемник или усилитель потому, что они будут «фонить», так как уровень пульсаций ($U_{пульс}$) пока еще очень ощутим.

В выпрямителе, с работой которого мы познакомились, полезно используется энергия только половины волн переменного тока, поэтому на нем теряется больше половины входного напряжения и потому такое выпрямление переменного тока называют однополупериодным, а выпрямители – **однополупериодными выпрямителями**. Эти недостатки устранены в выпрямителях с использованием диодного моста.

Диодный мост – это небольшая схема, составленная из 4-х диодов и предназначенная для преобразования переменного тока в постоянный. В отличие от однополупериодного выпрямителя, состоящего из одного диода и пропускающего ток только во время положительного полупериода, мостовая схема позволяет пропускать ток в течение каждого полупериода. Диодные мосты изготавливают в виде небольших сборок заключенных в пластмассовый корпус.



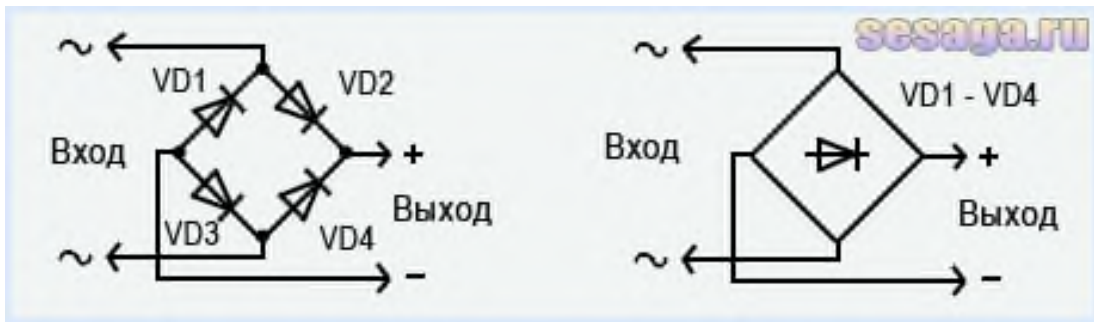
Внешний вид сборок диодных мостов

Из корпуса сборки выходят четыре вывода напротив которых расположены знаки «+», «-» или «~», указывающие, где у моста вход, а где выход. Но не обязательно диодные мосты можно встретить в виде такой сборки, их также собирают включением четырех диодов прямо на печатной плате, что очень удобно.

Например. Вышел из строя один из диодов моста, если будет стоять сборка, то ее смело выкидываем, а если мост будет собран из четырех диодов прямо на плате – меняем неисправный диод и все готово.

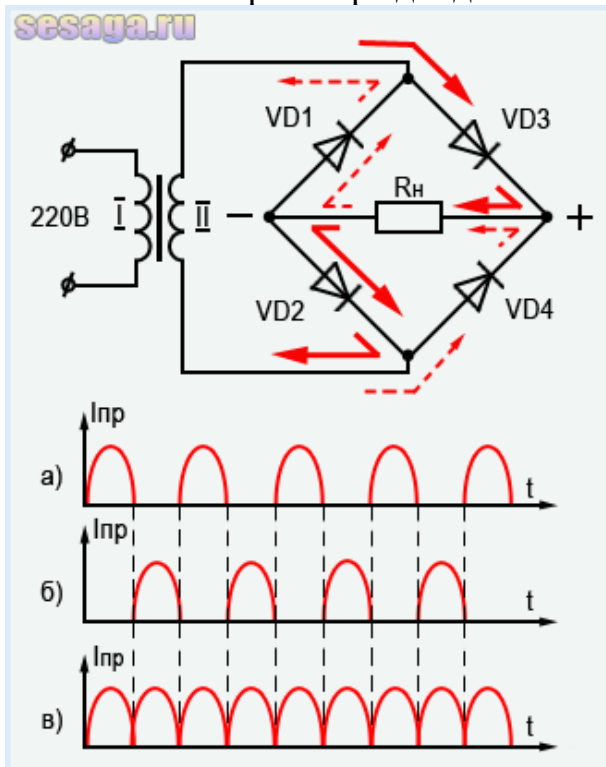
На принципиальных схемах диодный мост обозначают включением четырех диодов в мостовую схему, как показано в левой части нижнего рисунка: здесь, диоды являются как бы плечами выпрямительного моста.

Такое графическое обозначение моста можно встретить еще в старых журналах по радиотехнике. Однако, на сегодняшний день, в основном, диодный мост обозначают в виде ромба, внутри которого расположен значок диода, указывающий только на полярность выходного напряжения.



Условное обозначение диодного моста

Теперь рассмотрим работу диодного моста на примере низковольтного выпрямителя. В таком выпрямителе, с использованием четырех диодов, во время каждой полуволны работают поочередно два диода противоположных плеч моста, включенных между собой последовательно, но встречно по отношению ко второй паре диодов.



Прохождение тока через диодный мост

Со вторичной обмотки трансформатора переменное напряжение поступает на вход диодного моста. Когда на верхнем (по схеме) выводе вторичной обмотки возникает положительный полупериод напряжения, ток идет через диод VD3, нагрузку R_n , диод VD2 и к нижнему выводу вторичной обмотки (см. график *a*). Диоды VD1 и VD4 в этот момент закрыты и через них ток не идет.

В течение другого полупериода переменного напряжения, когда плюс на нижнем (по схеме) выводе вторичной обмотки, ток идет через диод VD4, нагрузку R_n , диод VD1 и к верхнему выводу вторичной обмотки (см. график *б*). В этот момент диоды VD2 и VD3 закрыты и ток через себя не пропускают.

В результате мы видим, что меняются знаки напряжения на вторичной обмотке трансформатора, а через нагрузку выпрямителя идет ток одного направления (см. график *в*). В таком выпрямителе полезно используются оба полупериода переменного тока, поэтому подобные выпрямители называют **двухполупериодными**.

И в заключении отметим, что работа двухполупериодного выпрямителя по сравнению с однополупериодным получается намного эффективней:

1. Удвоилась частота пульсаций выпрямленного тока;
2. Уменьшились провалы между импульсами, что облегчило задачу сглаживания пульсаций на выходе выпрямителя;
3. Среднее значение напряжения постоянного тока примерно равно переменному напряжению, действующему во вторичной обмотке трансформатора.

Полупроводниковые стабилитроны. Универсальные диоды

Полупроводниковыми стабилитронами называют диоды, предназначенные для стабилизации уровня напряжения в схеме. Для этого используются приборы, у которых на вольтамперной характеристике имеется участок со слабой зависимостью напряжения от проходящего тока. Такой участок наблюдается на обратной ветви вольтамперной характеристики кремниевого диода в режиме лавинного или туннельного пробоя. Поэтому в качестве полупроводниковых стабилитронов используются плоскостные кремниевые диоды. Вторым элементом обозначения этих диодов является буква «С», например КС168А.

Вольтамперная характеристика полупроводникового стабилитрона изображена на рис. 3.8. Точками *A* и *B* отмечены границы рабочего участка. Положение точки *A* соответствует напряжению пробоя *p-n*-перехода, которое зависит от удельного сопротивления исходного материала, определяемого концентрацией примесей. Точка *B* соответствует предельному режиму, в котором на стабилитроне рассеивается максимально допустимая мощность.

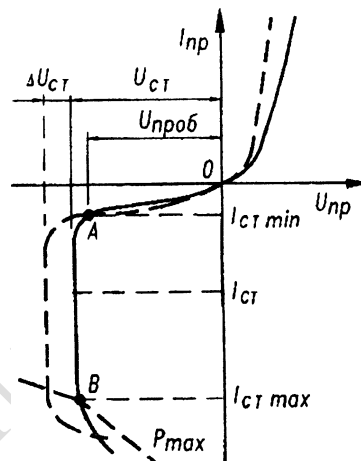


Рис. 3.8. Вольтамперная характеристика полупроводникового стабилитрона

Стабилитроны характеризуются следующими специальными параметрами.

Напряжение стабилитрона $U_{ст}$ — напряжение на стабилитроне при заданном токе. Оно зависит от ширины запирающего слоя *p-n*-перехода, т.е. от концентрации примесей в полупроводниках. В случае большой концентрации примесей *p-n*-переход получается тонким и в нем даже при малых напряжениях возникает электрическое поле, вызывающее туннельный пробой. При малой концентрации примеси *p-n*-переход имеет значительную ширину и лавинный пробой наступает раньше, чем напряженность электрического поля становится достаточной для туннельного пробоя. Таким образом, подбором удельного сопротивления кремния можно получить требуемое напряжения стабилизации.

Практически при напряжениях стабилизации ниже 6 В имеет только туннельный пробой, а при напряжении выше 8 В — лавинный. В интервале от 6 до 8 В наблюдаются оба вида пробоя.

Минимально допустимый ток стабилизации $I_{ст\ min}$ — ток, при которой пробой становится устойчивым и обеспечивается заданная надежность работы.

Максимально допустимый ток стабилизации $I_{ст\ max}$ — ток, при котором достигается максимально допустимая рассеиваемая мощность P_{max} .

Дифференциальное сопротивление $r_{ст} = dU_{ст}/dI_{ст}$ — отношение приращения напряжения стабилизации к вызвавшему его приращению тока. Чем меньше $r_{ст}$, тем лучше стабилизация напряжения.

Температурный коэффициент стабилизации напряжения (ТКН), определяемый отношением относительного изменения напряжения стабилизации ($\Delta U_{ст}/U_{ст}$) к абсолютному изменению температуры окружающей среды ($\Delta T_{окр}$) при постоянном токе стабилизации:

$$U_{ст} = \frac{\Delta U_{ст}}{U_{ст} \Delta T_{окр}} \cdot 100\% . \quad (3.4)$$

У стабилитронов с лавинным пробоем ТКН положительный, а с туннельным — отрицательный. Для выпускаемых промышленностью стабилитронов значение ТКН колеблется от 0,001 до 0,2 %/К.

Для стабилизации низких напряжений (до 1 В) используют прямую ветвь вольтамперной характеристики диода при $U_{ст} > U_{к}$. В этом режиме также наблюдается слабая зависимость напряжения на диоде от проходящего тока. Такие приборы называют *стабисторами*. Характеристика стабистора приведена на рис. 3.9.

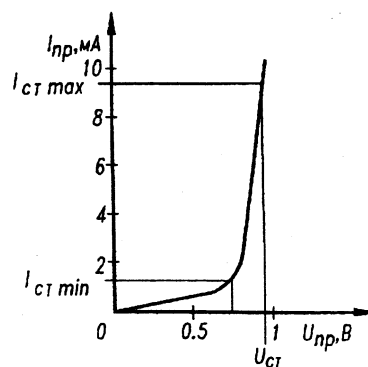


Рис. 3.9. Вольтамперная характеристика стабилитрона

Лучшие параметры по сравнению с кремниевыми имеют стабисторы, изготовленные из селена. Графическое изображение стабилитрона (стабистора) показано на рис. 3.10.

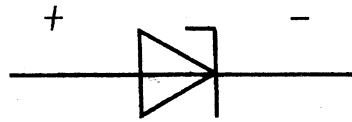


Рис. 3.10. Графическое изображение стабилитрона (стабистора)

В основном стабилитроны применяются для стабилизации напряжения. Схема стабилитрона напряжения показана на рис. 3.11. Стабилитрон присоединяют параллельно нагрузке R_H , а в общую цепь включают ограничительный резистор R , являющийся функционально необходимым элементом.

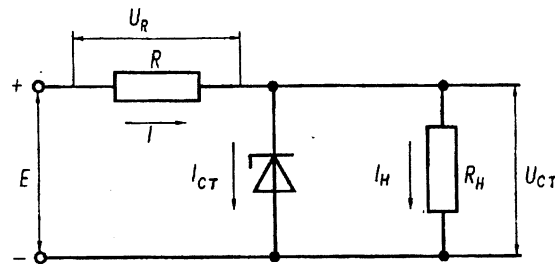


Рис. 3.11. Схема стабилизатора напряжения

Для схемы, показанной на рис. 3.11, справедливо уравнение

$$E = (I_{ст} + I_H)R + U_{ст} = \left(I_{ст} + \frac{U_{ст}}{R_H} \right) R + U_{ст}. \quad (3.5)$$

После преобразования уравнения получим

$$I_{ст} = \frac{E}{R} - \frac{R + R_H}{RR_H} U_{ст}. \quad (3.6)$$

На основании уравнения (3.6) может быть построена нагрузочная прямая, точка пересечения которой с вольтамперной характеристикой является рабочей. При изменении напряжения источника питания E нагрузочная прямая перемещается параллельно самой себе (рис. 3.12, а), а при изменении сопротивления нагрузки изменятся ее наклон (рис. 3.12, б). При этом если рабочая точка не выходит из границ участка AB , то напряжение на нагрузке остается практически неизменным. Следовательно, в данной схеме напряжение на нагрузке остается постоянным в некоторых пределах изменения напряжения питания и сопротивления самой нагрузки.

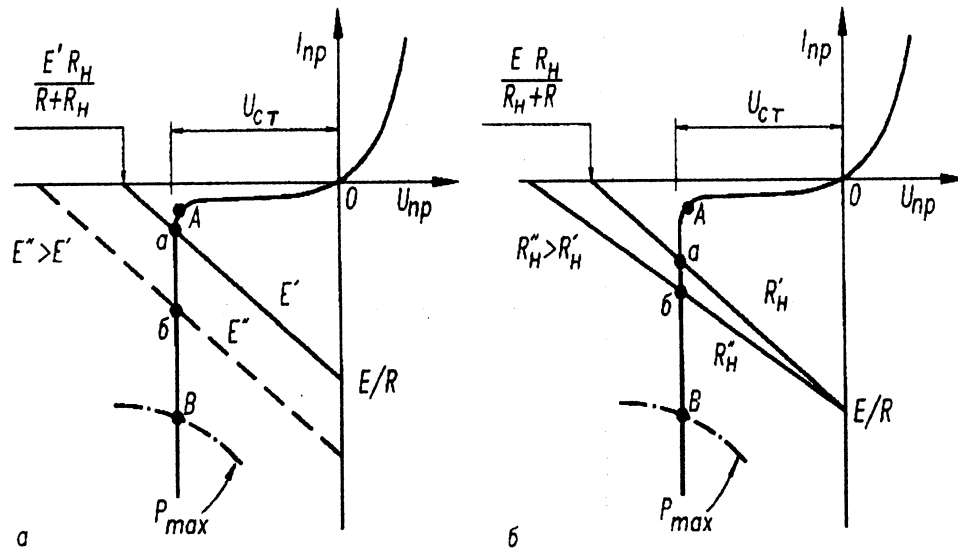


Рис. 3.12. К пояснению работы стабилизатора напряжения

С физической точки зрения принцип стабилизации напряжения в данной схеме объясняется следующим образом.

Увеличение напряжения источника питания на величину ΔE приводит к увеличению общего тока в цепи $I = I_{ст} + I_H$. Поскольку при изменении тока, проходящего через стабилитрон, напряжение на нем остается практически неизменным и равным напряжению стабилизации, то изменением тока нагрузки I_H можно пренебречь. Приращение напряжения источника питания на величину ΔE почти целиком произойдет на ограничительном резисторе R . При уменьшении напряжения источника питания на величину ΔE общий ток в цепи уменьшается, что приводит к уменьшению тока, проходящего через стабилитрон. Если это уменьшение не вышло из пределов стабилизации, в этом случае при сохранении постоянного напряжения на нагрузке напряжение на резисторе R уменьшится на величину ΔE . Таким образом, наличие ограничительного резистора R в рассмотренной простейшей схеме стабилизатора напряжения является принципиально необходимым.

Изменение сопротивления нагрузки при неизменном напряжении источника питания не приведет к изменению напряжения на ограничительном резисторе R , а вызовет изменение тока, проходящего через стабилитрон.

Помимо стабилизации постоянного напряжения, стабилитроны используются в стабилизаторах и ограничителях импульсного напряжения, в схемах выпрямления, в качестве управляемых емкостей, шумовых генераторов и элементов межкаскадных связей в усилителях постоянного тока и импульсных устройствах.

СПЕЦИАЛЬНЫЕ ДИОДЫ

Варикапами называют полупроводниковые диоды, в которых используется зависимость барьерной емкости p - n -перехода от обратного напряжения. Они применяются в качестве конденсатора с электрически управляемой емкостью. Вторым элементом обозначения варикапов является буква «В». Варикапы делятся на подстроечные, умножительные, или *варакторы*. Условное графическое изображение варикапа показано на рис. 3.18. Подстроечные варикапы используются, например, для изменения резонансной частоты колебательных систем.

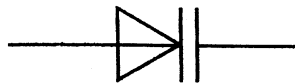


Рис. 3.18. Графическое изображение варикапа

На рис. 3.19 изображен колебательный контур, перестраиваемый с помощью варикапа. В этой схеме конденсатор C предотвращает замыкание напряжения смещения через индуктивность L . Его емкость обычно значительно превышает емкость варикапа — диода $VD1$. Поэтому резонансная частота контура определяется по формуле

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_B}}, \quad (3.7)$$

где C_B — емкость варикапа.

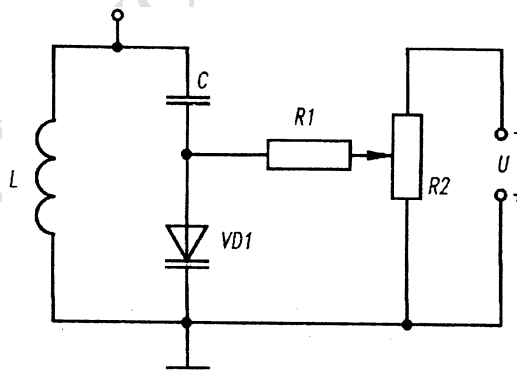


Рис. 3.19. Схема включения варикапа

Регулировкой напряжения смещения, подаваемого на диод с потенциометра $R2$ через резистор $R1$, можно изменять емкость диода и, следовательно — резонансную частоту колебательного контура. Резистор $R1$ предотвращает возможность шунтирования колебательного контура при перемещении движка потенциометра. Сопротивление резистора $R1$ выбирают большим резонансного сопротивления контура.

Варакторы применяются для умножения частоты сигнала. При этом используется нелинейность вольт-фарадной характеристики.

Основными специальными параметрами варикапов являются: номинальная емкость C_B , измеренная при заданном обратном напряжении $U_{обр}$; коэффициент перекрытия емкости K_c , определяемый отношением емкостей варикапа при двух заданных значениях обратного напряжения; добротность Q , определяемая как отношение реактивного сопротивления варикапа к сопротивлению потерь. Например, варикап KB109A обладает следующими параметрами: $C_B = 8 \dots 16$ пФ при $U_{обр} = 3$ В, $K_c = 4 \dots 6$, $Q = 300$ при $U_{обр} = 3$ В и $f = 50$ МГц.

Сверхвысокочастотные диоды

Сверхвысокочастотными называют полупроводниковые диоды, используемые для преобразования, детектирования, усиления, умножения, генерирования управления уровнем мощности сигналов сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн.

В диапазоне СВЧ в качестве линий передачи энергии и колебательных систем применяются устройства с распределенными параметрами (волноводы, фидерные линии, резонаторы и др.). Конструкция СВЧ-диодов позволяет включать их в волноводно-фидерные тракты и обеспечивает получение малых емкостей и индуктивностей вводов при незначительных потерях энергии. Эквивалентная схема диода с учетом последовательной индуктивности $L_{пос}$ и емкости корпуса $C_{кор}$ представлена на рис. 3.20. На рис. 3.21 показаны конструкции СВЧ-диодов. В корпус диода, образованного короткими толстыми вводами 1, имеющими малую индуктивность, и изолятором 2, изготовленным из высокочастотной керамики с малыми потерями, помещается кристалл полупроводника 3 с p - n -переходом.

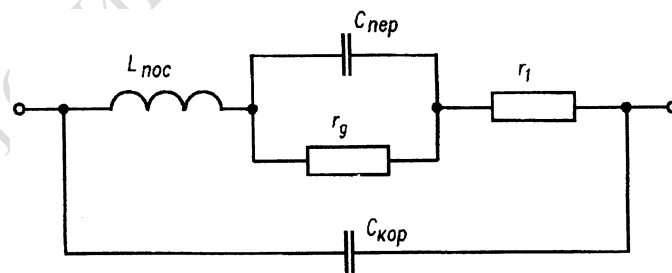


Рис. 3.20. Эквивалентная схема диода с учетом индуктивностей вводов и емкости корпуса

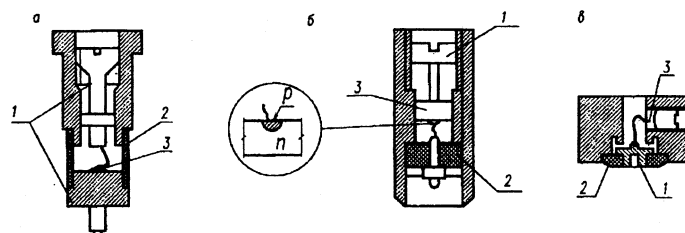


Рис. 3.21. Конструкции СВЧ-диодов: *а* — патронного; *б* — коаксиального; *в* — волноводного

В большинстве диодов используется точечный *p-n*-переход (исключение составляют некоторые переключаемые диоды). Для увеличения рабочей частоты уменьшают время жизни неравновесных носителей зарядов в базе путем повышения концентрации примесей в полупроводнике. Таким образом, для изготовления *p-n*-перехода берется кристалл полупроводника с малым удельным сопротивлением. На поверхности такого полупроводника существуют участки с другим типом проводимости. Прижатием конца контактной пружины к одному из этих участков получают *p-n*-переход малой площади и, следовательно, незначительной емкости. Из-за высокой концентрации примесей ширина запирающего слоя оказывается небольшой и пробой перехода наступает при напряжении 3...5 В. Во втором элементе обозначения диодов СВЧ используется буква «А».

Малая электрическая прочность таких диодов требует особой осторожности при обращении с ними. Диоды должны храниться в закрытых металлических патронах. Необходимо исключить возможность разряда через диод, извлекаемый из патрона, статического электричества, накопленного на теле оператора, в блоках аппаратуры и т.д. Поэтому, прежде чем вынуть диод из патрона, оператор должен снять статический заряд прикосновением руки к прибору, в который устанавливается диод.

Детекторные диоды

Детекторные диоды предназначены для детектирования сигналов СВЧ. Под *детектированием* понимают процесс выделения из модулированного напряжения высокой частоты напряжения сигнала более низкой частоты, по закону которого была осуществлена амплитудная модуляция высокочастотного сигнала.

На детекторный диод поступает модулированный высокочастотный сигнал мощностью P_c . Через детекторный диод проходит ток $I_{\text{вых}}$.

К параметрам детекторных диодов относятся: чувствительность по току $\beta = I_{\text{вых}}/P_c$, т.е. отношение выпрямленного тока к мощности подводимого сигнала; шумовое отношение диода $n_{\text{ш}}$; дифференциальное сопротивление r_d ; коэффициент качества детектора $M = \frac{\beta r_d}{\sqrt{n_{\text{ш}} r_d + R_{\text{ш}}}}$, где $R_{\text{ш}}$ — шумовое

сопротивление.

Некоторые детекторные диоды имеют характеристику, близкую к квадратичной, что позволяет использовать их для измерителей мощности колебаний СВЧ.

Параметрические и умножительные диоды

Параметрическими называют диоды, предназначенные для работы в параметрических усилителях. В основу работы параметрических диодов положено периодическое изменение емкости колебательной системы.

Таким образом, эти диоды являются разновидностью варикапов. Их основные параметры: емкость перехода $C_{\text{пер}}$; емкость корпуса $C_{\text{кор}}$; последовательная индуктивность $L_{\text{пос}}$; напряжение пробоя $U_{\text{проб}}$; обратный ток $I_{\text{обр}}$; постоянная времени $\tau = C_{\text{пер}} r_1$; диапазон рабочих частот и температур. Например, у диода 1A404A, $C_{\text{пер}} = 0,11 \text{ пФ}$, $C_{\text{кор}} = 0,2 \text{ пФ}$, $L_{\text{пос}} = 1,5 \text{ нГн}$, $\tau = 0,85 \text{ пс}$, $U_{\text{проб}} = 10 \text{ В}$.

Умножительные диоды используются в умножителях частоты и выполняют в диапазоне СВЧ роль, аналогичную роли умножительных варикапов. Основными параметрами умножительных диодов являются: емкость диода $C_{\text{д}}$; индуктивность $L_{\text{пос}}$; предельная частота f_{max} . Например, у диода 3A603B $C_{\text{д}} = 0,5 \dots 1,2 \text{ пФ}$, $L_{\text{пос}} = 1,7 \text{ нГн}$, $f_{\text{max}} = 200 \text{ ГГц}$.

Регулирующие диоды

Регулирующими называют полупроводниковые диоды, предназначенные для переключения, ограничения и модуляции сигналов СВЧ.

В ограничительных диодах используется зависимость полного сопротивления диода от мощности подводимого сигнала СВЧ. При больших уровнях мощности полное сопротивление диода обусловлено в основном сопротивлением базы которое выполняет роль ограничителя мощности, проходящей по линии передачи.

Работа переключательных и модуляционных диодов основана на изменении их полного сопротивления в зависимости от величины и полярности напряжения смещения. Их делят на резонансные и диоды *p-i-n*-структуры.

В резонансных диодах используется возможность получения последовательного или параллельного резонанса контура, составленного из реактивностей диода. Параметры схемы подбирают таким образом, чтобы при прямом смещении возникал резонанс параллельного контура, характеризующийся большим сопротивлением. При обратном смещении наступает резонанс последовательного контура и сопротивление диода резко падает. Такие диоды позволяют коммутировать СВЧ-сигнал мощностью до 1 кВт импульсном режиме и до 10 Вт в непрерывном с временем переключения не более 20 нс. Для повышения уровня коммутирующей мощности требуется увеличивать площадь перехода, что приводит к росту его емкости.

Увеличение площади перехода при незначительной емкости достигается в *p-i-n*-диодах. Полупроводниковая структура в этих диодах представляет собой пластинку кремния, на двух противоположных сторонах которой путем введения примесей получены полупроводники с проводимостью *p*- и *n*-типов.

Она рис. 3.22, а, б показаны p - i - n -структура и распределение в ней носителей зарядов в состоянии равновесия. При включении диода в прямом направлении (рис. 3.22, в) наблюдается инжекция электронов (из полупроводника n -типа) и дырок (из полупроводника p -типа) в i -область. Увеличение концентрации носителей зарядов в i -области приводит к резкому уменьшению сопротивления структуры в целом. При обратном включении (рис. 3.22, г) диода i -область обедняется носителями заряда и сопротивление структуры резко возрастает. Мощность коммутируемого p - i - n -диодами сигнала может достигать сотен киловатт в импульсе. Однако время переключения у этих диодов больше, чем у резонансных, поскольку в основу их работы положены инерционные процессы инжекции и рассасывания носителей зарядов.

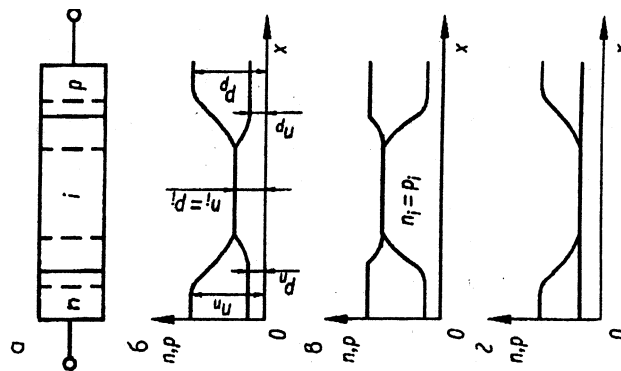


Рис. 3.22. Структура p - i - n -перехода и распределение носителей зарядов

Примером переключательных диодов являются: резонансный ГА501А, рассчитанный на коммутацию импульсной мощности 2 Вт, непрерывной — 0,8 Вт на длине волны 3 см, и с p - i - n -структурой 2А516А, позволяющий коммутировать сигналы мощностью 1 кВт в дециметровом диапазоне волн.

Генераторные диоды

Диоды Ганна. В 1963 г. Сотрудник фирмы ИВМ Дж. Ганн обнаружил, что при приложении к кристаллу арсенида галлия напряжения, создающего напряженность электрического поля более 10^5 В/см, возникают колебания высокой частоты. Исследования показали, что такое явление, названное *эффектом Ганна*, наблюдается и у кристаллов некоторых других соединений.

Основная причина эффекта Ганна заключается в сложной структуре зоны проводимости арсенида галлия, обеспечивающей возможность существования легких (быстрых) и тяжелых (медленных) электронов. Вольт-амперная характеристика диода Ганна приведена на рис. 3.23. При малых напряженностях электрического поля (малое напряжение) электроны находятся в районе нижних уровней зоны проводимости, где их подвижность μ'_n высока.

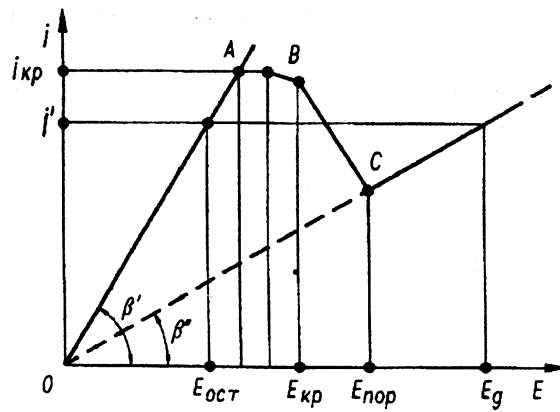


Рис. 3.23. Зависимость плотности тока в диоде Ганна от напряженности электрического поля

Для этого случая зависимость плотности тока от напряженности электрического поля описывается уравнением $j = qn\mu'_n E$ и представлена участком OA графика, приведенного на рис. 3.23. Тангенс угла наклона этого участка характеристики β' равен удельной электропроводности $\sigma_1 = qn\mu'_n$. По мере роста напряженности электрического поля все большее количество электронов переходит в область высоких энергетических уровней, или, как говорят, в «верхнюю долину». В этой зоне подвижность электронов μ''_n значительно меньше и рост тока замедляется (участок AB на рис. 3.23). При некоторой критической напряженности электрического поля $E_{кр}$ переход электронов в «верхнюю долину» становится настолько интенсивным, что плотность тока уменьшается. Это уменьшение наблюдается до пороговой напряженности поля $E_{пор}$, при которой большинство электронов перейдет в «верхнюю долину». Дальнейшее увеличение электрического поля приводит к линейному росту плотности тока в соответствии с законом $j = qn\mu''_n E$. Очевидно, что $\sigma_1 > \sigma_2 = qn\mu''_n$ и $\beta' > \beta''$.

Участку BC характеристики (см. рис. 3.23) соответствует отрицательная проводимость диода.

Приложим к образцу $GaAs$ длиной L напряжение U_0 такое, чтобы оказаться на падающем участке зависимости $j(E)$. Предположим, что сначала электрическое поле в образце однородно и равно U_0/L . Пусть по какой-либо причине в тонком слое AB образца поле E оказалось чуть больше, чем в остальном объеме образца (рис. 4). Тогда скорость дрейфа электронов $u = j/e n$ внутри слоя AB окажется меньше, чем снаружи. Поэтому к границе A будет подлетать больше электронов, чем улетать от нее, а у границы B — наоборот. Вблизи A возникнет избыток отрицательного заряда, а вблизи B — положительного. Следовательно, в слое AB появится дополнительное электрическое поле, направленное в ту же сторону, что и

исходное. Увеличение поля приведет к тому, что дрейфовая скорость электронов внутри слоя еще уменьшится, и поле там еще больше возрастет.

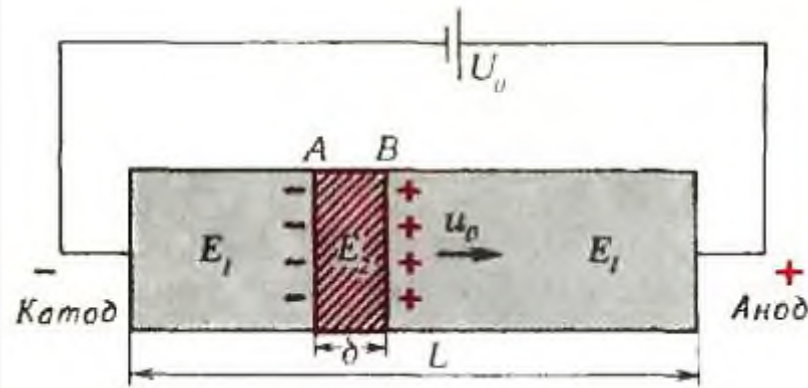


Рис. 4

Таким образом, однородное распределение электрического поля на падающем участке $j(E)$ невозможно: любая сколь угодно слабая неоднородность E , случайно возникшая в образце, не рассасывается, а нарастает. В результате образуется узкая область (размером δ) сильного поля, которая называется электрическим доменом. При этом, так как напряжение U_0 на образце задано, т. е.

$$E_2\delta + E_1(L - \delta) = U_0 = \text{const},$$

рост поля E_2 в домене сопровождается уменьшением поля E_1 вне его. Наступит момент, когда $E_1 < E_a$ и $E_2 > E_b$ (см. рис. 3). Скорость дрейфа электронов вне домена начнет уменьшаться, а внутри — увеличиваться. Рост поля E_2 в домене прекратится, когда эти скорости сравняются, и плотности токов в домене и в образце станут одинаковыми:

$$j(E_1) = j(E_2) = j_0.$$

Из двух последних равенств следует, что установившаяся в образце плотность тока j_0 зависит от толщины домена δ .

Обычно домен возникает вблизи катода (за счет впадения контактов здесь больше неоднородностей) и, увлекаемый потоком электронов, начинает двигаться к аноду со скоростью $u_0 = j_0 \mu_n$. Пока он движется вдоль образца, его размер не меняется, а значит, не меняется и ток j_0 . Вблизи анода домен начинает исчезать, его толщина уменьшается, и ток в образце возрастает. Одновременно увеличивается поле E_1 вне домена. Как только E_1 достигнет значения E_a , у катода зарождается новый домен, ток начинает уменьшаться, и этот процесс периодически повторяется (рис. 5). Период колебаний тока в образце — $T_0 = Lu_0$.

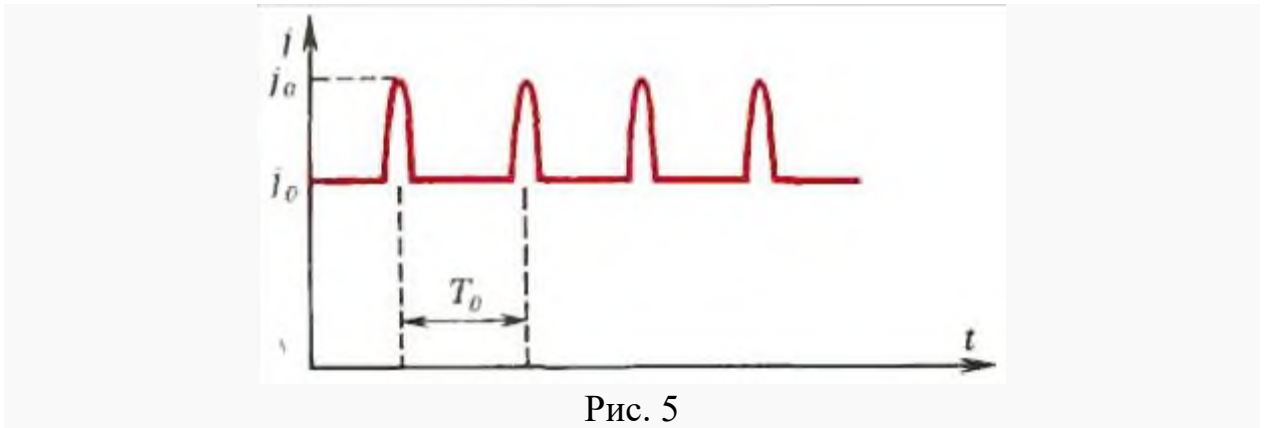
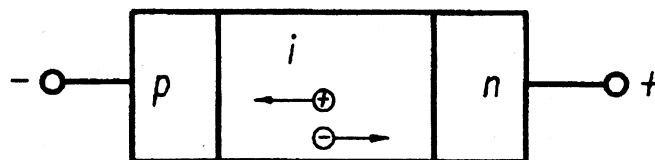


Рис. 5

Итак, прикладывая к полупроводнику постоянное напряжение U_0 , мы получаем переменный ток частоты $f=1/T_0=u_0/L$. Это совсем уж непохоже на закон Ома. В арсениде галлия ($GaAs$) $u_0 \approx 10^5$ м/с. Используя небольшие образцы длиной от одного до ста микрон, можно менять частоту переменного тока в диапазоне $f \sim 10^9 - 10^{11}$ Гц. На основе эффекта Ганна работает большинство современных генераторов сверхвысоких частот (СВЧ). Эти приборы используются, например, для определения постами ГАИ скорости движения автомобилей и в телевизионном вещании через искусственные спутники Земли.

Лавинно-пролетные диоды (ЛПД). Лавинно-пролетными называют диоды с отрицательным сопротивлением в диапазоне СВЧ, обусловленным лавинным размножением носителей зарядов в $p-n$ -переходе и ограничением скорости их дрейфа. В основе действия ЛПД лежит пробой $p-n$ -перехода. При пробое $p-n$ -перехода (рис. 3.27) возникшие электронно-дырочные пары движутся в области объемного заряда (область i) в сильном электрическом поле (более 5000 кВ/м). При такой напряженности поля скорость дрейфа электронов не увеличивается с ростом электрического поля. Это насыщение скорости вызывает сдвиг фаз между током и переменным напряжением, прикладываемым к диоду. Выбором режима и ширины области объемного заряда можно добиться сдвига фаз на 180° . Нарастанию напряжения при этом соответствует уменьшение тока, т.е. диод имеет отрицательное сопротивление. Это позволяет использовать такие диоды в качестве генераторов СВЧ-колебаний.

Рис. 3.27. Структура лавинно-пролетного диода с $p-i-n$ -переходом

Кроме рассмотренной структуры, существуют ЛПД с $p-n$ -переходом типа $p^+-n-i-n^+$ ($n^+-p-i-p^+$). Последние были предложены Ридом в 1964 г., их называют *диодами Рида*.

ЛПД изготавливают из германия, кремния и арсенида галлия. Их рабочие частоты достигают сотен гигагерц при мощности колебаний до десятков ватт в импульсе. Недостатком таких диодов является низкий КПД, что обусловлено узким диапазоном амплитуды переменного напряжения, при котором существует отрицательное сопротивление.

Туннельные диоды

К *туннельным* относятся диоды, у которых за счет туннельного эффекта на прямой ветви вольт-амперной характеристики существует область с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Вторым элементом их обозначения является буква «И».

Туннельный переход электронов через *p-n*-переход возможен, если толщина перехода мала и энергетическим уровням, заполненным электронами одной области, соответствуют такие же свободные разрешенные энергетические уровни в соседней области. Эти условия выполняются в *p-n* переходах, образованных полупроводниками с высокой концентрацией примесей (10^{19} — 10^{21} см⁻³). При этих условиях ширина *p-n*-перехода имеет порядок 10^{-6} см, что обуславливает высокую напряженность электрического поля в переходе и вероятность туннельного прохождения электронов через его потенциальный барьер. В полупроводниках с такой концентрацией примесей атомы примеси взаимодействуют между собой и их уровни расщепляются в зоны, примыкающие в полупроводнике *p*-типа к валентной зоне, а в полупроводнике *n*-типа — к зоне проводимости. Такие полупроводники называют *вырожденными*. В них уровни Ферми расположены в зоне проводимости *n*-области и в валентной зоне *p*-области.

Вид вольт-амперной характеристики туннельного диода может быть пояснен с помощью энергетических диаграмм (рис. 2.25)

Параметрами туннельных диодов являются:

1. *Пиковый ток* I_n — значение прямого тока в точке максимума вольт-амперной характеристики;
2. *Ток впадины* I_B — значение прямого тока в точке минимума вольт-амперной характеристики;
3. *Отношение токов* I_n/I_B — (для туннельных диодов из GaAs отношение $I_n/I_B \geq 10$, для германиевых $I_n/I_B \approx 3 \dots 6$);
4. *Напряжение пика* U_n — значение прямого напряжения, соответствующее пиковому току;
5. *Напряжение впадины* U_B — значение прямого напряжения, соответствующее току впадины;
6. *Напряжение раствора* U_{pp} — значение прямого напряжения на второй восходящей ветви, при котором ток равен пиковому току.

Работа туннельного диода иллюстрируется диаграммами, изображенными на рис. 2.14.

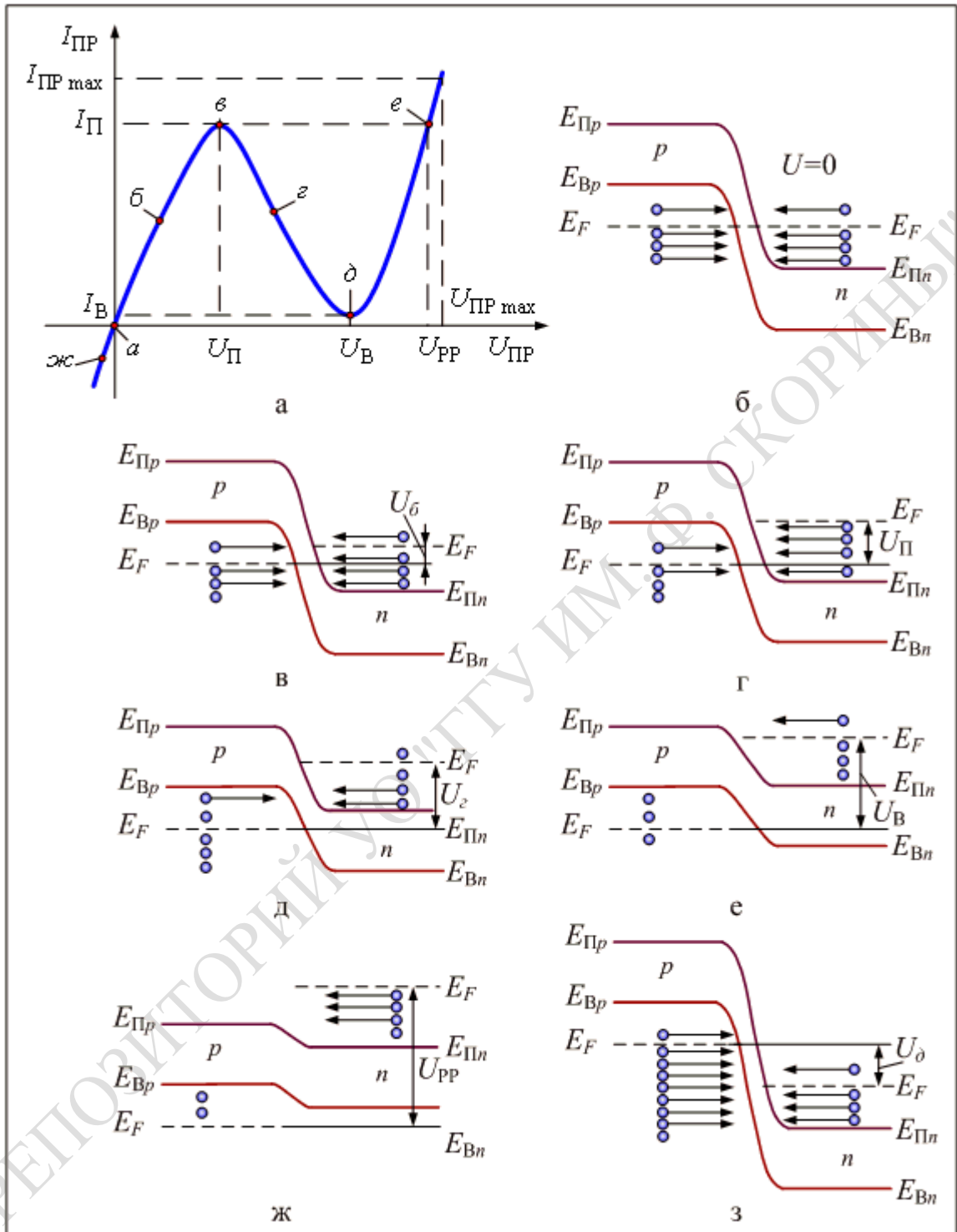


Рис. 2.14. Зонные энергетические диаграммы, поясняющие особенности вольтамперной характеристики туннельного диода

а) В равновесном состоянии системы уровень Ферми постоянен для обеих областей полупроводникового диода, поэтому другие энергетические уровни искривляются настолько сильно, что нижняя граница дна зоны проводимости области *n*-типа оказывается ниже верхней границы потолка валентной зоны области *p*-типа, и так как переход очень

узкий, то носители заряда могут переходить из одной области в другую без изменения своей энергии, просачиваться сквозь потенциальный барьер, т. е. туннелировать (рис. 2.14, б). В состоянии равновесия потоки носителей из одной области в другую одинаковы, поэтому результирующий ток равен нулю.

б) Под воздействием внешнего поля энергетическая диаграмма изменится. При подключении прямого напряжения уровень Ферми и положение энергетических зон сместится относительно равновесного состояния в сторону уменьшения потенциального барьера и при этом степень перекрытия между потолком валентной зоны материала p -типа и дном зоны проводимости материала n -типа уменьшится (рис. 2.14, в). При этом в зоне проводимости материала n -типа уровни, заполненные электронами (ниже уровня Ферми) окажутся против незаполненных уровней в валентной зоне материала p -типа, что приведет к появлению тока, обусловленного большим количеством электронов, переходящих из n -области в p -область.

в) Максимальное значение этого тока будет тогда, когда уровень Ферми материала n -типа и потолок валентной зоны материала p -типа будут совпадать (рис. 2.14, г).

г) При дальнейшем увеличении прямого напряжения туннельное перемещение электронов из n -области в p -область начнет убывать (рис. 2.14, д), так как количество их уменьшается по мере уменьшения степени перекрытия между дном зоны проводимости материала n -типа и потолком валентной зоны материала p -типа.

д) В точке, где эти уровни совпадают, прямой ток p - n -перехода достигнет минимального значения (рис. 2.14, е),

е) когда туннельные переходы электронов станут, невозможны (рис. 2.14, ж), носители заряда будут преодолевать потенциальный барьер за счет диффузии и прямой ток начнет возрастать, как у обычных диодов.

При подаче на туннельный диод обратного напряжения потенциальный барьер возрастает, и электрическая диаграмма будет иметь вид, показанный на (рис. 2.14, з). Так как количество электронов с энергией выше уровня Ферми незначительно, то обратный ток p - n -перехода в этом случае будет возрастать в основном за счет электронов, туннелирующих из p -области в n -область, причем, поскольку концентрация электронов в глубине валентной зоны p -области велика, то даже небольшое увеличение обратного напряжения и связанное с этим незначительное смещение энергетических уровней, приведет к существенному росту обратного тока.

Рассмотренные процессы позволяют сделать вывод, что туннельные диоды одинаково хорошо проводят ток при любой полярности приложенного напряжения, т. е. они не обладают вентильными

свойствами. Более того, обратный ток у них во много раз больше обратного тока других диодов. Это свойство используется в другом типе полупроводникового прибора – *обращенном диоде*.

Выводы:

1. Отличительной особенностью туннельных диодов является наличие на прямой ветви вольт-амперной характеристики участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Это позволяет использовать туннельный диод в качестве усилительного элемента.
2. Туннельный эффект достигается за счет очень высокой концентрации примесей в p - и n -областях.
3. Так как возникновение туннельного тока не связано с инжекцией носителей заряда, туннельные диоды имеют малую инерционность и вследствие этого могут применяться для усиления и генерации высокочастотных колебаний.

Условное графическое изображение туннельного диода показано на рис. 3.29.

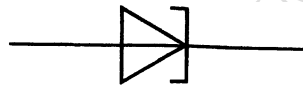


Рис. 3.29. Условное графическое изображение туннельных диодов

Поскольку для изготовления туннельных диодов используются вырожденные полупроводники, по характеру проводимости приближающиеся к металлам, рабочая температура этих диодов достигает 400°C .

Недостатком туннельных диодов является малая мощность из-за низких напряжений (десятые доли вольта) и малых площадей перехода.

Основные параметры туннельных диодов: напряжение и ток пика $U_{\text{п}}$ и $I_{\text{п}}$; напряжение и ток впадины $U_{\text{в}}$ и $I_{\text{в}}$; отношение токов $I_{\text{п}} / I_{\text{в}}$; напряжение раствора $U_{\text{р}}$, равное прямому напряжению, большему $U_{\text{в}}$, при котором ток равен пиковому; емкость диода C ; отрицательная проводимость $g_{\text{пер}} = dI / dU$, определяемая на середине падающего участка вольт-амперной характеристики; сопротивление потерь $r_{\text{п}}$. Параметры зависят от выбора полупроводника (ширины запрещенной зоны) и степени его легирования. Увеличение концентрации доноров приводит к росту $I_{\text{п}}$ и $I_{\text{в}}$. Повышение концентрации акцепторов увеличивает $I_{\text{п}}$, $U_{\text{п}}$, $I_{\text{в}}$ и $U_{\text{в}}$. Напряжения $U_{\text{п}}$ и $U_{\text{р}}$ возрастают при увеличении ширины запрещенной зоны.

Время туннельного прохождения электронов через p - n -переход составляет 10^{-13} с. На самом деле туннельные диоды работают с меньшим быстродействием из-за емкости диода и потерь. Предельная, или резистивная,

частота f_r , на которой активная составляющая полного сопротивления цепи, представленной на рис. 3.30, обращается в нуль, находится по формуле

$$f_r = \frac{|g_{пер}|}{2\pi C} \sqrt{\frac{1}{|g_{пер}|r_n} - 1}. \quad (3.8)$$

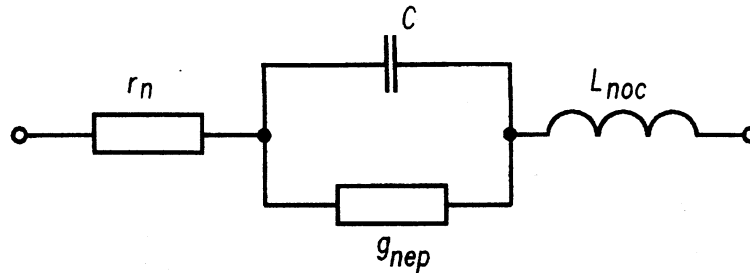


Рис. 3.30. Эквивалентная схема туннельного диода

Максимальное значение этой частоты получается при $r_n = 1 / (2g_{пер})$ и . Следовательно, частотные свойства туннельного диода определяются постоянной времени $r_n C$.

По своему назначению туннельные диоды делятся на усилительные, генераторные, переключательные. Туннельные диоды позволяют создавать усилители, генераторы смесители в диапазоне волн вплоть до миллиметровых. На туннельных диодах можно строить и различные импульсные устройства: триггеры, мультивибраторы и спусковые схемы с очень малым временем переключения.

Обращенные диоды

Обращенный диод – это разновидность туннельного диода, у которого концентрация примесей подобрана таким образом, что в уравновешенном состоянии при отсутствии внешнего напряжения потолок валентной зоны материала p -типа совпадает с дном зоны проводимости материала n -типа

При включении такого диода в обратном направлении за счет туннельного эффекта электроны из валентной зоны n -области переходят на свободные уровни зоны проводимости n -области, и через p - n -переход проходит большой обратный ток. Если включить диод в прямом направлении, то перекрытия зон не происходит, туннельный эффект не появляется и прямой ток определяется лишь диффузионным током. Вольтамперная характеристика обращенного диода представлена на рис. 3.31.

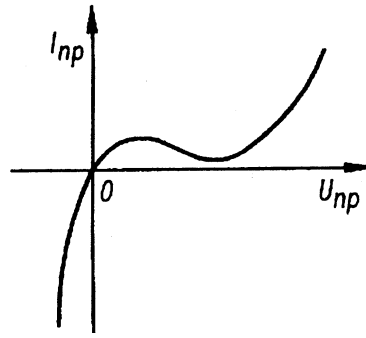


Рис. 3.31. Вольтамперная характеристика обращенного диода

Поскольку у этих диодов прямой ток меньше обратного, они названы обращенными. Условное графическое изображение обращенного диода показано на рис. 3.32. Третьим элементом обозначения этих диодов является цифра 4.

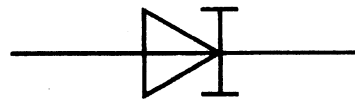


Рис. 3.32. Условное графическое изображение обращенного диода

Малая инерционность, связанная с туннельным прохождением тока, и большая кривизна характеристики обуславливают целесообразность использования обращенных диодов в детекторах и смесителях диапазонов СВЧ, в качестве переключательных и др. Используются они тогда, когда необходимо выпрямлять очень слабые электрические сигналы величиной в малые доли вольта.

Переход Шоттки

При контакте двух материалов с разной работой выхода электронов электрон проходит из материала с меньшей работой выхода в материал с большей работой выхода, и ни при каких условиях - наоборот. Электроны из приграничного слоя полупроводника переходят в металл, а на их месте остаются некомпенсированные положительные заряды ионов донорной примеси. В металле большое количество свободных электронов, и, следовательно, на границе металл-полупроводник возникает электрическое поле и потенциальный барьер. Возникшее поле будет тормозящим для электронов полупроводника и будет отбрасывать их от границы раздела. Граница раздела металла и полупроводника со слоем положительных зарядов ионов донорной примеси называется переходом Шоттки (открыт в 1934 году).

Прямое и обратное включение диодов Шоттки

Если приложить внешнее напряжение плюсом на металл, а минусом на полупроводник, возникает внешнее электрическое поле, направленное навстречу полю перехода Шоттки. Это внешнее поле компенсирует поле перехода Шоттки и будет являться ускоряющим для электронов полупроводника. Электроны будут переходить из полупроводника в металл, образуя сравнительно большой прямой ток. Такое включение называется прямым. f

При подаче минуса на металл, а плюса на полупроводник возникает внешнее электрическое поле, сонаправленное с полем перехода Шоттки. Оба этих поля будут тормозящими для электронов полупроводника, и будут отбрасывать их от границы раздела. Оба этих поля будут ускоряющими для электронов металла, но они через границу раздела не пройдут, так как у металла больше работа выхода электрона. Такое включение перехода Шоттки называется обратным. Обратный ток через переход Шоттки будет полностью отсутствовать, так как в металле не существует неосновных носителей зарядов.

Достоинства перехода Шоттки:

- отсутствие обратного тока;
- переход Шоттки может работать на СВЧ;
- высокое быстродействие при переключении из прямого состояния в обратное и наоборот.

Диоды Шоттки



Достоинства

- В то время, как обычные [кремниевые](#) диоды имеют прямое падение напряжения около 0,6—0,7 вольт, применение диодов Шоттки позволяет снизить это значение до 0,2—0,4 вольт. Столь малое прямое падение напряжения присуще только диодам Шоттки с максимальным обратным напряжением порядка десятков вольт, выше же падение напряжения становится сравнимым с аналогичным параметром кремниевых диодов, что ограничивает применение диодов Шоттки.
- Барьер Шоттки также имеет меньшую электрическую ёмкость перехода, что позволяет заметно повысить рабочую частоту. Это свойство используется в [интегральных микросхемах](#), где диодами Шоттки [шунтируются](#) переходы [транзисторов](#) логических элементов. В силовой электронике малое [время восстановления](#) позволяет строить [выпрямители](#) на частоты в сотни [кГц](#) и выше. Например, диод

MBR4015 (15 В, 40 А), оптимизированный под высокочастотное выпрямление, нормирован для работы при dV/dt до 10 кВ/мкс.

- Благодаря лучшим временным характеристикам и малым ёмкостям перехода выпрямители на диодах Шоттки отличаются от традиционных диодных выпрямителей пониженным уровнем помех, поэтому они предпочтительны в традиционных трансформаторных блоках питания аналоговой аппаратуры.

Недостатки:

- при кратковременном превышении максимального обратного напряжения диод Шоттки необратимо выходит из строя (КЗ — короткое замыкание), в отличие от обычных кремниевых р-п диодов, которые переходят в режим обратимого пробоя, и, при условии не превышения рассеиваемой на диоде максимальной мощности после падения напряжения, диод полностью восстанавливает свои свойства.
- диоды Шоттки характеризуются повышенными (относительно обычных кремниевых р-п диодов) обратными токами, возрастающими с ростом температуры кристалла. Для 30CPQ150 обратный ток при максимальном обратном напряжении изменяется от 0,12 мА при +25 °С до 6,0 мА при +125 °С. У низковольтных диодов в корпусах TO220 обратный ток может превышать сотни миллиампер (MBR4015 — до 600 мА при +125 °С). При неудовлетворительных условиях теплоотвода положительная обратная связь по теплу в диоде Шоттки приводит к его катастрофическому перегреву.

РЕПОЗИТОРИЙ УО

ТЕМА 10 БИПОЛЯРНЫЙ ТРАНЗИСТОР

Структура и принцип действия биполярного транзистора

Транзистор, или полупроводниковый триод, являясь управляемым элементом, нашел широкое применение в схемах усиления, а также в импульсных схемах. Отсутствие накала, малые габариты и стоимость, высокая надежность — таковы преимущества, благодаря которым транзистор вытеснил из большинства областей техники электронные лампы.

Биполярный транзистор представляет собой трехслойную полупроводниковую структуру с чередующимся типом электропроводности слоев и содержит два *p-n*-перехода. В зависимости от чередования слоев существуют транзисторы типов *p-n-p* и *n-p-n* (рис. 4.1, а, б). Их условное обозначение на электронных схемах показано на рис. 4.1, в, г. В качестве исходного материала для получения трехслойной структуры используют германий и кремний (германиевые и кремниевые транзисторы).

Трехслойная транзисторная структура создается по сплавной или диффузионной технологии, по которой выполняется и двухслойная *p-n*-структура полупроводниковых диодов. Трехслойная транзисторная структура типа *p-n-p*, выполненная по сплавной технологии, показана на рис. 4.1, д. Пластина полупроводника «*n*-типа является основанием, базой (отсюда и название слоя) конструкции. Два наружных *p*-слоя создаются в результате диффузии в них акцепторной примеси при сплавлении с соответствующим материалом. Один из слоев называется эмиттерным, а другой — коллекторным. Так же называются и *p-n*-переходы, создаваемые этими слоями со слоем базы, а также внешние выводы от этих слоев.

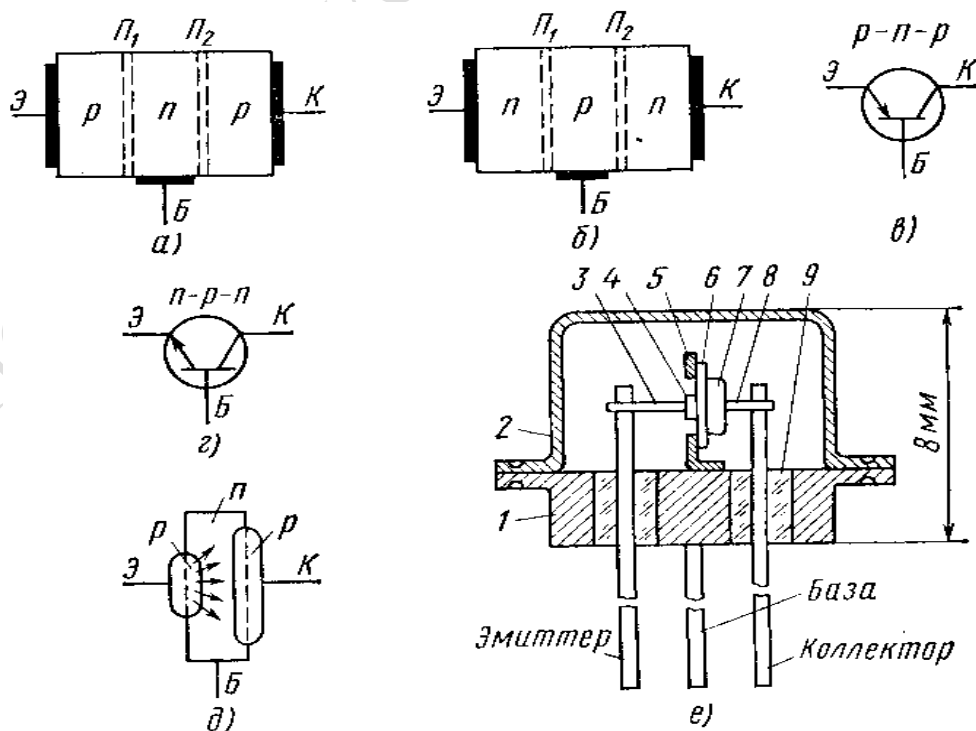


Рис. 4.1. Полупроводниковая структура транзисторов $p-n-p$ (а) и $n-p-n$ (б); их условные обозначения в электронных схемах (в, г); сплавная транзисторная структура типа $p-n-p$ (д); пример конструктивного исполнения маломощного транзистора (е): 1 — донце корпуса; 2 — колба; 3 — внутренний вывод эмиттера; 4 — таблетка индия; 5 — кристаллодержатель; 6 — пластина германия n -типа; 7 — таблетка индия; 8 — внутренний вывод коллектора; 9 — стеклянный изолятор

Функция эмиттерного перехода — инжектирование (эмиттирование) носителей заряда в базу, функция коллекторного перехода — сбор носителей заряда, прошедших через базовый слой. Чтобы носители заряда, инжектируемые эмиттером и проходящие через базу, полнее собирались коллектором, площадь коллекторного перехода делают больше площади эмиттерного перехода. Пример конструктивного исполнения маломощного транзистора показан на рис. 4.1, е. В транзисторах типа $n-p-n$ функции всех трех слоев и их названия аналогичны, изменяется лишь тип носителей заряда, проходящих через базу: в приборах типа $p-n-p$ — это дырки, в приборах типа $n-p-n$ — электроны.

Принцип действия биполярного транзистора рассмотрим на примере структуры типа $p-n-p$ (рис. 4.2, а). Сначала покажем распределение концентрации носителей заряда в слоях транзисторной структуры и разности потенциалов, создаваемой объемными зарядами $p-n$ -переходов, в отсутствие внешних напряжений (рис. 4.2, б, в).

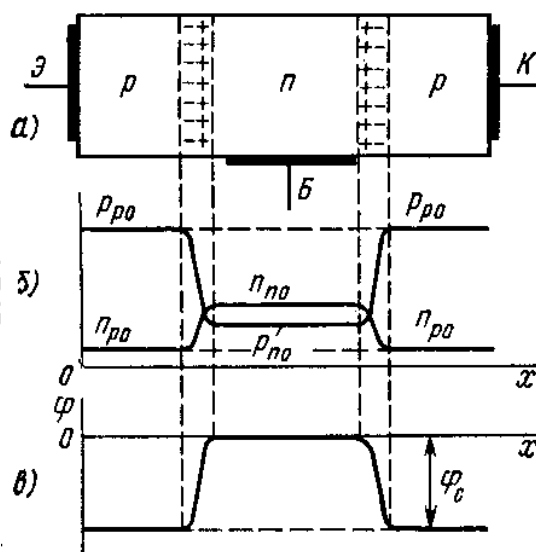


Рис. 4.2. Транзисторная структура типа $p-n-p$ (а), распределение концентраций носителей заряда (б) и внутренней разности потенциалов (в) в отсутствие внешних напряжений

Обозначение концентраций основных и неосновных носителей заряда здесь то же, что и для диода. Индекс «0» в обозначениях указывает на распределение концентраций в слоях в отсутствие внешних напряжений. Соотношение концентраций основных носителей заряда в эмиттерном и коллекторном слоях транзистора несущественно, и на рис. 4.2, б они приняты одинаковыми. Отличие же в концентрациях основных носителей заряда

эмиттерного и базового слоев весьма важно, так как оно влияет (что будет показано в дальнейшем) на параметры транзистора, в частности на коэффициент передачи тока α . Концентрация основных носителей заряда в базе должна быть много меньше концентрации основных носителей заряда в эмиттере, т.е. $p_{p0} \gg n_{n0}$. Таким образом, для транзистора базовый слой должен быть более высокоомным, чем эмиттерный. Это достигается за счет использования высокоомного исходного полупроводника n -типа. С учетом того, что для определенной температуры произведение p_n — величина постоянная, полная картина распределения концентраций в слоях транзистора будет иметь вид, показанный на рис. 4.2, б.

В отсутствие внешних напряжений на границах раздела трех слоев образуются объемные заряды, создается внутреннее электрическое поле и между слоями действует внутренняя разность потенциалов. Потенциальный барьер в каждом из переходов устанавливается такой величины, чтобы обеспечивалось равновесие диффузионного и дрейфового потоков носителей заряда, движущихся через переходы в противоположных направлениях, т.е. равенство нулю протекающего через них тока. Поскольку концентрации основных (и неосновных) носителей заряда в эмиттерном и коллекторном слоях приняты одинаковыми, потенциальные барьеры в обоих p - n -переходах будут равны. Если за нулевой уровень отсчета принять потенциал базы, то распределение разности потенциалов в транзисторе в отсутствие внешних напряжений будет иметь вид, показанный на рис. 4.2, в.

Внешние напряжения подключают к транзистору таким образом, чтобы обеспечивалось смещение эмиттерного перехода в прямом направлении, а коллекторного перехода — в обратном направлении. Это достигается с помощью двух источников напряжения $U_э$ и $U_к$ (рис. 4.3, а). Напряжение $U_э$ подключается положительным полюсом к эмиттеру относительно базы, напряжение $U_к$ — отрицательным полюсом к коллектору относительно базы (схема с общей базой).

Изучим процессы, протекающие в эмиттерном переходе, базовом слое и коллекторном переходе транзистора.

Поскольку в эмиттерном переходе внешнее напряжение $U_э$ действует в прямом направлении, потенциальный барьер для дырок — основных носителей зарядов эмиттерного слоя — уменьшается и дырки из эмиттера под действием диффузии будут в большем количестве переходить (инжектировать) в область базы (рис. 4.3, а, в). Аналогичным образом увеличится диффузионный поток электронов (основных носителей заряда области базы) в эмиттер. С учетом достаточно малой для смещенного в прямом направлении p - n -перехода составляющей дрейфового тока, создаваемой неосновными носителями заряда областей, ток эмиттерного перехода и цепи эмиттера можно записать в виде

$$I_э = I_{эp} + I_{эn}. \quad (4.1)$$

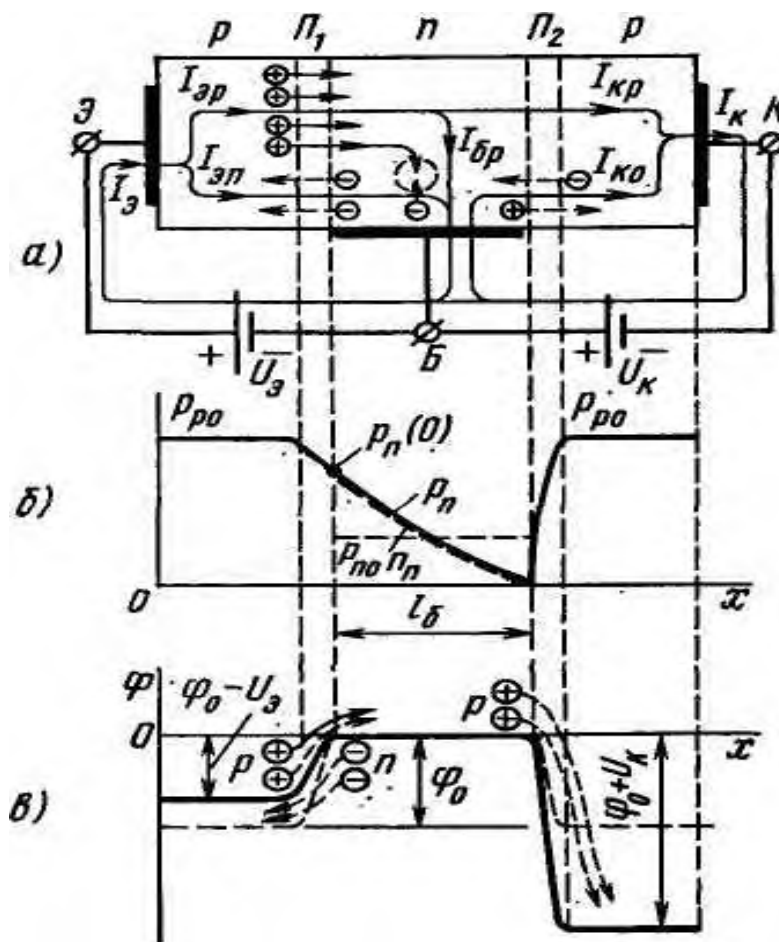


Рис. 4.3. Транзисторная структура типа $p-n-p$ (а), распределение концентраций носителей заряда (б), и внутренней разности потенциалов (в) при наличии внешних напряжений

Дырочная составляющая тока $I_{эp}$ создается потоком дырок, переходящих из эмиттера в базу. Большинство дырок в последующем достигает коллектора и вызывает коллекторный ток транзистора. Электронная составляющая тока $I_{эn}$ обусловлена движением электронов из базы в эмиттер. Она замыкается по входной цепи через источник $U_э$ и не используется полезно (для создания тока в коллекторной цепи). Таким образом, функция эмиттерного перехода и процессы в эмиттерном переходе сводятся к инжекции носителей заряда (дырок) в базу.

Одним из важнейших показателей эмиттерного перехода является так называемый коэффициент инжекции γ , показывающий, какую часть от полного эмиттерного тока составляет его дырочная составляющая:

$$\gamma = I_{эp} / I_э. \quad (4.2)$$

С точки зрения качества эмиттерного перехода необходимо, чтобы электронная составляющая эмиттерного тока $I_{эn}$ была существенно меньше его дырочной составляющей $I_{эp}$. Это достигается значительным (на два-три порядка) превышением концентрации основных носителей заряда (дырок) в эмиттере над концентрацией основных носителей заряда (электронов) в базе

($p_{p0} \gg n_{n0}$). Как указывалось, задача решается применением высокоомного исходного полупроводника для создания базового слоя и введением большой концентрации акцепторной примеси для получения эмиттерного слоя. Для выпускаемых промышленностью транзисторов коэффициент инжекции $\gamma = 0,97 \div 0,995$.

Процессы в базовом слое определяются в основном поведением дырок, перешедших в базу через эмиттерный переход. Инжектируемые дырки, попадая в базовый слой, повышают концентрацию дырок в базе вблизи эмиттера по сравнению с равновесной концентрацией p_{n0} (рис. 4.3, б). На границе с эмиттерным переходом создается концентрация дырок $p_n(0)$. Величину этой концентрации, зависящей от подведенного напряжения U_3 , находят из соотношения, аналогичного для диода:

$$p_n(0) = p_{n0} e^{U_3 / \Phi_T} . \quad (4.3)$$

Под действием концентрации $p_n(0)$ развивается диффузионное движение дырок в базе в сторону коллектора, т.е. в направлении меньшей концентрации. Концентрация дырок в базе на границе с коллекторным переходом устанавливается близкой к нулю, так как дошедшие до коллекторного перехода под действием диффузии дырки ускоряются полем перехода и перебрасываются в коллектор. Установившееся при определенном напряжении U_3 (определенном токе эмиттера и соответствующей величине $p_n(0)$) распределение концентрации дырок в базе показано на рис. 4.3, б.

Ввиду относительно малой толщины базового слоя l_6 (соизмеримой с диффузионной длиной дырок L_p) закон распределения концентрации дырок в базе при диффузии $p_n(x)$ близок к линейному. Градиент концентрации дырок в базе определяет диффузионный ток дырок в ней в направлении коллекторного перехода.

Описанный характер движения дырок в базе возможен только тогда, когда количество находящихся в объеме базы дырок равно количеству электронов, а распределения их концентраций близки (объемный заряд дырок скомпенсирован объемным зарядом электронов), т.е. при условии электрической нейтральности базы.

Электроны, компенсирующие объемный заряд дырок, поступают по цепи базы одновременно с дырками, входящими в слой базы сразу же после подключения напряжений U_3 и U_k . В установившемся режиме концентрации дырок p_n и электронов n_n близки. Распределение концентрации электронов на рис. 4.3, б показано пунктирной кривой.

Наличие дырок и электронов в базе приводит к тому, что в процессе диффузии некоторая часть дырок рекомбинирует с электронами (рис. 4.3, а). В результате актов рекомбинации количество дырок, дошедших до

коллектора, не будет равно количеству дырок, поступивших из эмиттера, и, следовательно, дырочная составляющая коллекторного тока $I_{кр}$ будет меньше дырочной составляющей эмиттерного тока $I_{эр}$. Вследствие рекомбинации некоторого числа дырок с электронами в процессе их движения через базу концентрация дырок уменьшается, что приводит к уменьшению их градиента концентрации по оси x и некоторому отклонению кривой $p_n(x)$ от линейного закона (рис. 4.3, б).

Вместе с тем акты рекомбинации дырок с электронами создают недостаток электронов, требующихся для компенсации дырок, постоянно входящих в базу из эмиттера. Необходимые электроны поступают по цепи базы, создавая базовый ток транзистора $I_{бр}$ (рис. 4.3, а). Следовательно, разность между дырочными составляющими эмиттерного и коллекторного токов представляет собой ток базы, обусловленный рекомбинацией в ней дырок. В соответствии с этим запишем соотношение для дырочных составляющих токов транзистора:

$$I_{эр} = I_{кр} + I_{бр}. \quad (4.4)$$

Для определения части дырок, прошедшей из эмиттера в коллектор, вводят коэффициент переноса дырок в базе δ , который равен отношению дырочной составляющей коллекторного тока к дырочной составляющей эмиттерного тока:

$$\delta = I_{кр} / I_{эр}. \quad (4.5)$$

Желательно, чтобы величина коэффициента δ как можно меньше отличалась от единицы. Способы приближения к единице коэффициента δ направлены на сокращение потерь дырок в базе за счет актов рекомбинации. Это достигается увеличением времени жизни дырок в базе и сокращением времени их нахождения в базе. Сокращение времени нахождения дырок в базе связано с уменьшением толщины базового слоя l_b и увеличением скорости их прохождения через базу. Последнее используется в так называемых дрейфовых транзисторах путем создания в слое базы ускоряющего поля. Типовые значения коэффициента δ для транзисторов лежат в пределах 0,96—0,996.

Изложенное позволяет уяснить и роль коллекторного p - n -перехода, предназначенного для перевода дырок, достигших этого перехода, в коллекторную область (рис. 4.3, в).

Коллекторный ток транзистора I_k , обусловленный дырочной составляющей $I_{кр}$ (рис. 4.3, а), связан с током эмиттера I_e коэффициентом передачи тока α :

$$\alpha = I_{кр} / I_e. \quad (4.6)$$

Умножив числитель и знаменатель равенства (4.6) на $I_{эр}$, получим

$$\alpha = (I_{эp} / I_э)(I_{кp} / I_{эp}) = \gamma\delta \quad (4.7)$$

Следовательно, коэффициент α тем ближе к 1, чем меньше отличаются от 1 коэффициенты γ и δ . Способы приближения к 1 коэффициента α связаны со способами увеличения коэффициентов γ и δ (увеличение разности концентраций основных носителей заряда в слоях эмиттера и базы, увеличение времени жизни дырок в базе, уменьшение ширины базового слоя, создание ускоряющего поля в слое базы).

Наличие коллекторного перехода, включенного в обратном направлении, приводит к появлению дополнительной неуправляемой составляющей тока коллектора, обусловленной протеканием обратного тока коллекторного перехода $I_{к0}$ (рис. 4.3, а). Как известно, обратный ток создается дрейфом неосновных носителей заряда из близлежащих областей обратно включенного p - n -перехода, в данном случае концентрациями дырок p_{n0} в базе и электронов n_{p0} в коллекторе (см. рис. 4.2, б).

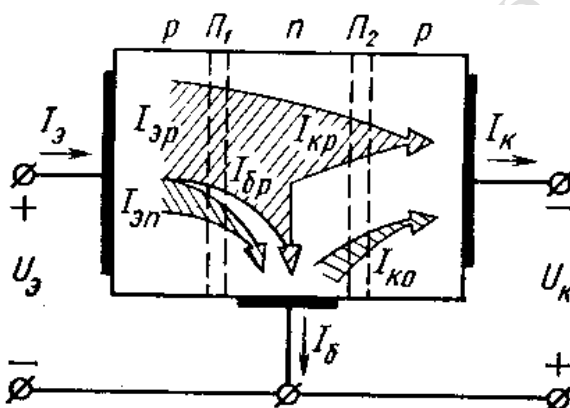


Рис. 4.4. Диаграмма составляющих токов в транзисторе

Поскольку концентрации неосновных носителей заряда зависят от температуры, величина обратного тока также зависит от нее, поэтому этот ток часто называют тепловым. От величины тока эмиттера ток $I_{к0}$ не зависит. На рис. 4.4 дана наглядная картина протекания токов через транзистор в рассматриваемой схеме.

В соответствии с изложенным ток эмиттера $I_э$ равен сумме дырочной $I_{эp}$ и электронной $I_{эn}$ составляющих: $I_э = I_{эp} + I_{эn}$. Ток коллектора $I_к$ состоит из дырочной составляющей $I_{кp}$ и теплового тока $I_{к0}$ ($I_к = I_{кp} + I_{к0}$). Ток базы $I_б$ равен алгебраической сумме электронной составляющей тока эмиттера $I_{эn}$, рекомбинационной дырочной составляющей $I_{бp}$ и теплового тока $I_{к0}$ ($I_б = I_{эn} + I_{бp} - I_{к0}$).

Управляющее свойство транзистора, характеризующее изменение выходного (коллекторного) тока $I_к$ под действием подводимого входного тока $I_э$ (или напряжения $U_э$), обуславливается изменением дырочной

составляющей коллекторного тока $I_{кp}$ за счет изменения дырочной составляющей эмиттерного тока $I_{эp}$ (рис. 4.4). Таким образом, принцип действия биполярного транзистора основан на создании транзитного (проходящего) потока носителей заряда из эмиттера в коллектор через базу и управлении коллекторным (выходным) током за счет изменения эмиттерного (входного) тока. Следовательно, биполярный транзистор управляется током.

Основное соотношение для токов транзистора составляется по первому закону Кирхгофа:

$$I_э = I_к + I_б. \quad (4.8)$$

С учетом теплового тока $I_{к0}$ и соотношения (1.21) токи $I_к$ и $I_б$ можно выразить через $I_э$:

$$I_к = \alpha I_э + I_{к0}. \quad (4.9)$$

$$I_б = (1 - \alpha) I_э - I_{к0} \quad (4.10)$$

РЕПОЗИТОРИЙ УО "ГТУ ИМ. Ф. СТОРИНЬИ"

ТЕМА 11 УНИПОЛЯРНЫЕ (ПОЛЕВЫЕ) ТРАНЗИСТОРЫ

К классу униполярных относят транзисторы, принцип действия которых основан на использовании носителей заряда только одного знака (электронов или дырок). Управление током в униполярных транзисторах осуществляется изменением проводимости канала, через который протекает ток транзистора под воздействием электрического поля. Вследствие этого униполярные транзисторы называют также полевыми.

По способу создания канала различают полевые транзисторы с p - n -переходом, встроенным каналом и индуцированным каналом. Последние два типа относят к разновидностям МДП-транзисторов.

Повышенный интерес к этим приборам обусловлен их высокой технологичностью, хорошей воспроизводимостью требуемых параметров, а также меньшей стоимостью по сравнению с биполярными транзисторами. Из электрических параметров полевые транзисторы отличает их высокое входное сопротивление.

Транзисторы с управляемым p - n -переходом

Анализ работы полевого транзистора с p - n -переходом проведем на его модели, показанной на рис. 5.1, *а*. В приведенной конструкции канал протекания тока транзистора представляет собой слой полупроводника n -типа, заключенный между двумя p - n -переходами. Канал имеет контакты с внешними электродами прибора. Электрод, от которого начинают движение носители заряда (в данном случае электроны), называют истоком, а электрод, к которому они движутся, — стоком. Полупроводниковые слои p -типа, образующие с n -слоем два p - n -перехода, созданы с более высокой концентрацией примеси, чем n -слой. Оба p -слоя электрически связаны между собой и имеют общий внешний электрод, называемый затвором. Подобную конструкцию имеют и полевые транзисторы с каналом p -типа.

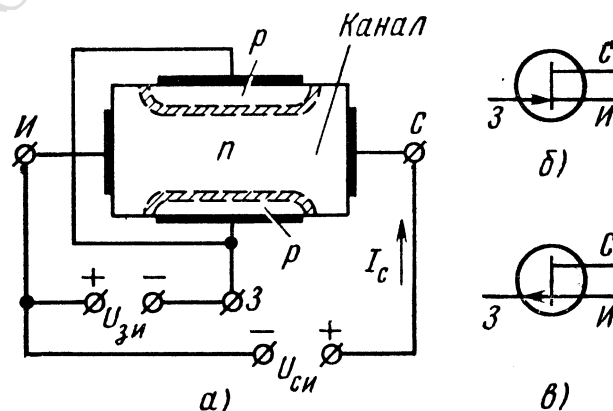


Рис. 5.1. Конструкция полевого транзистора с p - n -переходом (*а*); условные обозначения полевого транзистора с p - n -переходом и каналом n -типа (*б*); с p - n -переходом и каналом p -типа (*в*)

Полярность внешних напряжений, подводимых к транзистору, показана на рис. 5.1, *a*. Управляющее (входное) напряжение подается между затвором и истоком. Напряжение $U_{зи}$ является обратным для обоих *p-n*-переходов. В выходную цепь, в которую входит канал транзистора, включается напряжение $U_{си}$ положительным полюсом к стоку.

Управляющие свойства транзистора объясняются тем, что при изменении напряжения $U_{зи}$ изменяется ширина его *p-n*-переходов, представляющих собой участки полупроводника, обедненные носителями заряда. Поскольку *p*-слой имеет большую концентрацию примеси, чем *n*-слой, изменение ширины *p-n*-переходов происходит в основном за счет более высокоомного *n*-слоя (эффект модуляции ширины базы). Тем самым изменяются сечение токопроводящего канала и его проводимость, т.е. выходной ток I_c прибора.

Особенностью полевого транзистора является то, что на проводимость канала оказывает влияние как управляющее напряжение $U_{зи}$, так и напряжение $U_{си}$. Влияние подводимых напряжений на проводимость канала иллюстрирует рис. 5.2, *a—в*, где для простоты не показаны участки *n*-слоя, расположенные вне *p-n*-переходов.

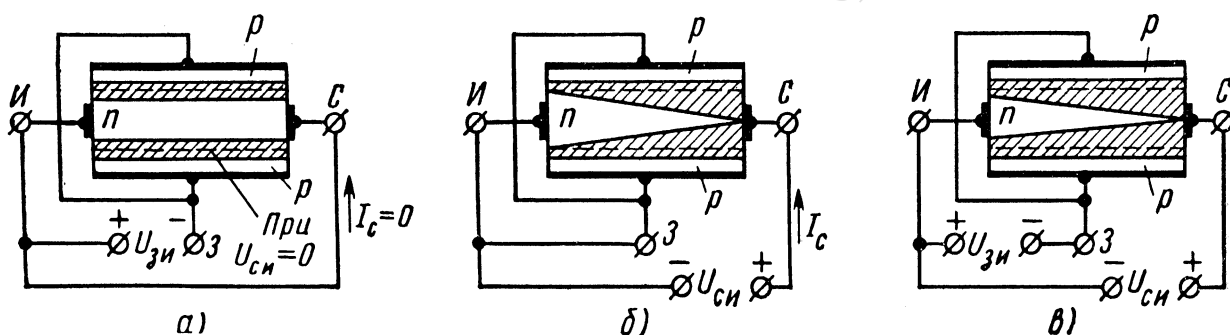


Рис. 5.2. Поведение полевого транзистора с *p-n*-переходом и каналом *n*-типа при подключении внешних напряжений: *a*) $U_{зи} < 0$, $U_{си} = 0$; *б*) $U_{зи} = 0$, $U_{си} > 0$; *в*) $U_{зи} < 0$, $U_{си} > 0$

На рис. 5.2, *a* внешнее напряжение приложено только к входной цепи транзистора. Изменение напряжения $U_{зи}$ приводит к изменению проводимости канала за счет изменения на одинаковую величину его сечения по всей длине канала. Но выходной ток $I_c = 0$, поскольку $U_{си} = 0$.

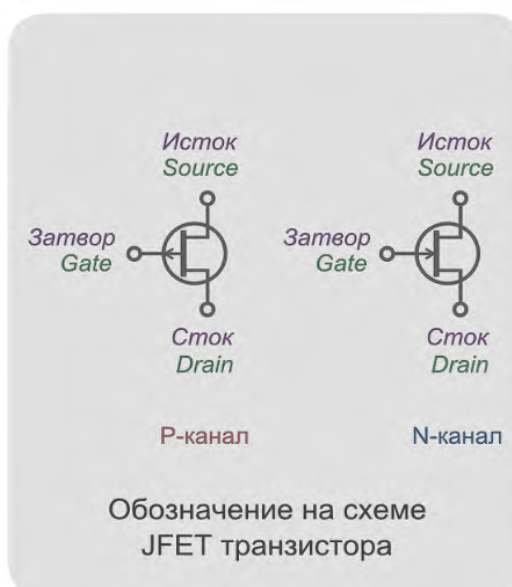
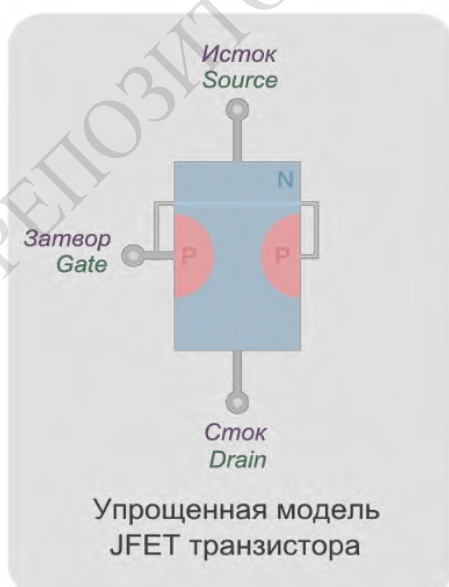
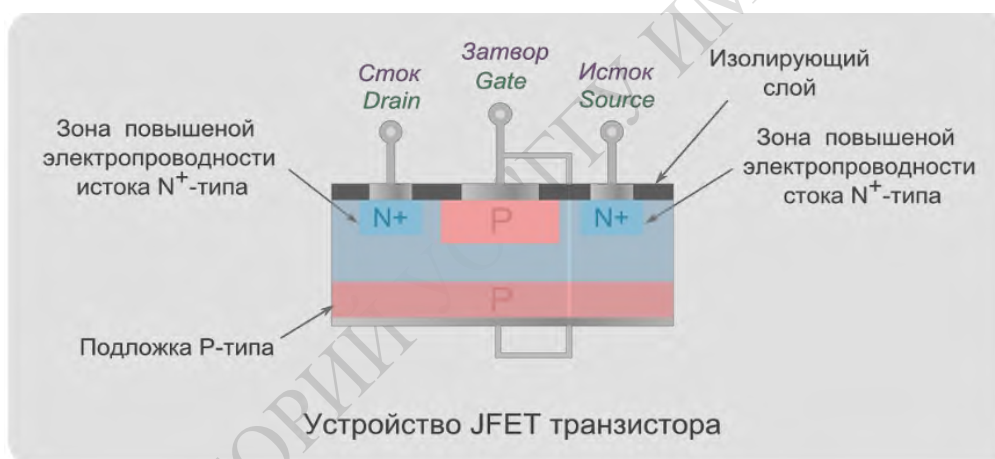
Рис. иллюстрирует изменение сечения канала при воздействии только напряжения $U_{си}$ ($U_{зи} = 0$). При $U_{си} > 0$ через канал протекает ток I_c , в результате чего создается падение напряжения, возрастающее в направлении стока. Суммарное падение напряжения участка исток — сток равно $U_{си}$. В силу этого потенциалы точек канала *n*-типа будут неодинаковыми по его длине, возрастая в направлении стока от нуля до $U_{си}$. Потенциал же точек *p*-области относительно истока определяется потенциалом затвора относительно истока и в данном случае равен нулю. В связи с указанным, обратное напряжение, приложенное к *p-n*-переходам, возрастает в направлении от истока к стоку и *p-n*-переходы расширяются в направлении стока. Данное явление приводит к уменьшению сечения канала от истока к

стоку (рис. 5.2, б). Повышение напряжения $U_{си}$ вызывает увеличение падения напряжения в канале и уменьшение его сечений, а следовательно, уменьшение проводимости канала. При некотором напряжении $U_{си}$ происходит сужение канала, при котором границы обоих p - n -переходов смыкаются (рис. 5.2, б) и сопротивление канала становится высоким. На рис. 5.2, в отражено результирующее влияние на канал обоих напряжений $U_{зи}$ и $U_{си}$. Канал показан для случая смыкания p - n -переходов.

Устройство полевого транзистора JFET с N-каналом

Как показано на рисунке ниже, область полупроводника N-типа формирует канал между зонами p -типа. Электроды, подключаемые к концам N-канала, называются *сток* и *исток*. Полупроводники P-типа электрически соединяются между собой (закорачиваются), и представляют собой один электрод – *затвор*.

Вблизи стока и истока находятся области повышенного легирования N^+ . Т. е. зоны с повышенной концентрацией электронов. Это улучшает проводимость канала. Кроме этого, наличие областей N^+ ослабляет эффект появления паразитических PN-переходов в случае присоединения проводников из трехвалентного алюминия.



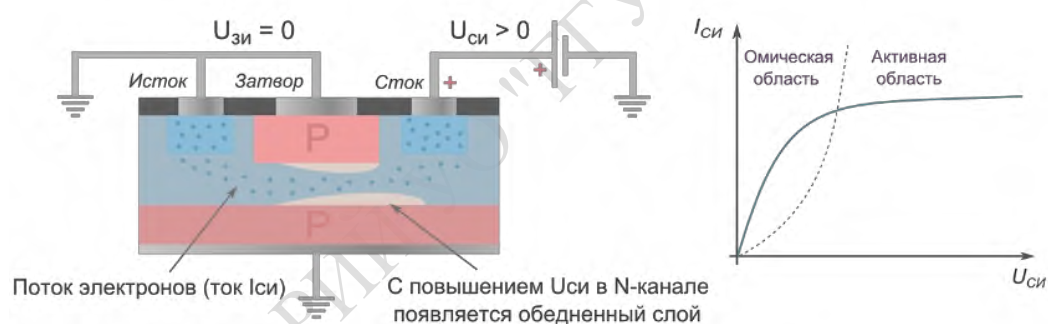
Имена электродов сток и исток носят условный характер. Если взять отдельный полевой транзистор, не подключенный к какой-либо схеме, то не будет иметь значения какая ножка корпуса сток, а какая исток. Имя электрода будет зависеть от его расположения в электрической цепи.

Работа полевого транзистора JFET с N-каналом

1. Напряжение на затворе $U_{зи} = 0$

Подключим источник положительного напряжения к стоку, землю к истоку. Затвор также подсоединим к земле ($U_{зи} = 0$). Начнем постепенно повышать напряжение на стоке $U_{си}$. Пока $U_{си}$ низкое, ширина канала максимальна. В таком состоянии полевой транзистор ведет себя как обычный проводник. Чем больше напряжение между стоком и истоком $U_{си}$, тем больше ток через канал между стоком и истоком $I_{си}$. Это состояние еще называют *омическая область*.

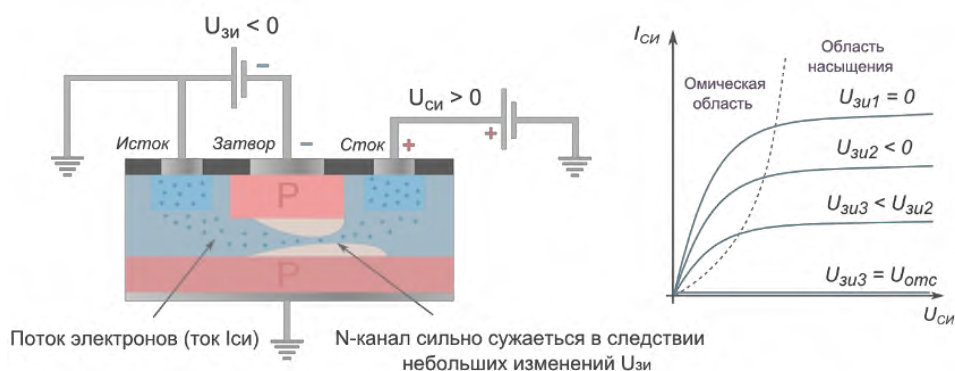
При повышении $U_{си}$, в полупроводнике N-типа в зонах PN-перехода постепенно снижается количество свободных электронов – появляется обедненный слой. Этот слой растет несимметрично – больше со стороны стока, поскольку туда подключен источник напряжения. В результате канал сужается настолько, что при дальнейшем повышении $U_{си}$, $I_{си}$ будет расти очень незначительно. Это состояние называют *режим насыщения*.



Работа полевого транзистора JFET при $U_{зи} = 0$

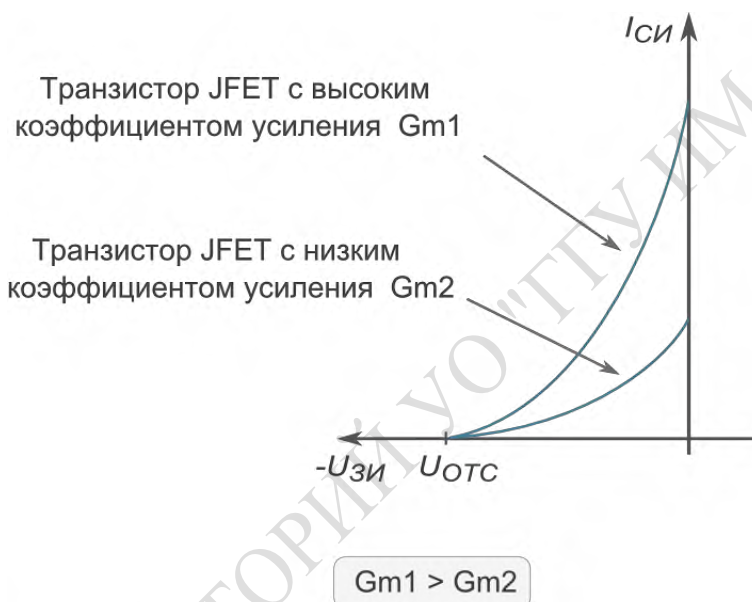
2. Напряжение на затворе $U_{зи} < 0$

Когда транзистор находится в режиме насыщения, канал относительно узкий. Достаточно подать небольшое отрицательное напряжение на затвор $U_{зи}$, для того чтобы еще сильнее сузить канал и значительно уменьшить ток $I_{си}$ (для транзистора с P-каналом на затвор подается положительное напряжение). Если продолжить понижать $U_{зи}$, канал будет сужаться, пока полностью не закроется, и ток $I_{си}$ не прекратится. Значение $U_{зи}$, при котором ток $I_{си}$ останавливается, называется напряжением отсечки ($U_{отс}$).



Работа полевого транзистора JFET при $U_{зи} < 0$

Для усиления сигнала полевой транзистор JFET используют в режиме насыщения, так как в этом состоянии *вследствие небольших изменений $U_{зи}$ сильно меняется $I_{си}$* . Параметр усиительной способности JFET – это крутизна стоко-затворной характеристики (Mutual Transconductance). Обозначается g_m или S , и измеряется в mA/V (милиАмпер/Вольт).



Зависимость тока от $I_{си}$ напряжения на затворе $U_{зи}$
(стокозатворная характеристика)

Преимущества и недостатки полевого транзистора JFET

Высокое входное сопротивление

Одно из важнейших свойств полевых транзисторов, как уже упоминалось выше, это очень высокое входное сопротивление $R_{вх}$ (R_{in}). Причем у полевых транзисторов с изолированным затвором MOSFET, R_{in} в среднем еще на несколько порядков выше, чем у JFET. Благодаря этому, полевые транзисторы практически не потребляют ток у источников сигнала, который надо усилить.

Например, цифровая схема микроконтроллера генерирует сигнал, управляющий работой электромотора. Такого рода схема обычно располагает очень малым током на выходе, что явно недостаточно для двигателя. Здесь потребуется усилитель, потребляющий крайне мало тока на входе, и выдающий на выходе сигнал такой же формы и частоты как на выходе у микроконтроллера, только уже с большим выходным током. Здесь как раз и подойдет усилитель, основанный на JFET транзисторе с высоким входным сопротивлением.

Низкий коэффициент усиления по напряжению
Значительным недостатком JFET по сравнению с биполярным транзистором является очень низкий коэффициент усиления по напряжению. Если построить усилитель на основе одного прибора JFET, можно добиться V_{out}/V_{in} в лучшем случае около 20. При аналогичном использовании биполярного транзистора с высокой β (коэффициент усиления биполярного транзистора – ток коллектора/ток базы) можно достигнуть V_{out}/V_{in} в несколько сотен. Поэтому для качественных усилителей нередко используются совместно оба типа транзисторов. Например, благодаря очень высокому R_{in} полевого транзистора, добиваются большого усиления сигнала по току. А уже потом, с помощью биполярного транзистора усиливают сигнал по напряжению.

Рассмотрим вольт-амперные характеристики полевых транзисторов с $n-p$ -переходом. Для этих транзисторов представляют интерес два вида вольт-амперных характеристик: стоковые и стоко-затворные.

Стоковые (выходные) характеристики полевого транзистора с $p-n$ -переходом и каналом n -типа показаны на рис. 5.3. Они отражают зависимость тока стока от напряжения сток — исток при фиксированном напряжении затвор — исток $I_c = F(U_{си})$ $U_{зи} = \text{const}$ и представляются в виде семейства кривых. На каждой из этих кривых можно выделить три характерные области: I — сильная зависимость тока I_c от напряжения $U_{си}$ (начальная область); II — слабая зависимость тока I_c от напряжения $U_{си}$; III — пробой $p-n$ -перехода.

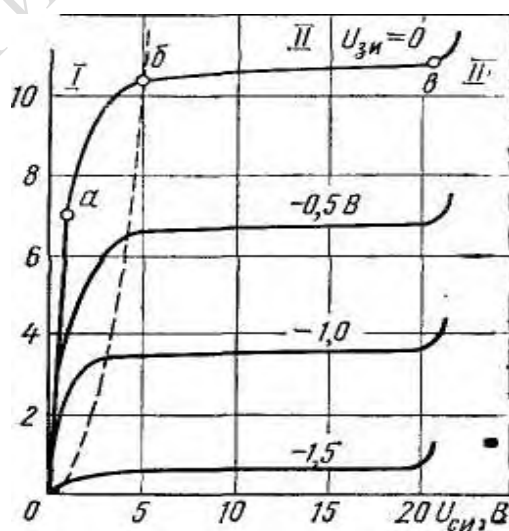


Рис. 5.3. Семейство стоковых (выходных) характеристик полевого транзистора с $p-n$ -переходом и каналом n -типа

Рассмотрим выходную характеристику полевого транзистора при $U_{зи} = 0$ (см. рис. 5.3, б). В области малых напряжений $U_{си}$ (участок 0—а) влияние напряжения $U_{си}$ на проводимость канала незначительно, в связи с чем здесь имеется практически линейная зависимость $I_c = F(U_{си})$. По мере увеличения напряжения $U_{си}$ (участок а—б) сужение токопроводящего канала оказывает все более существенное влияние на его проводимость, что приводит к уменьшению крутизны нарастания тока. При подходе к границе с участком II (точка б) сечение токопроводящего канала уменьшается до минимума в результате смыкания обоих p - n -переходов. Дальнейшее повышение напряжения на стоке не должно приводить к увеличению тока через прибор, так как одновременно с ростом напряжения $U_{си}$ будет увеличиваться сопротивление канала. Некоторое увеличение тока I_c на экспериментальных кривых объясняется наличием различного рода утечек и влиянием сильного электрического поля в p - n -переходах, прилегающих к каналу.

Участок III резкого увеличения тока I_c характеризуется лавинным пробоем области p - n -переходов вблизи стока по цепи сток — затвор. Напряжение пробоя соответствует точке в.

Приложение к затвору обратного напряжения вызывает сужение канала (см. рис. 5.2, а) и уменьшение его исходной проводимости. Поэтому начальные участки кривых, соответствующих большим напряжениям на затворе, имеют меньшую крутизну нарастания тока (рис. 5.3). Ввиду, наличия напряжения $U_{зи}$ перекрытие канала объемным зарядом p - n -переходов (см. рис. 5.2, в) происходит при меньшем напряжении и границе участков I и II будут соответствовать меньшие напряжения сток — исток. Напряжениям перекрытия канала соответствуют абсциссы точек пересечения стоковых характеристик с пунктирной кривой, показанной на рис. 5.3. При меньших напряжениях наступает и режим пробоя транзистора по цепи сток — затвор.

Важным параметром полевого транзистора является напряжение на затворе, при котором ток стока близок к нулю. Оно соответствует напряжению запирающего прибора по цепи затвора и называется напряжением запирающего или отсечки $U_{зи}$. Числовое значение $U_{зи0}$ равно напряжению $U_{си}$ в точке б вольт-амперной характеристики при $U_{зи} = 0$.

Поскольку управление выходным током полевых транзисторов производится напряжением входной цепи, для них представляет интерес так называемая переходная или стоко-затворная вольт-амперная характеристика. Стоко-затворная характеристика полевого транзистора показывает зависимость тока стока от напряжения затвор — исток при фиксированном напряжении сток — исток: $I_c = F(U_{зи})U_{си} = \text{const}$ (рис. 5.4). Стоко-затворная характеристика связана с выходными характеристиками полевого транзистора и может быть построена по ним.

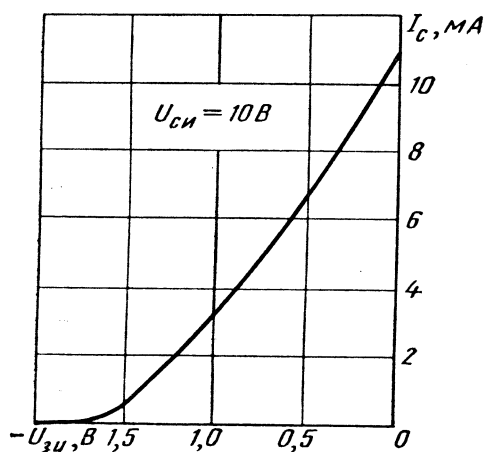


Рис. 5.4. Стоко-затворная характеристика полевого транзистора с p - n -переходом и каналом n -типа

Основными параметрами полевого транзистора являются: максимальный ток стока $I_{c\max}$, максимальное напряжение стока $U_{c\max}$, напряжение отсечки $U_{зи0}$, внутреннее сопротивление r_i , крутизна S , а также межэлектродные емкости затвор — исток $C_{зи}$, затвор — сток $C_{зс}$ и сток — исток $C_{си}$.

Максимальное значение тока стока $I_{c\max}$ соответствует его значению в точке ν на выходных характеристиках (при $U_{зи} = 0$). Максимальное значение напряжения сток — исток $U_{си\max}$ выбирают в 1,2—1,5 раза меньше напряжения пробоя участка сток — затвор при $U_{зи} = 0$. Напряжению отсечки $U_{зи0}$ соответствует напряжение на затворе при токе стока, близком к нулю.

Внутреннее сопротивление транзистора $r_i = \frac{dU_{си}}{dI_c}$, при $U_{зи} = \text{const}$ характеризует наклон выходной характеристики на участке II. Крутизна стоко-затворной характеристики $S = \frac{dI_c}{dU_{зи}}$, при $U_{си} = \text{const}$, отражает влияние напряжения затвора на выходной ток транзистора. Крутизну S находят по стоко-затворной характеристике прибора (рис. 5.4). Входное сопротивление $r_{вх} = dU_{зи} / dI_z$ транзистора определяется сопротивлением p - n -переходов, смещенных в обратном направлении. Входное сопротивление полевых транзисторов с p - n -переходом довольно велико, что выгодно отличает их от биполярных транзисторов. Межэлектродные емкости $C_{зи}$ и $C_{зс}$ связаны главным образом с наличием в приборе p - n -переходов (см. рис. 5.1), примыкающих соответственно к истоку и стоку.

Полевые транзисторы с p - n -переходом выпускаются на токи I_c до 50 мА и напряжения до 50 В. Приведем типичные значения параметров этих транзисторов: $U_{зи0} = 0,8 \div 10$ В, $r_i = 0,02 \div 0,5$ МОм, $S = 0,3 \div 7$ мА/В, $r_{вх} = 10^8 \text{—} 10^9$ Ом, $C_{зи} = C_{си} = 6 \div 20$ пФ, $C_{зс} = 2 \div 8$ пФ.

Влияние температуры на характеристики и параметры рассматриваемого класса транзисторов обуславливается температурными

зависимостями контактной разности потенциалов ϕ_0 и подвижности носителей заряда (электронов или дырок).

Величина ϕ_0 фактически является одной из составляющих напряжения обратносмещенных $p-n$ -переходов. Изменение ϕ_0 в зависимости от температуры приводит к изменению напряжения на переходах и их ширины, а следовательно, к изменению сечения токопроводящего канала и его проводимости. С ростом температуры контактная разность потенциалов ϕ_0 уменьшается, что сказывается на увеличении сечения канала и повышении его проводимости. Вследствие уменьшения подвижности носителей заряда проводимость канала уменьшается с повышением температуры.

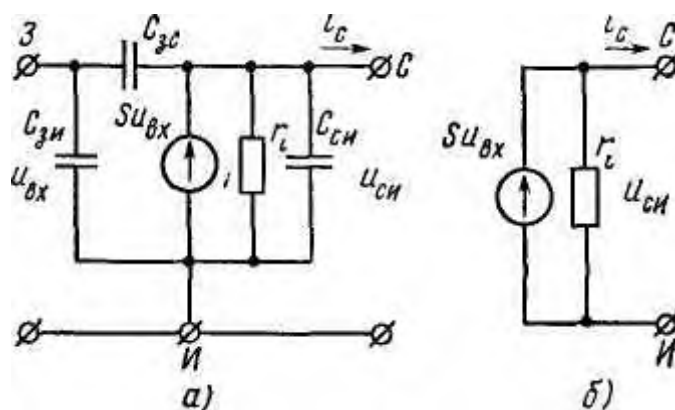


Рис. 5.5. Схема замещения полевого транзистора с $p-n$ -переходом в области высоких (а) и низких (б) частот

Влияние температуры на характеристики и параметры полевого транзистора оказывается достаточно сложным и по-разному проявляется в конкретных типах приборов этого класса. Температурные зависимости характеристик и параметров транзисторов приводятся в справочниках.

Схема замещения полевого транзистора с $p-n$ -переходом показана на рис. 5.5, а Она характеризует работу транзистора на участке II выходных характеристик для переменных составляющих тока и напряжения. При ее построении были использованы следующие соображения. Ток прибора на участке II определяется напряжением на затворе (входе) и крутизной, в связи с чем в выходную цепь схемы замещения введен источник тока $Su_{вх}$. Параллельно источнику тока включено сопротивление r_g , учитывающее влияние напряжения стока на ток прибора. Величины $C_{зн}$, $C_{зс}$, $C_{сн}$ отражают влияние межэлектродных емкостей на работу транзистора в области высоких частот. Для области низких частот схема замещения полевого транзистора принимает вид, показанный на рис. 5.5, б.

МДП-транзисторы

В отличие от полевых транзисторов с $p-n$ -переходом, в которых затвор имеет непосредственный электрический контакт с близлежащей областью токопроводящего канала, в МДП-транзисторах затвор изолирован от

указанной области слоем диэлектрика. По этой причине МДП-транзисторы относят к классу полевых транзисторов с изолированным затвором.

МДП-транзисторы (структура металл — диэлектрик — полупроводник) выполняют из кремния. В качестве диэлектрика используют окисел кремния SiO_2 . Отсюда другое название этих транзисторов — МОП-транзисторы (структура металл — окисел — полупроводник). Наличие диэлектрика обеспечивает высокое входное сопротивление рассматриваемых транзисторов (10^{12} — 10^{14} Ом).

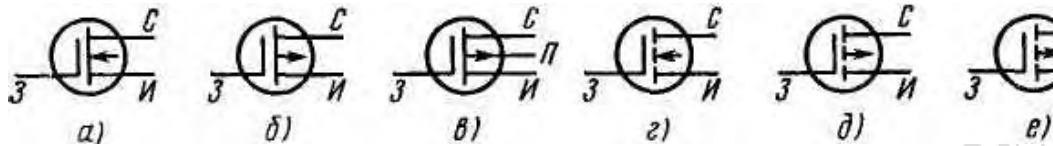
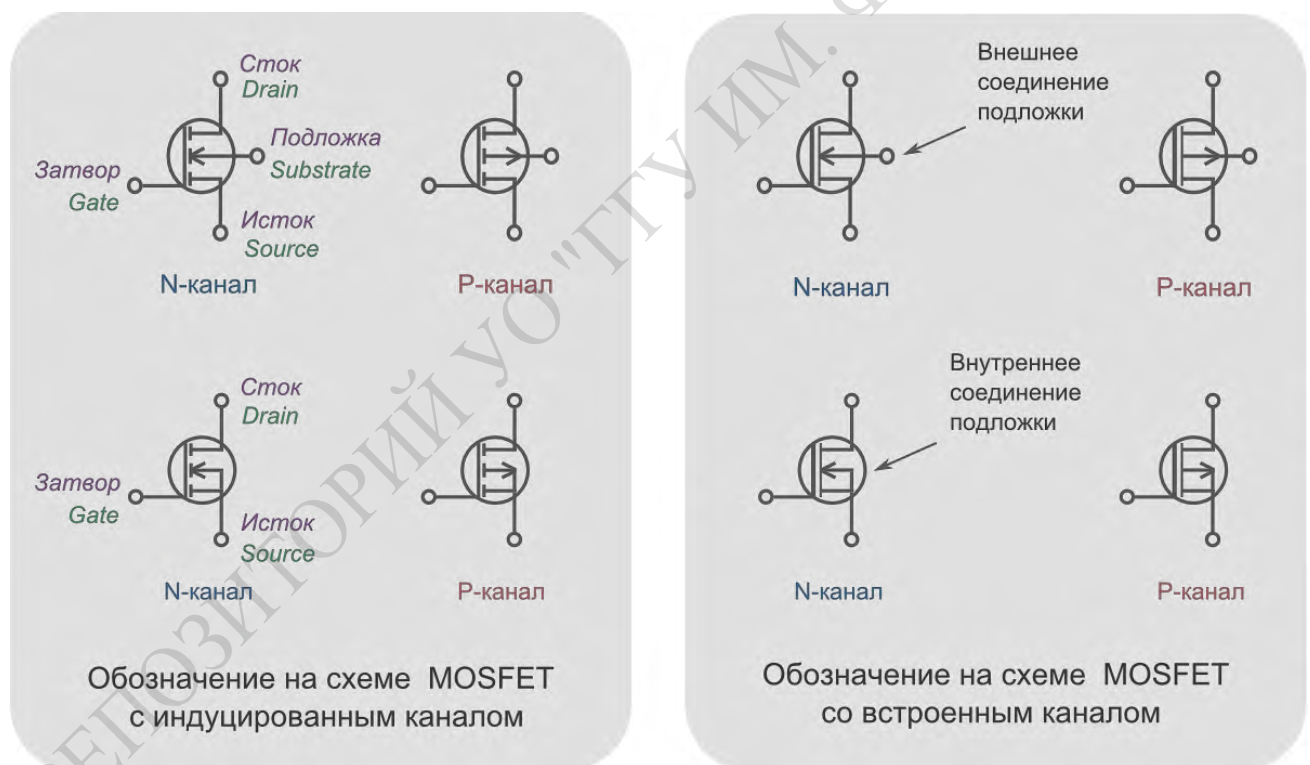
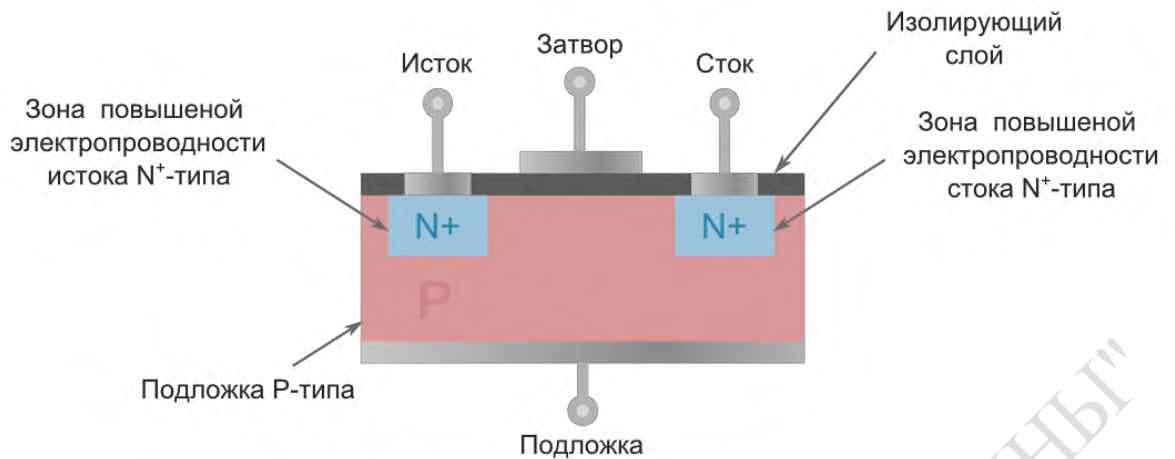


Рис. 5.6. Условные обозначения МДП-транзисторов со встроенным каналом n -типа (а), p -типа (б) и выводом от подложки (в); с индуцированным каналом n -типа (г), p -типа (д) и выводом от подложки (е)



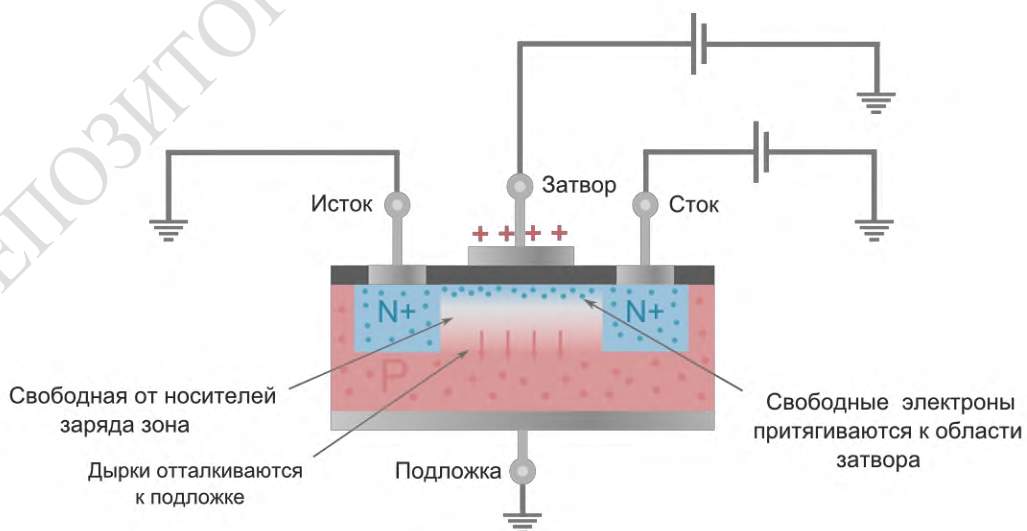
На основании (подложке) полупроводника с электропроводностью P -типа (для транзистора с N -каналом) созданы две зоны с повышенной электропроводностью N -типа. Все это покрывается тонким слоем диэлектрика, обычно диоксида кремния SiO_2 . Сквозь диэлектрический слой проходят металлические выводы от областей N -типа, называемые *стоком* и *истоком*. Над диэлектриком находится металлический слой *затвора*. Иногда от подложки также идет вывод, который закорачивают с истоком



Устройство МДП-транзистора с индуцированным каналом N-типа

Подключим напряжение любой полярности между стоком и истоком. В этом случае электрический ток не пойдет, поскольку между зонами N⁺ находится область P, не пропускающая электроны. Далее, если подать на затвор положительное напряжение относительно истока $U_{зи}$, возникнет электрическое поле. Оно будет выталкивать положительные ионы (дырки) из зоны P в сторону подложки. В результате под затвором концентрация дырок начнет уменьшаться, и их место займут электроны, притягиваемые положительным напряжением на затворе.

Когда $U_{зи}$ достигнет своего порогового значения, концентрация электронов в области затвора превысит концентрацию дырок. Между стоком и истоком сформируется тонкий канал с электропроводностью N-типа, по которому пойдет ток $I_{си}$. Чем выше напряжение на затворе транзистора $U_{зи}$, тем шире канал и, следовательно, больше сила тока. Такой режим работы полевого транзистора называется режимом обогащения.



Работа МДП-транзистора с индуцированным каналом N-типа

Стоковые (выходные) характеристики полевого транзистора с индуцированным каналом n -типа приведены на рис. 5.8, б. Они близки по виду аналогичным характеристикам транзистора со встроенным каналом и имеют тот же характер зависимости $I_c = F(U_{си})$. Отличие заключается в том, что управление током транзистора осуществляется напряжением одной полярности, совпадающей с полярностью напряжения $U_{си}$. Ток I_c равен нулю при $U_{зи} = 0$, в то время как в транзисторе со встроенным каналом для этого необходимо изменить полярность напряжения на затворе относительно истока. Вид стоко-затворной характеристики транзистора с индуцированным каналом показан на рис. 5.8, в.

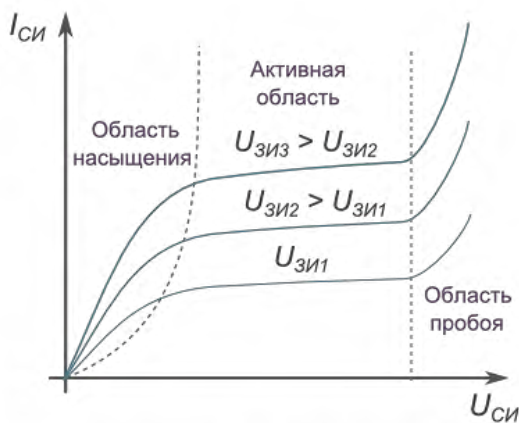


График а)

Стоковые (выходные) характеристики
МДП-транзистора с индуцированным
каналом

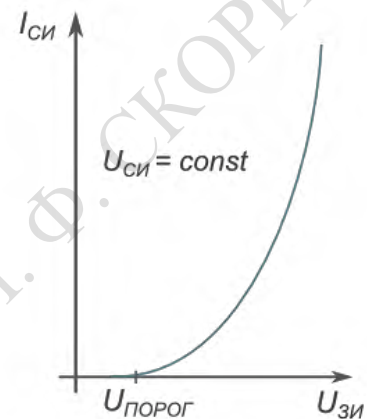


График б)

Стоко-затворная характеристика
МДП-транзистора с индуцированным
каналом

Принцип действия МДП-транзисторов основан на эффекте изменения проводимости приповерхностного слоя полупроводника на границе с диэлектриком под воздействием поперечного электрического поля. Приповерхностный слой полупроводника является токопроводящим каналом этих транзисторов. МДП-транзисторы выполняют двух типов — со встроенным и с индуцированным каналом.

МДП-транзисторы представляют собой в общем случае четырех-электродный прибор. Четвертым электродом (подложкой), выполняющим вспомогательную функцию, является вывод от подложки исходной полупроводниковой пластины. МДП-транзисторы могут быть как с каналом n - или p -типа. Условные обозначения МДП-транзисторов показаны на рис. 5.6 а—е.

Рассмотрим особенности МДП-транзисторов со встроенным каналом. Конструкция такого транзистора с каналом n -типа показана на рис. 5.7, а. В исходной пластине кремния p -типа с помощью диффузионной технологии

созданы области истока, стока и канала n -типа. Слой окисла SiO_2 выполняет функции защиты поверхности, близлежащей к истоку и стоку, а также изоляции затвора от канала. Вывод подложки (если он имеется) иногда присоединяют к истоку.

Подключим к транзистору напряжение между стоком и истоком $U_{си}$ любой полярности. Оставим затвор отключенным ($U_{зи} = 0$). В результате через канал пойдет ток $I_{си}$, представляющий собой поток электронов.

Далее, подключим к затвору отрицательное напряжение относительно истока. В канале возникнет поперечное электрическое поле, которое начнет выталкивать электроны из зоны канала в сторону подложки. Количество электронов в канале уменьшится, его сопротивление увеличится, и ток $I_{си}$ уменьшится. При повышении отрицательного напряжения на затворе, уменьшается сила тока. Такое состояние работы транзистора называется режимом обеднения.

Если подключить к затвору положительное напряжение, возникшее электрическое поле будет притягивать электроны из областей стока, истока и подложки. Канал расширится, его проводимость повысится, и ток $I_{си}$ увеличится. Транзистор войдет в режим обогащения.

Как мы видим, МДП-транзистор со встроенным каналом способен работать в двух режимах - в режиме обеднения и в режиме обогащения.

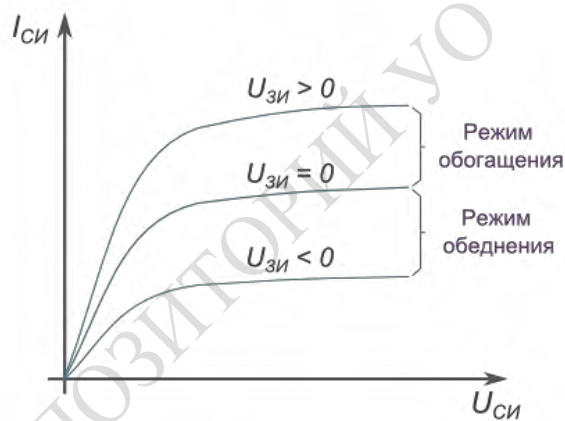


График а)

Стоковые (выходные) характеристики
МДП-транзистора со встроенным
каналом

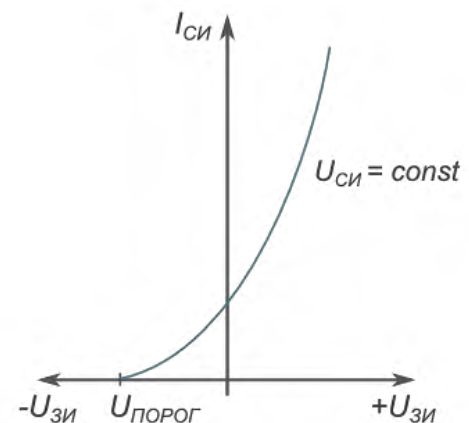


График б)

Сток-затворная характеристика
МДП-транзистора со встроенным
каналом

Стоковые (выходные) характеристики полевого транзистора со встроенным каналом n -типа для случая соединения подложки с истоком показаны на рис. 5.7, б. По виду эти характеристики близки к характеристикам полевого транзистора с p - n -переходом. Рассмотрим характеристику при $U_{зи} = 0$, что соответствует соединению затвора с

исток. Внешнее напряжение приложено к участку исток — сток положительным полюсом к стоку. Поскольку $U_{зи} = 0$, через прибор протекает ток, определяемый исходной проводимостью канала. На начальном участке $0—a$, когда падение напряжения в канале мало, зависимость $I_c(U_{си})$ близка к линейной. По мере приближения к точке $б$ падение напряжения в канале приводит ко все более существенному влиянию его сужения (пунктир на рис. 5.7, а) на проводимость канала, что уменьшает крутизну нарастания тока на участке $а—б$. После точки $б$ токопроводящий канал сужается до минимума, что вызывает ограничение нарастания тока и появление на характеристике пологого участка II.

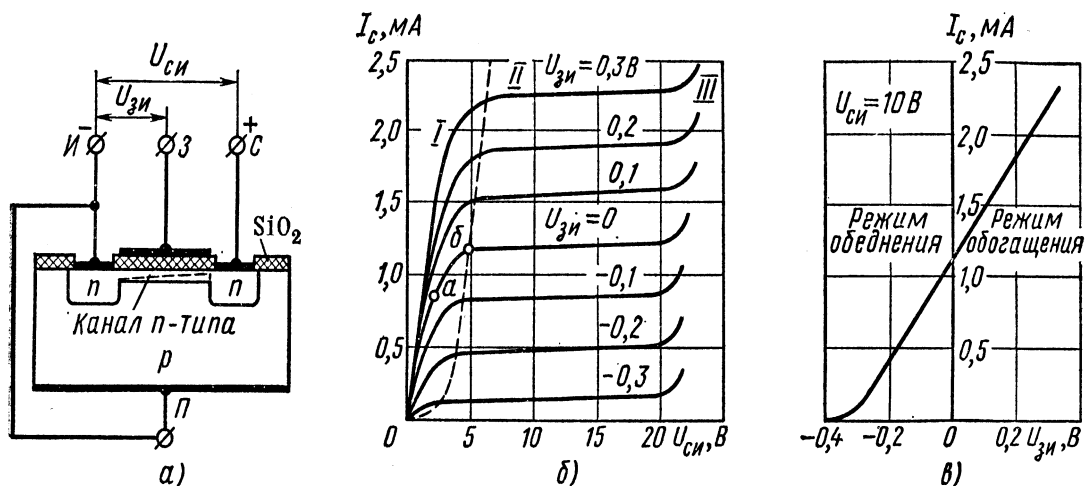


Рис. 5.7. Конструкция МДП-транзистора со встроенным каналом n -типа (а); стоко-затворная характеристика (б); стоко-затворная характеристика (в)

Покажем влияние напряжения затвор — исток на ход стоковых характеристик.

В случае приложения к затвору напряжения ($U_{зи} < 0$) поле затвора оказывает отталкивающее действие на электроны — носители заряда в канале, что приводит к уменьшению их концентрации в канале и проводимости канала. Вследствие этого стоковые характеристики при $U_{зи} < 0$ располагаются ниже кривой, соответствующей $U_{зи} = 0$. Режим работы транзистора ($U_{зи} < 0$), при котором происходит уменьшение концентрации заряда в канале, называют режимом обеднения.

При подаче на затвор напряжения $U_{зи} > 0$ поле затвора притягивает электроны в канал из p -слоя полупроводниковой пластины. Концентрация носителей заряда в канале увеличивается, что соответствует режиму обогащения канала носителями. Проводимость канала возрастает, ток I_c увеличивается. Стоковые характеристики при $U_{зи} > 0$ располагаются выше исходной кривой ($U_{зи} = 0$).

Для транзистора имеется предел повышения напряжения $U_{сз}$ ввиду наступления пробоя прилежащего к стоку участка сток — затвор. На стоковых характеристиках пробоем соответствует достижение некоторой

величины $U_{си-пр}$. В случае $U_{зи} < 0$ напряжение $U_{сз}$ увеличивается, в связи с чем при $U_{зи} < 0$ пробой наступает при меньшем напряжении $U_{си}$.

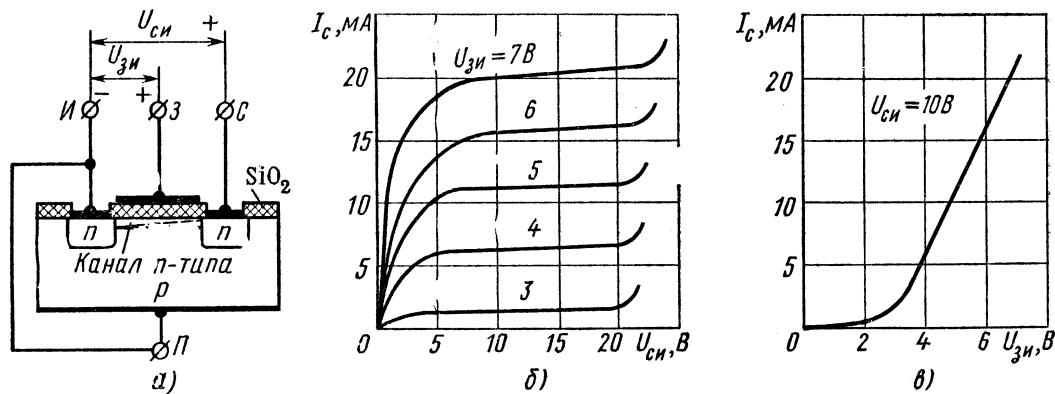


Рис. 5.8. Конструкция МДП-транзистора с индуцированным каналом n -типа (а); семейство его стоковых характеристик (б)

Примерный вид стоко-затворной характеристики транзистора со встроенным каналом иллюстрирует рис. 5.7, в. Ее отличие от стоко-затворной характеристики транзистора с p - n -переходом (см. рис. 5.8) обусловлено возможностью работы прибора как при $U_{зи} < 0$ (режим обеднения), так и при $U_{зи} > 0$ (режим обогащения).

Конструкция МДП-транзистора с индуцированным каналом n -типа показана на рис. 5.8, с. Канал проводимости тока здесь специально не создается, а образуется (индуцируется) благодаря притоку электронов из полупроводниковой пластины в случае приложения к затвору напряжения положительной полярности относительно истока. За счет притока электронов в приповерхностном слое происходит изменение электропроводности полупроводника, т.е. индуцируется токопроводящий канал n -типа, соединяющий области стока и истока. Проводимость канала возрастает с повышением приложенного к затвору напряжения положительной полярности. Таким образом, транзистор с индуцированным каналом работает только в режиме обогащения.

Преимущества и недостатки полевых транзисторов перед биполярными.

Полевые транзисторы практически вытеснили биполярные в ряде применений. Самое широкое распространение они получили в интегральных схемах в качестве ключей (электронных переключателей)

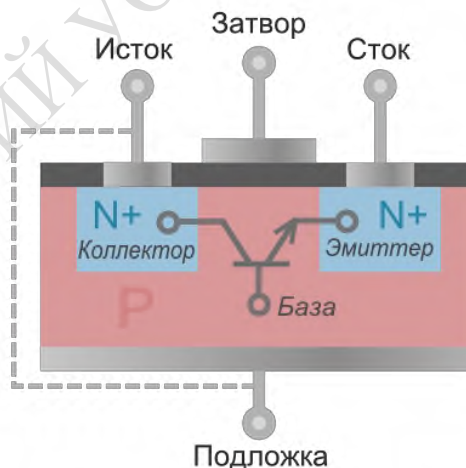
Главные преимущества полевых транзисторов

- Благодаря очень высокому входному сопротивлению цепь полевых транзисторов расходует крайне мало энергии, так как практически не потребляет входного тока.

- Усиление по току у полевых транзисторов намного выше, чем у биполярных.
- Значительно выше помехоустойчивость и надежность работы, поскольку из-за отсутствия тока через затвор транзистора, управляющая цепь со стороны затвора изолирована от выходной цепи со стороны стока и истока.
- У полевых транзисторов на порядок выше скорость перехода между состояниями проводимости и непроводимости тока. Поэтому они могут работать на более высоких частотах, чем биполярные.

Главные недостатки полевых транзисторов

- Структура полевых транзисторов начинает разрушаться при меньшей температуре (150°C), чем структура биполярных транзисторов (200°C).
- Несмотря на то, что полевые транзисторы потребляют намного меньше энергии, по сравнению с биполярными транзисторами, при работе на высоких частотах ситуация кардинально меняется. На частотах выше примерно, чем 1.5 GHz, потребление энергии у МОП-транзисторов начинает возрастать по экспоненте. Поэтому скорость процессоров перестала так стремительно расти, и их производители перешли на стратегию «многоядерности».
- При изготовлении мощных МОП-транзисторов, в их структуре возникает «паразитный» биполярный транзистор. Для того, чтобы нейтрализовать его влияние, подложку закорачивают с истоком. Это эквивалентно закорачиванию базы и эмиттера паразитного транзистора. В результате напряжение между базой и эмиттером биполярного транзистора никогда не достигнет необходимого, чтобы он открылся (около 0.6В необходимо, чтобы PN-переход внутри прибора начал проводить).



Паразитный биполярный NPN-транзистор
внутри МДП-транзистора

Однако, при быстром скачке напряжения между стоком и истоком полевого транзистора, паразитный транзистор может случайно открыться, в результате чего, вся схема может выйти из строя.

- Важнейшим недостатком полевых транзисторов является их чувствительность к статическому электричеству. Поскольку

изоляционный слой диэлектрика на затворе чрезвычайно тонкий, иногда даже относительно невысокого напряжения бывает достаточно, чтоб его разрушить. А разряды статического электричества, присутствующего практически в каждой среде, могут достигать несколько тысяч вольт.

Поэтому внешние корпуса полевых транзисторов стараются создавать таким образом, чтоб минимизировать возможность возникновения нежелательного напряжения между электродами прибора. Одним из таких методов является закорачивание истока с подложкой и их заземление. Также в некоторых моделях используют специально встроенный диод между стоком и истоком. При работе с интегральными схемами (чипами), состоящими преимущественно из полевых транзисторов, желательно использовать заземленные антистатические браслеты. При транспортировке интегральных схем используют вакуумные антистатические упаковки

РЕПОЗИТОРИЙ УО "ТТУ ИМ. Ф. СКОРИН"

ТЕМА 12 ТИРИСТОРЫ

Устройство и принцип работы динистора и тиристора

Тиристор — это четырехслойный полупроводниковый прибор, обладающий двумя устойчивыми состояниями: состоянием низкой проводимости (тиристор закрыт) и состоянием высокой проводимости (тиристор открыт). Перевод тиристора из закрытого состояния в открытое в электрической цепи осуществляется внешним воздействием на прибор. К числу факторов, наиболее широко используемых для отпирания тиристорov, относится воздействие напряжением (током) или светом (фототиристоры).

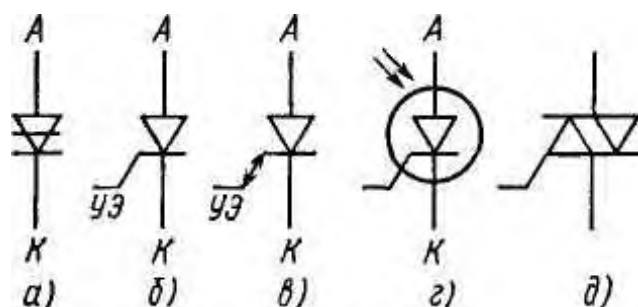


Рис. 6.1. Условные обозначения тиристорov: динистора (а), однооперационного тиристора (б), двухоперационного тиристора (в), фототиристора (г), симистора (д)

Основными типами являются диодные (рис. 6.1, а) и триодные (рис. 6.1, б—г) тиристоры.

В диодных тиристорах (динисторах) переход прибора из закрытого состояния в открытое связан с тем, что напряжение между анодом и катодом достигает некоторой граничной величины, являющейся параметром прибора. В триодных тиристорах управление состоянием прибора производится по цепи третьего — управляющего электрода. По цепи управляющего электрода при этом могут выполняться либо одна, либо две операции изменения состояния тиристора. В зависимости от этого различают одно- и двухоперационные тиристоры. В однооперационных тиристорах (рис. 6.1, б) по цепи управляющего электрода осуществимо только отпирание тиристора. С этой целью на управляющий электрод подается положительный относительно катода импульс напряжения. Запирание одно- операционного тиристора, а также динистора производится по цепи анода изменением полярности напряжения анод — катод. Двухоперационные тиристоры допускают по цепи управляющего электрода как отпирание, так и запирание прибора. Для запирания на управляющий электрод подается отрицательный импульс напряжения. В фототиристорах (рис. 6.1, г) отпирание прибора производится с помощью светового импульса.

Все перечисленные приборы выполняют функцию бесконтактного ключа, обладающего односторонней проводимостью тока. Прибор, позволяющий проводить ток в обоих направлениях, называют симметричным тиристором (симистором). По своему назначению симистор (рис. 6.1, *д*) призван выполнять функции двух обычных тиристоров (рис. 6.1, *б*), включенных встречно-параллельно.

Динистор представляет собой монокристалл полупроводника, в котором созданы четыре чередующиеся области с различным типом проводимости $p_1 - n_1 - p_2 - n_2$ (рис. 5.2, *а*). На границах раздела этих областей возникнут p - n -переходы: крайние переходы (**J₁** и **J₃**) называются эмиттерными, а области, примыкающие к ним, - эмиттерами; средний p - n -переход (**J₂**) называется коллекторным. Внутренние n_1 - и p_2 -области структуры называется базами. Область p_1 называется анодом (А), область p_2 - катодом (К).

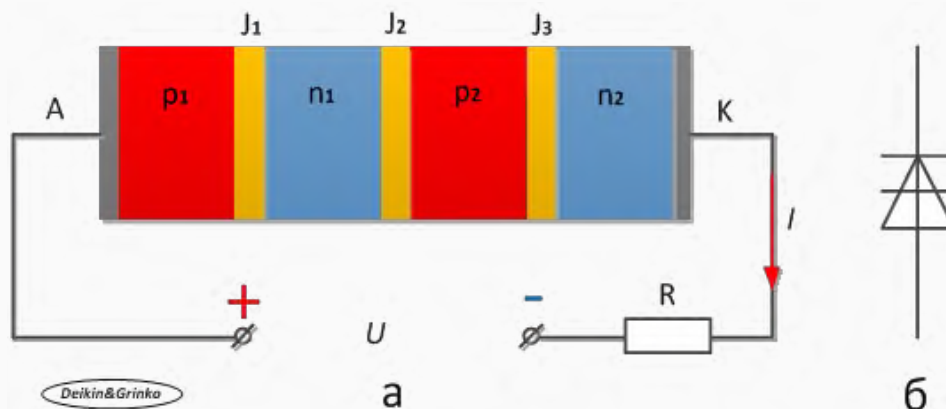


Рис. 5.2. Структура динистора (а) и его условное графическое обозначение (б)

Рассмотрим процессы, происходящие в динисторе при подаче прямого напряжения, т. е. «+» на анод, «-» на катод. В этом случае крайние p - n -переходы **J₁** и **J₃** смещены в прямом направлении, средний переход **J₂** смещен в обратном направлении. Динистор можно представить в виде двухтранзисторной структуры (рис. 5.3). Так как переходы **J₁** и **J₃** смещены в прямом направлении, из них в области баз инжектируются носители заряда: дырки из области p_1 , электроны из области p_2 . Эти носители заряда диффундируют в областях баз n_1 и p_2 , приближаясь к коллекторному переходу, и перебрасываются его полем через переход **J₂**. Дырки, инжектированные из области p_1 , и электроны из области p_2 движутся через переход **J₂** в противоположных направлениях, создавая общий ток I .

При малых значениях внешнего напряжения все оно практически падает на коллекторном переходе **J₂**. Поэтому к переходам **J₁** и **J₃**, имеющим малое сопротивление, приложена малая разность потенциалов и инжекция носителей заряда невелика. В этом случае ток через динистор мал и равен обратному току через переход **J₂**.

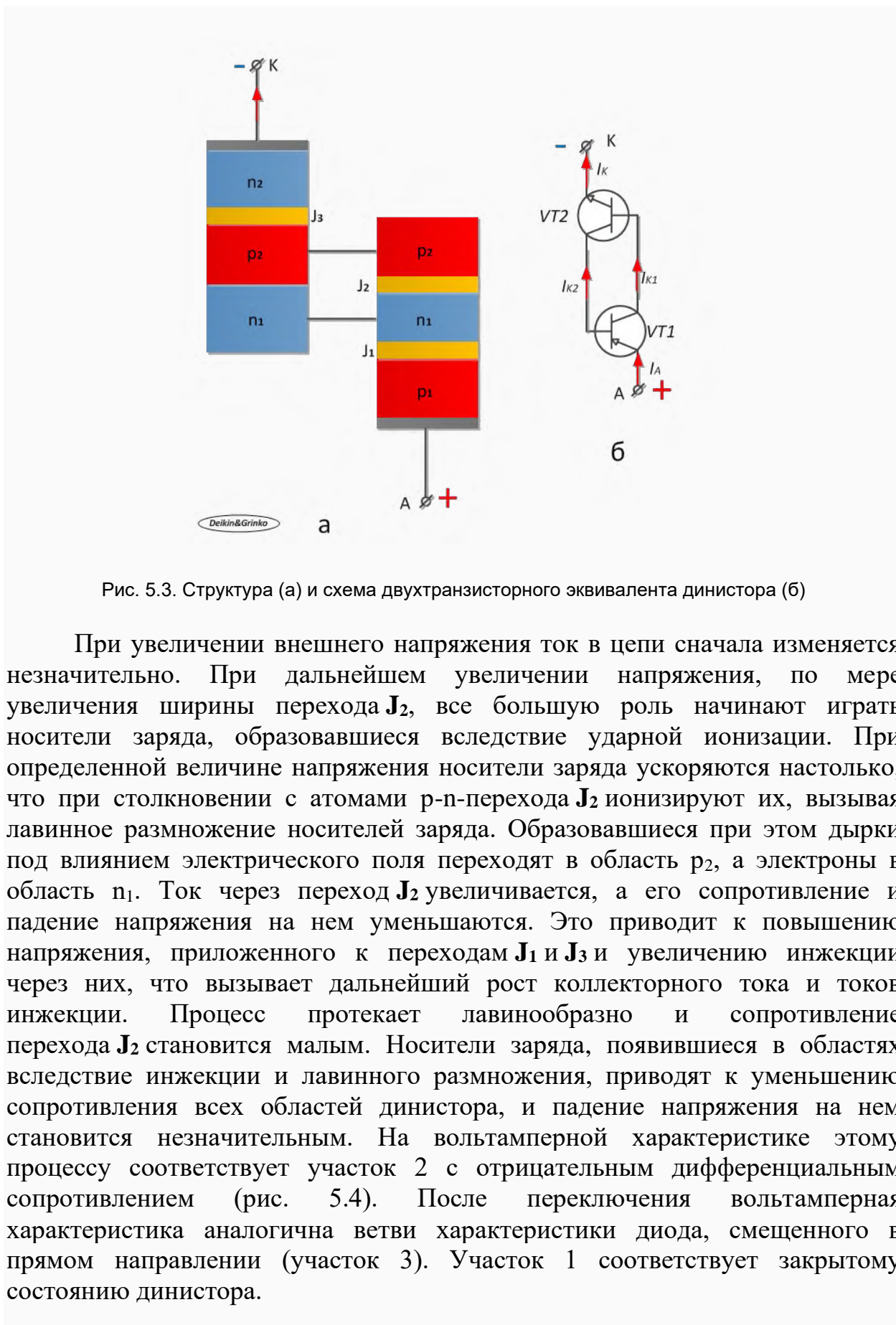


Рис. 5.3. Структура (а) и схема двухтранзисторного эквивалента диодистора (б)

При увеличении внешнего напряжения ток в цепи сначала изменяется незначительно. При дальнейшем увеличении напряжения, по мере увеличения ширины перехода J_2 , все большую роль начинают играть носители заряда, образовавшиеся вследствие ударной ионизации. При определенной величине напряжения носители заряда ускоряются настолько, что при столкновении с атомами р-п-перехода J_2 ионизируют их, вызывая лавинное размножение носителей заряда. Образовавшиеся при этом дырки под влиянием электрического поля переходят в область p_2 , а электроны в область n_1 . Ток через переход J_2 увеличивается, а его сопротивление и падение напряжения на нем уменьшаются. Это приводит к повышению напряжения, приложенного к переходам J_1 и J_3 и увеличению инжекции через них, что вызывает дальнейший рост коллекторного тока и токов инжекции. Процесс протекает лавинообразно и сопротивление перехода J_2 становится малым. Носители заряда, появившиеся в областях вследствие инжекции и лавинного размножения, приводят к уменьшению сопротивления всех областей диодистора, и падение напряжения на нем становится незначительным. На вольтамперной характеристике этому процессу соответствует участок 2 с отрицательным дифференциальным сопротивлением (рис. 5.4). После переключения вольтамперная характеристика аналогична ветви характеристики диода, смещенного в прямом направлении (участок 3). Участок 1 соответствует закрытому состоянию диодистора.

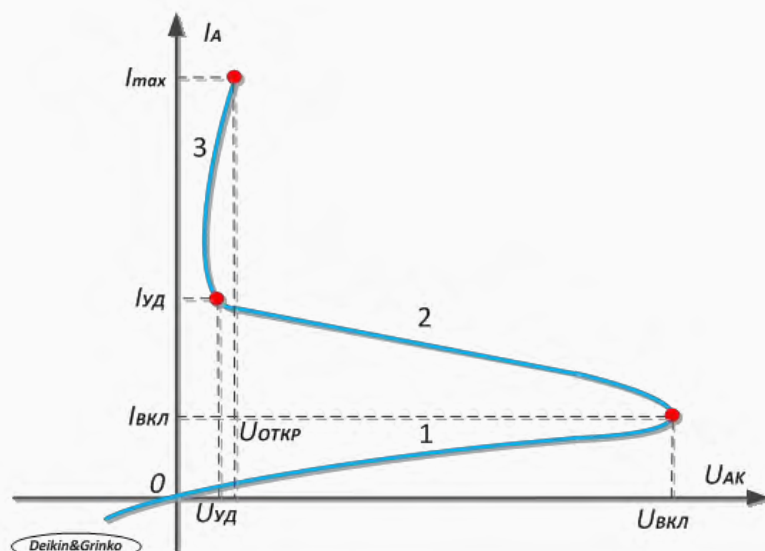


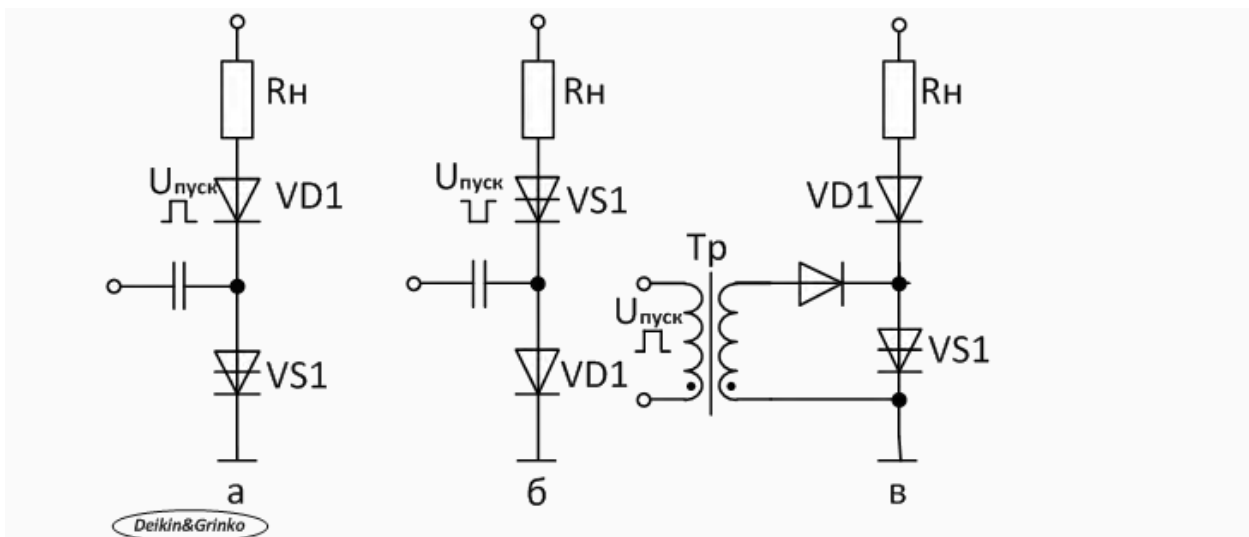
Рис. 5.4. Вольтамперная характеристика динистора

Динистор характеризуется максимально допустимым значением прямого тока I_{\max} (рис.5.4), при котором на приборе будет небольшое напряжение $U_{откр}$. Если уменьшать ток через прибор, то при некотором значении тока, называемом удерживающим током $I_{уд}$, ток резко уменьшается, а напряжение резко повышается, т. е. динистор переходит обратно в закрытое состояние, соответствующее участку 1. Напряжение между анодом и катодом, при котором происходит переход тиристора в проводящее состояние, называют напряжением включения $U_{вкл}$. При подаче на анод отрицательного напряжения коллекторный переход J_2 смещается в прямом направлении, а эмиттерные переходы в обратном направлении. В этом случае не возникает условий для открытия динистора и через него протекает небольшой обратный ток.

Прямое напряжение (напряжение источника питания $U_{п}$) на запертом динисторе выбирается из условия $U_{пр} \leq U_{пр.макс.}$, где $U_{пр.макс.} \approx 0,5 U_{вкл}$. Для переключения динистора из запертого в открытое состояние необходимо увеличить прямое напряжение так, чтобы оно превысило напряжение включения.

$$U_{пр.} \geq U_{вкл.}$$

Наиболее часто динисторы используются в устройствах, где переключение производится импульсами напряжения соответствующей полярности. Поэтому в справочниках вместо $U_{вкл}$ часто указывают импульсное переключающее пусковое напряжение $U_{пуск.}$, при котором гарантировано условие: $U_{пр.макс.} + U_{пуск.} \geq U_{вкл.}$



Способы отпирания динисторов: *а* - для пускового импульса положительной полярности; *б* - для пускового импульса отрицательной полярности; *в* - через импульсный трансформатор

Длительность пусковых импульсов обычно составляет несколько микросекунд. VD2 увеличивает входное сопротивление устройства. Если амплитуда пусковых импульсов мала, то используют повышающий импульсный трансформатор (рис.5.5,в).

Триодный тиристор (тринистор) отличается от динистора наличием вывода от одной из баз. Это вывод называется управляющим электродом (рис. 5.6).

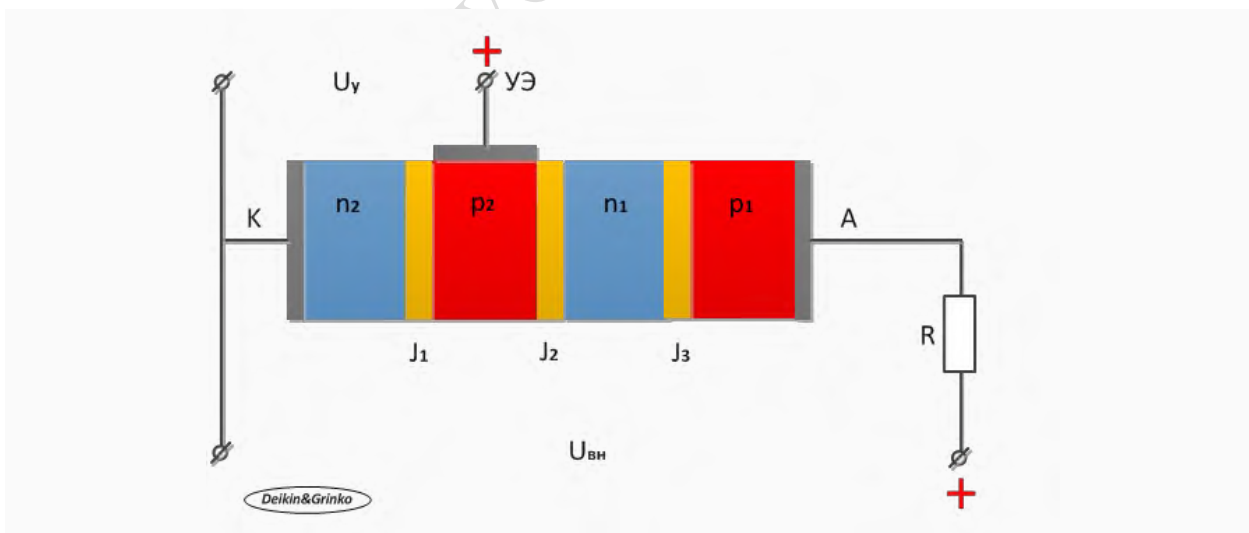


Рис. 5.6. Структура тринистора

Если подключить внешний источник $U_{вн}$ так, как показано на рис. 5.6, то получим, что p-n-переходы J_1 и J_3 будут смещены внешним источником в прямом направлении, а средний p-n-переход J_2 будет смещен в обратном направлении, и во внешней цепи будет протекать только исчезающе

маленький обратный ток коллекторного перехода J_2 . Подключим другой внешний источник U_y (источник управления) между катодом и управляющим электродом (УЭ). Тогда ток управления, протекающий под действием источника управления, при определенной своей величине может привести к лавинообразному нарастанию тока в полупроводниковой структуре до тех пор, пока он не будет ограничен резистором R в цепи источника питания U_{BH} . Произойдет процесс включения тиристора.

Для рассмотрения этого явления представим тиристор в виде двух, объединенных в одну схему транзисторов $VT1$ и $VT2$ (рис. 5.7, а), типа p-n-p и n-p-n, соответственно. Оба транзистора включены по схеме с общим эмиттером (рис. 5.7, б).

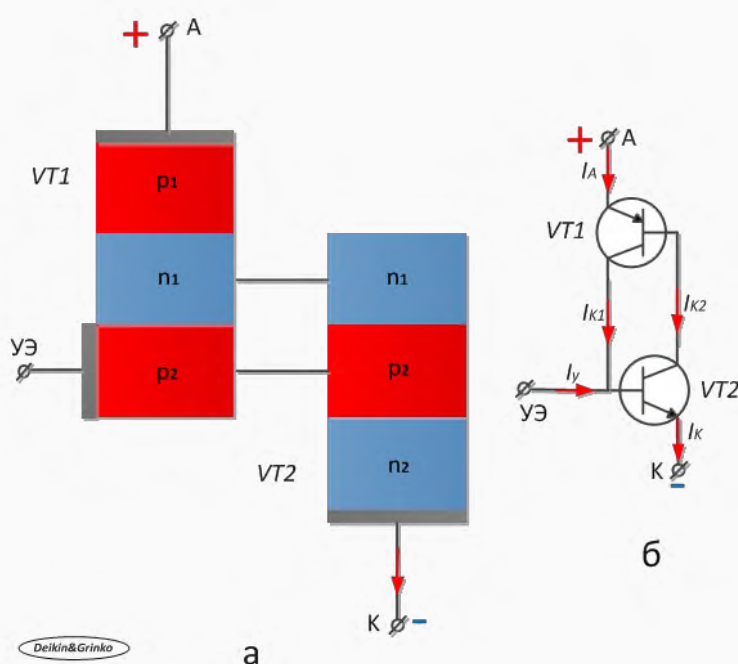


Рис. 5.7. Структура (а) и схема двухтранзисторного эквивалента тиристора (б)

При создании разности потенциалов между анодом (А) и катодом (К) в прямом направлении («+» на аноде, «-» на катоде) оба транзистора будут закрыты, так как базовые токи их будут отсутствовать. При подключении источника управления U_y во входной цепи транзистора $VT2$ потечет базовый ток, являющийся током управления тиристора I_y . Под действием этого тока в коллекторной цепи транзистора $VT2$ потечет ток $I_{K2} = \beta_2 I_y$, где β_2 - коэффициент передачи по току транзистора $VT2$. Но этот ток I_{K2} протекает по цепи «эмиттер - база» транзистора $VT1$ и является его входным, базовым током $I_{B1} = I_{K2}$. Под воздействием тока I_{B1} в выходной коллекторной цепи транзистора $VT1$ потечет коллекторный ток:

$$I_{K1} = \beta_1 I_{B1} = \beta_1 I_{K2} = \beta_1 \beta_2 I_y, \quad (5.1)$$

т. е. коллекторный ток I_{K1} является усиленным в $\beta_1 \beta_2$ раз током управления I_y , и протекает ток I_{K1} опять по базовой цепи транзистора $VT2$, там, где протекает и ток I_y . Поскольку I_{K1} оказывается значительно больше тока I_y , процесс взаимного усиления транзисторами токов продолжается до тех пор, пока оба транзистора не войдут в режим насыщения, что соответствует включению тиристора. Описанный процесс является процессом внутренней положительной обратной связи, под действием которой и происходит лавинообразное нарастание тока в цепи тиристора.

После того, как тиристор включился, он сам себя поддерживает в открытом состоянии, так как при условии $I_{K2} > I_y$ внутренняя обратная связь остается положительной, и в этом случае источник управления уже оказывается ненужным. С учетом (5.1) это условие записывается в виде:

$$\beta_1 \beta_2 I_y > I_y. \quad (5.2)$$

Откуда условие включения тиристора:

$$\beta_1 \beta_2 > 1. \quad (5.3)$$

Для того чтобы выключить тиристор, необходимо прервать ток, протекающий в его силовой цепи, на короткий промежуток времени, достаточный для рассасывания неосновных носителей в зонах полупроводника и восстановления управляющих свойств. Чтобы снова включить тиристор, необходимо снова пропустить в его цепи управления ток I_y , чтобы снова запустить процесс внутренней положительной обратной связи. Таким образом, тиристор представляет собой бесконтактный ключ, который может быть только в двух устойчивых состояниях: либо в выключенном, либо во включенном.

Вольтамперная характеристика тиристора представлена на рис. 5.8. Чем больше ток управления, тем меньше напряжение включения $U_{вкл}$. Ток управления, при котором тиристор переходит на спрямленный участок вольтамперной характеристики (показано на рис. 5.6 пунктиром) называют током управления спрямления $I_y \text{ спр}$.

При изменении полярности приложенного к тиристорному напряжению эмиттерные p-n-переходы J_1 и J_3 будут смещены в обратном направлении, тиристор будет закрыт, а вольтамперная характеристика будет представлять собой обратную ветвь вольтамперной характеристики обыкновенного диода.

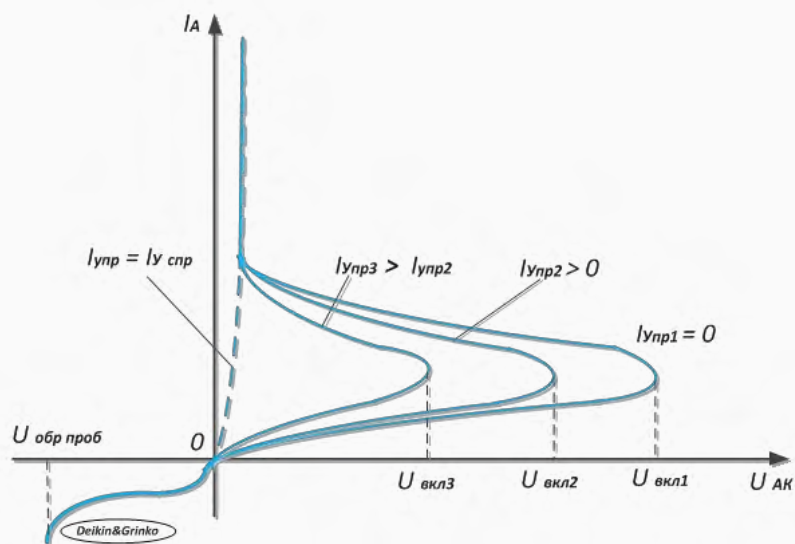


Рис.5.8. Вольт-амперная характеристика тринистора

Таким образом, тиристор представляет собой частично управляемый вентиль, который можно перевести в проводящее состояние при наличии одновременно двух факторов: положительный потенциал анода относительно катода; подача управляющего сигнала в виде тока управления в цепи управляющего электрода. Если хотя бы один из этих факторов отсутствует, то тиристор будет оставаться в закрытом состоянии.

Частичная управляемость тиристора заключается в том, что после включения тиристора, цепь управления становится ненужной, так как он сам себя поддерживает во включенном состоянии. Выключить обычный тиристор по цепи управления невозможно. Поэтому он называется однооперационным тиристором или в зарубежной терминологии SCR (*Silicon Controlled Rectifier*). Для запираания тиристора необходимо каким-либо способом снизить анодный ток до нуля и удерживать его на нулевом уровне в течение времени рассасывания неосновных носителей, накопившихся в базах транзисторов $VT1$ и $VT2$.

На электрических принципиальных схемах незапираемые тиристоры обозначаются условными графическими обозначениями, представленными на рис. 5.9.

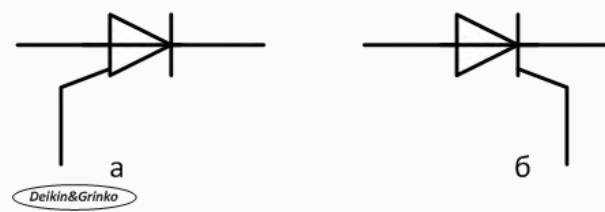


Рис. 5.9. Условные обозначения незапираемых тринисторов с управлением по аноду (а), с управлением по катоду (б)

Для надёжного отпирания тринистора от источника постоянного тока I_y и U_y выбирают из условий:

$$I_y \geq I_{y.cпр}; U_y \geq U_{y.cпр}; I_y U_y \leq P_{y.макс},$$

где $P_{y.макс}$ - максимальная мощность, рассеиваемая на управляющем электроде.

Этим же соотношением руководствуются при импульсном управлении, если длительность пусковых импульсов не короче 100мксек. При импульсном управлении сигналом меньше 100мксек исходят из соотношения:

$$(2 \div 3)I_{y.cпр} \leq I_{y.имп} \leq I_{y.имп.макс},$$

где $I_{y.имп}$ - импульсный ток управления; $I_{y.имп.макс}$ - импульсный ток управления максимальный.

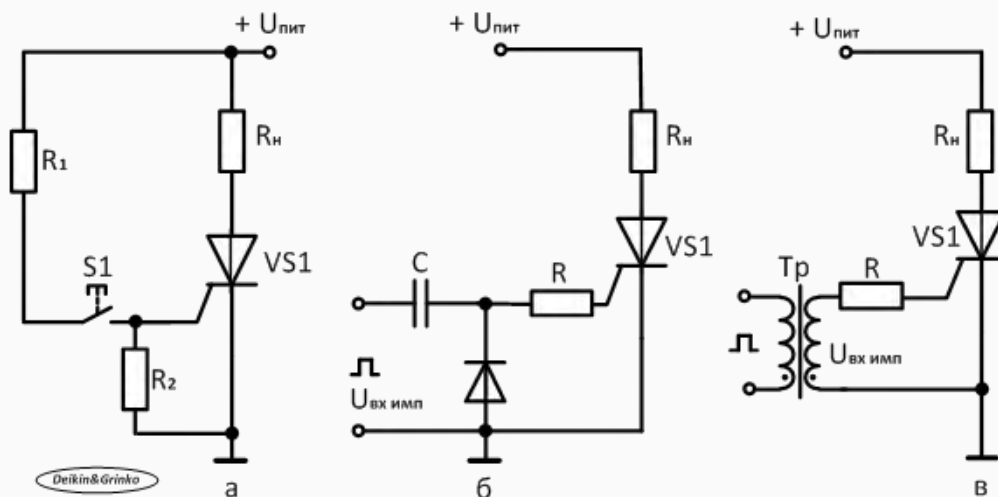


Рис.5.10. Способы отпирания тринисторов (а - от источника постоянного тока; б, в - импульсным сигналом)

а) $I_y \geq I_{y.cпр}$, обычно $I_y = (1,1 - 1,2) I_{y.cпр}$

$$R1 = U_{п}/(1,1 \div 1,2)I_{y.cпр}$$

б) C обычно равен 0,01 - 0,05мкФ

Диод предотвращает появление отрицательного импульса на управляющем электроде при разрядке конденсатора.

в) импульсные трансформаторы используются для того, чтобы развязать гальванически пусковую и силовую цепи. R служит для ограничения пускового тока.

$$R \geq U_{вх.имп}/I_{y.имп.макс}.$$

где $U_{вх.имп}$ - амплитуда управляющего импульса, подаваемая на вход устройства.

Под процессом запирания четырёхслойного полупроводникового прибора понимают переход его из проводящего состояния в запертое. Для этого необходимо уменьшить ток прибора до $I_{пр} < I_{уд}$ или разомкнуть анодную цепь, что соответствует $I_{пр} = 0$. Второй способ запирания заключается в подаче на анод прибора обратного напряжения в течение короткого времени.

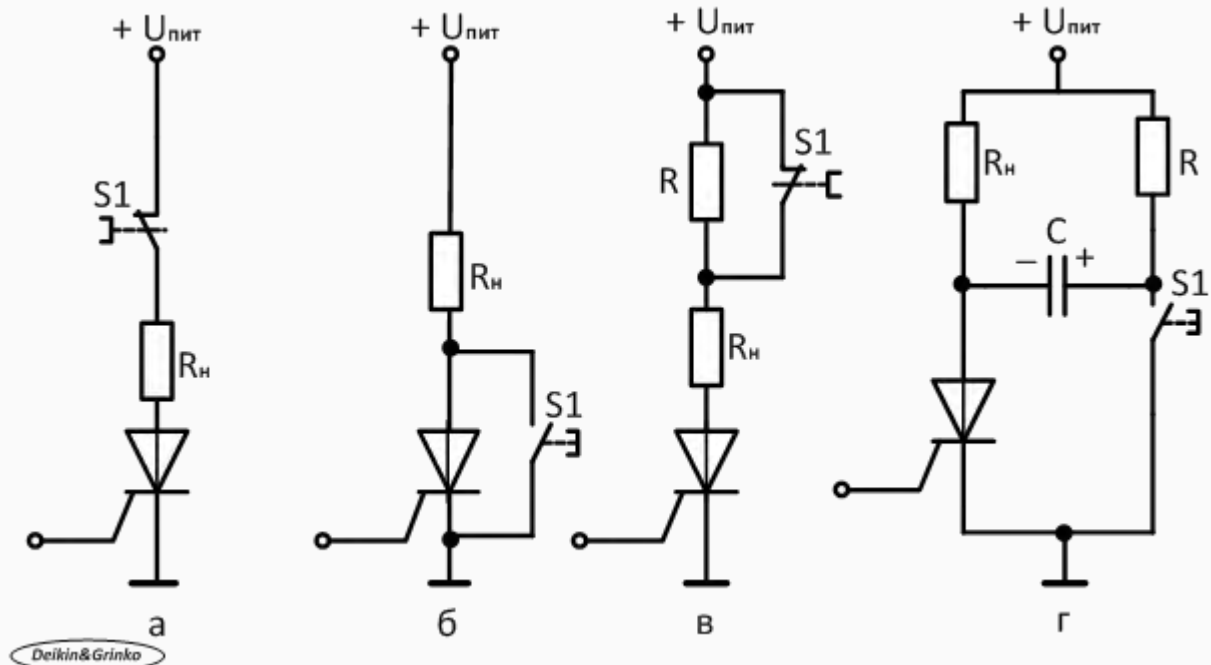


Рис.5.11. Способы запирания триисторов в цепях постоянного тока: а - разрывом анодной цепи; б - шунтированием прибора; в - увеличением сопротивления в анодной цепи; г - коммутирующим конденсатором (рисунок выполнен авторами)

В схеме 5.11, а запираение триистора происходит при кратковременном нажатии кнопки S1, что размыкает анодную цепь.

Рис. 5.11, б: триистор запирается при нажатии шунтирующей кнопки, через контакты которой при этом проходит весь ток нагрузки, а анодный ток становится равным 0. В такой схеме функцию кнопки может выполнять транзистор, отпираемый токм базы на время, необходимое на отключение триистора.

Рис. 5.11, в: при кратковременном нажатии кнопки последовательно с нагрузкой R_n включается резистор R, сопротивление которого выбирается из условия:

$$U_{п}/(R_n+R) = I_{пр} < I_{уд},$$

$U_{п}$ - напряжение источника питания; R_n - сопротивление нагрузки

Рис.5.11, г: запираение прибора осуществляется с помощью коммутирующего конденсатора. После отпираения через триистор протекает ток нагрузки

$I_{пр} = U_{п} / R_{н}$, а коммутирующий конденсатор C через резистор R и открытый тиристор заряжается практически до напряжения источника питания $U_c \approx U_{п}$. Продолжительность заряда с момента включения тиристора составляет примерно $t_{зар} \approx 3RC$. Если теперь кратковременно нажать на кнопку, то положительная обкладка окажется подключённой к катоду, а отрицательная к аноду. К прибору прикладывается обратное напряжение $U_{обр} \approx U_{п}$. В цепи конденсатора, кнопки и тиристора проходит разрядный ток для тиристора в обратном направлении. Когда результирующий ток тиристора становится меньше $I_{уд}$, последний запирается. Вместо кнопки в этой схеме часто используют второй тиристор, на который подаётся сигнал выключения. Показанные на рис 5.11 способы запираания могут использоваться и для динисторов. В устройствах, работающих в цепях переменного тока, для запираания прибора не требуется специального сигнала, так как тиристоры выключаются автоматически в начале очередного отрицательного полуцикла на аноде (Петрович В. П., 2008) .

Устройство и принцип работы тиристора, симистора и фототиристора

Запираемые тиристоры, в отличие от триисторов, которые были рассмотрены ранее, - это полностью управляемые приборы, и под воздействием тока управляющего электрода они могут переходить из закрытого состояния в открытое состояние, и наоборот. Чтобы выключить запираемый тиристор, нужно пропустить через управляющий электрод ток противоположной полярности, чем полярность, вызывавшая отпирание компонента. Для закрывания изначально открытого запираемого тиристора необходимо уменьшить сумму коэффициентов передачи эмиттерных токов ниже единицы и обеднить базы носителями зарядов, для чего управляющий электрод должен быть распределён по полупроводниковому кристаллу. Для этого управляющий электрод запираемого тиристора, как и катод, выполняют из множества однотипных ячеек, распределённых определённым образом по площади кристалла. Важным параметром рассматриваемых тиристоров выступает коэффициент запираания, который равен отношению тока анода к необходимому для выключения компонента обратному току управляющего электрода. Запираемые тиристоры обычно используют в преобразовательной технике в качестве электронных ключей. Запираемые тиристоры также называют двухоперационными тиристорами. Они являются полупроводниковыми приборами, которые можно и включить и выключить по цепи управления. Такой тиристор в зарубежной терминологии получил обозначение GTO-тиристор (*Gate Turn - Off*). В областях анода и катода запираемый тиристор состоит из большого числа технологических ячеек, представляющих отдельные тиристоры, которые включены параллельно.

Структура запираемого тиристора изображена на рис. 5.12.

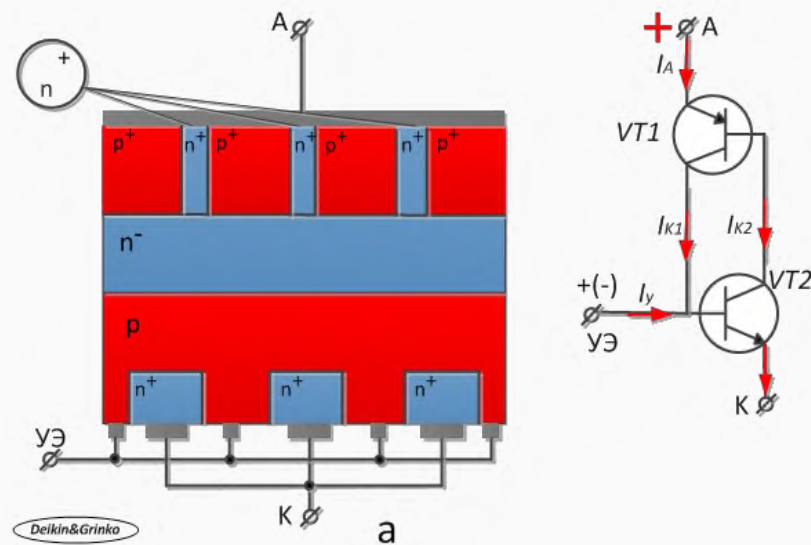


Рис. 5.12. Структура запираемого тиристора (а) и двухтранзисторный эквивалент (б) одной из ячеек тиристора

Физические процессы, протекающие в запираемых тиристорах, во многом аналогичны уже рассмотренным для однооперационного тиристора. Исключение составляет процесс выключения отрицательным током управления. Во включенном состоянии все переходы тиристора находятся в состоянии насыщения. При достаточной величине и длительности управляющего тока выключения, а также равномерности его распределения по всем ячейкам, избыточная концентрация неосновных носителей заряда сначала снижается до нуля вблизи коллекторного перехода тиристора. При этом коллекторный переход смещается в обратном направлении, воспринимая часть внешнего напряжения. Так, оба транзистора начинают работать в активном режиме, и в структуре возникает положительная обратная связь при отрицательном базовом токе в n-p-n-транзисторе VT2. Вследствие лавинообразного уменьшения зарядов в базовых областях анодный ток начинает снижаться. Транзистор VT2 n-p-n-типа первый входит в режим отсечки. Действие положительной обратной связи прекращается, и дальнейший спад анодного тока определяется рекомбинацией в n-базе тиристора.

Вольтамперная характеристика запираемого тиристора аналогична характеристике незапираемого тиристора (рис. 5.13).

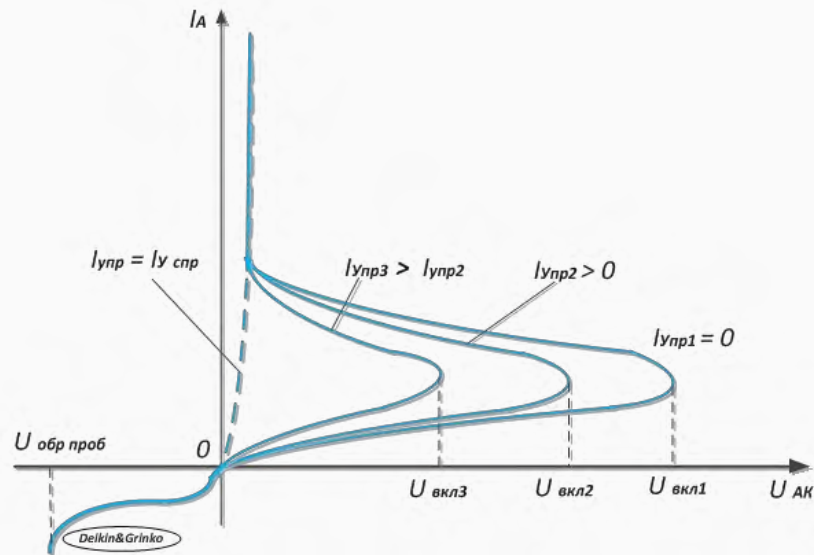


Рис.5.13. Вольтамперная характеристика двухоперационного тиристора

На электрических принципиальных схемах запираемые тиристоры обозначаются условными обозначениями, представленными на рис. 5.14.



Рис. 5.14. Условные обозначения запираемых тринисторов: а - с управлением по аноду; б - с управлением по катоду

Широкое применение в цепях переменного тока получили так называемые **симисторы** (симметричные тиристоры), которые выполняются на основе многослойной полупроводниковой структуры (рис. 5.15, а).

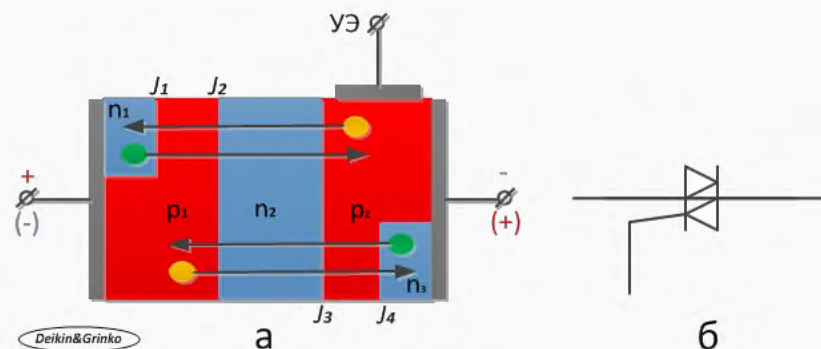


Рис. 5.15. Структура симистора (а) и его условное графическое обозначение (б)

Основой в симисторе является монокристалл полупроводника, в котором созданы, пять областей с чередующимся типом проводимости, которые образуют четыре р-п-перехода. Контакты от крайних областей наполовину шунтируют первый и четвертый р-п-переходы. При полярности внешнего источника напряжения, указанной без скобок, переход J_1 окажется включенным в обратном направлении и ток через него будет исчезающе мал. Весь ток через полупроводниковую структуру при такой полярности источника будет протекать через область p_1 . Четвертый переход J_4 будет включен в прямом направлении и через него будет проходить инжекция электронов. Значит, при данной полярности источника рабочая структура симистора представляет собой p_1 - n_2 - p_2 - n_3 -структуру, аналогичную структуре обычного тиристора, работа которого уже была рассмотрена выше. При смене полярности на противоположную (указана в скобках) уже будет закрыт переход J_4 , а переход J_1 будет открыт. Структура симистора становится n_1 - p_1 - n_2 - p_2 , то есть опять аналогична структуре обычного тиристора, но направленного в противоположную сторону. Таким образом, в схемном отношении симистор можно представить в виде двух встречно-параллельных тиристоров.

Симистор имеет вольтамперную характеристику, симметричную относительно начала координат (рис. 5.16), что и нашло отражение в его названии.

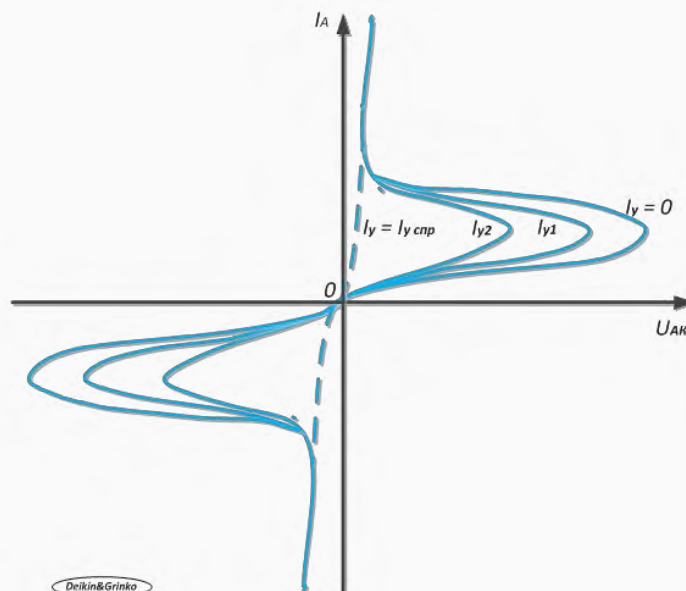


Рис. 5.16. Вольтамперная характеристика симистора

Фототиристором называют специальный тиристор, в корпусе которого (в случае дискретного исполнения) предусмотрено окно, в которое вместо подачи сигнала на управляющий электрод подаётся сигнал в виде потока лучистой энергии (рис. 5.17). При облучении всего полупроводникового кристалла, либо только участка между катодом и управляющим электродом

тиристора под действием фотонов возникает фотогенерация носителей заряда, и чем интенсивнее будет световой поток, тем больше станет ток, протекающий по тиристор. При достаточной освещённости ток через выводы анод-катод тиристора лавинообразно возрастает, что вызывает открывание тиристора. Длительность включения фототиристоров может достигать несколько микросекунд. Следует отметить, что спектр света, которым облучают полупроводниковую структуру, должен быть согласован с определённой длиной волны, к облучению которой фототиристор максимально чувствителен. Материалом фототиристоров, как и типовых тиристоров, обычно выступает кремний. Редко в качестве основного материала маломощных быстродействующих тиристоров выступает арсенид галлия. Все остальные характеристики такого тиристора аналогичны характеристикам обычного тиристора с электрическим управлением.

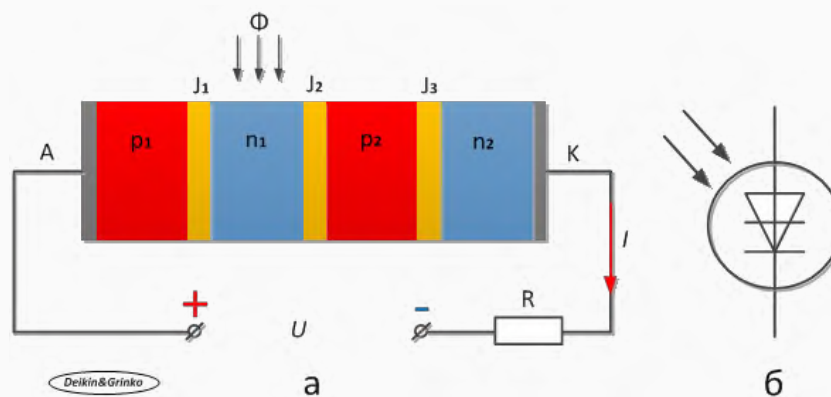


Рис. 5.17. Структура фототиристора (а) и его условное графическое обозначение (б)

На рис. 5.18 представлена вольтамперная характеристика фототиристора. Фототиристоры используются для коммутации световым сигналом электрических сигналов большой мощности. Сопротивление фототиристора изменяется от 10^8 Ом (в запертом состоянии) до 10^{-1} Ом в открытом состоянии. Время переключения тиристоров лежит в пределах 10^{-5} - 10^{-6} секунды.

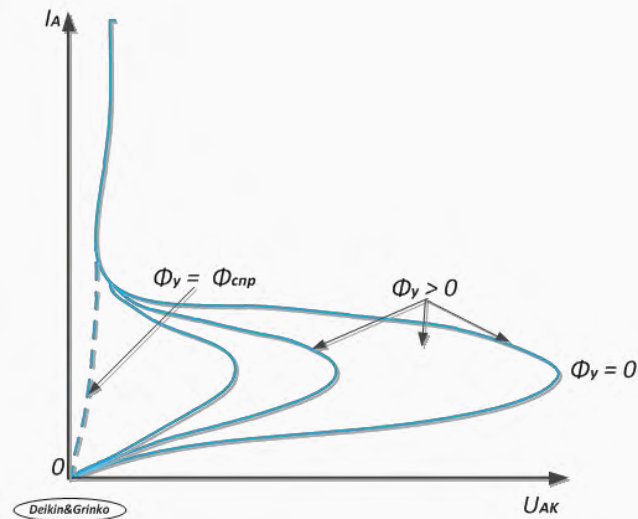


Рис. 5.18. Вольтамперная характеристика фототиристора

Некоторые фототиристоры позволяют коммутировать токи силой до сотен ампер при напряжениях анод-катод в десятки киловольт и обеспечивают гальваническую развязку системы управления и исполнительной цепи. В результате между устройством управления и фототиристором не нужно включать дорогой, ненадёжный и крупногабаритный высоковольтный трансформатор, который был бы необходим для гальванической развязки обычного тиристора, включённого в цепь с высоким напряжением относительно земли.

Силовые тиристоры характеризуются параметрами, аналогичными тем, которые имеются у силовых диодов. Но, кроме того, в технических условиях приводятся параметры цепи управления тиристоров, а также дополнительные параметры, характеризующие силовую цепь тиристора:

1. *Напряжение переключения*: постоянное - $U_{прк}$, импульсное - $U_{прк}$ (десятки - сотни вольт).
2. *Напряжение в открытом состоянии* $U_{ос}$ - падение напряжения на тиристоре в открытом состоянии (1÷3 В).
3. *Обратное напряжение* $U_{обр}$ - напряжение, при котором тиристор может работать длительное время без нарушения его работоспособности (единицы - тысячи вольт).
4. *Постоянное прямое напряжение в закрытом состоянии* $U_{зс}$ - максимальное значение прямого напряжения, при котором не происходит включение тиристора (единицы - сотни вольт).
5. *Неотпирающее напряжение на управляющем электроде* $U_{нот}$ - наибольшее напряжение, не вызывающее отпирание тиристора (доли вольт).
6. *Запирающее напряжение на управляющем электроде* $U_{уз}$ - напряжение, обеспечивающее требуемое значение запирающего тока управляющего электрода (единицы - десятки вольт).

7. Ток в открытом состоянии I_{oc} - максимальное значение тока открытого тиристора (сотни миллиампер - сотни ампер).
8. Обратный ток $I_{обр}$ (доли миллиампер).
9. Отпирательный ток $I_{y от}$ - наименьший ток управляющего электрода, необходимый для включения тиристора (десятки миллиампер).
10. Ток утечки $I_{ут}$ - это ток, протекающий через тиристор с разомкнутой цепью управления при прямом напряжении между анодом и катодом.
11. Ток удержания $I_{уд}$ - минимальный прямой ток, проходящий через тиристор при разомкнутой цепи управления, при котором тиристор еще находится в открытом состоянии.
12. Время включения $t_{вкл}$ - это время от момента подачи управляющего импульса до момента снижения напряжения $U_{ак}$ тиристора до 10 % от начального значения при работе на активную нагрузку (единицы - десятки микросекунд).
13. Время выключения $t_{выкл}$, называемое также временем восстановления управляющей способности тиристора. Это время от момента, когда прямой ток тиристора становится равным нулю, до момента, когда прибор снова будет способен выдерживать прямое напряжение между анодом и катодом. Это время в основном определяется временем рассасывания неосновных носителей в зонах полупроводника (десятки - сотни микросекунд).

Учреждение образования
«Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины»

Гольдаде В. А.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Практическое пособие

по курсу «Физика полупроводников и полупроводниковых приборов»
для студентов факультета физики и информационных технологий

Гомель
ГГУ им. Ф. Скорины
2019

УДК 621.382(076)

ББК 32.853.1я73

Г 63

Рецензенты:

доктор технических наук А. С. Неверов,
кандидат технических наук Н. Н. Федосенко

Рекомендовано к изданию методическим советом факультета физики и информационных технологий

Гольдаде, В. А.

Г 63 Исследование характеристик полупроводниковых приборов : практическое пособие / В. А. Гольдаде ; Гомельский гос. ун-т им. Ф. Скорины. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины, 2019. – 30 с.

ISBN

Настоящее пособие разработано в соответствии с учебной программой «Физика полупроводников и полупроводниковых приборов» и с требованиями образовательного стандарта высшего образования по специальности 1-31 04 03 «Физическая электроника». В пособии изложены основные данные о *p-n-переходах* в полупроводниках, а также приведен комплекс лабораторных работ, посвященных изучению характеристик полупроводниковых приборов.

УДК 621.382(076)

ББК 32.853.1я73

ISBN

© Гольдаде, В. А., 2019

© Учреждение образования «Гомельский государственный университет им. Франциска Скорины», 2019

Оглавление

Предисловие.....	4
Контактные явления в полупроводниках	5
Лабораторная работа 1. Исследование характеристик выпрямительного диода	9
Лабораторная работа 2. Исследование характеристик стабилитрона.....	13
Лабораторная работа 3. Исследование характеристик полевого транзистора	18
Лабораторная работа 4. Исследование характеристик биполярного транзистора	25
Лабораторная работа 5. Исследование характеристик тиристора	31

Предисловие

Учебная дисциплина «Физика полупроводников и полупроводниковых приборов» посвящена изучению процессов, протекающих в полупроводниках в различных условиях, а также принципов работы классических полупроводниковых приборов.

Целью изучения дисциплины является формирование систематизированных теоретических знаний и практических навыков, необходимых для специалистов в области полупроводниковой микро- и нано-электроники. Основная задача дисциплины – научить студентов анализировать физические явления и процессы, протекающие в полупроводниковых приборах и лежащие в основе работы приборов электроники и радиоэлектронных устройств.

Практическое пособие состоит из двух частей. Первая часть посвящена описанию физических процессов, протекающих в электронно-дырочных переходах. Эти явления лежат в основе работы большинства полупроводниковых приборов. Вторая часть содержит методические рекомендации по выполнению лабораторных работ, которые посвящены исследованию характеристик полупроводниковых диодов, стабилитронов, транзисторов и тиристоров.

В каждой работе приведены краткие теоретические сведения, порядок проведения лабораторной работы, контрольные вопросы и список рекомендуемой литературы. Основное внимание уделено привитию у студентов навыков практической работы с лабораторным оборудованием, умениям самостоятельно исследовать характеристики полупроводниковых приборов и анализировать полученные экспериментальные результаты.

Контактные явления в полупроводниках

Контактные явления в полупроводниках – это неравновесные электронные процессы, возникающие при прохождении электрического тока: 1) через контакт полупроводника с металлом или другим полупроводником (гетеропереход); 2) через границу двух областей одного и того же полупроводника, отличающихся типом носителей заряда (p – n -переход) или разной их концентрацией. Контакты полупроводника с металлом или другим полупроводником обладают выпрямляющим свойством, т. е. значительно эффективнее пропускают электрический ток в одном направлении, чем в обратном. Это свойство обусловило их широкое применение в технике.

Электронно-дырочный или p - n -переход – переходная область между двумя соприкасающимися одинаковыми полупроводниками, один из которых имеет электронную, а другой – дырочную проводимость. Концентрация дырок в p -области гораздо выше, чем в n -области, поэтому дырки из p -области диффундируют в n -область, а электроны из n -области – в p -область. В результате в p -области остаются отрицательно заряженные акцепторные атомы, а в n -области – положительно заряженные донорные атомы. Так как и те и другие неподвижны, в области p - n -перехода образуется двойной слой пространственного заряда: отрицательные заряды в p -области и положительные – в n -области (рисунок 1, а). Возникающее поле E_k двойного электрического слоя препятствует дальнейшей диффузии основных носителей тока. Поле E_k обуславливает контактную разность потенциалов:

$$V_k = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{np}{n_0^2} \right),$$

где e – заряд электрона;

T – температура полупроводника;

n и p – концентрации электронов и дырок в n - и p -областях;

n_0 – концентрация электронов в собственном полупроводнике.

При определенной толщине двойного электрического слоя наступает равновесное состояние контакта, характеризуемое выравниванием уровня Ферми E_F для обоих полупроводников (рисунок 1, в). В области p - n -перехода энергетические зоны искривляются, в результате чего возникают потенциальные барьеры eV_k как для электронов, так и для дырок. Толщина d слоя p - n -перехода в полупроводниках составляет 10^{-6} – 10^{-7} м, а контактная разность потенциалов V_k – десятые доли

вольт. При обычных температурах носители тока не способны преодолеть потенциальный барьер eV_k , поэтому контактный слой является *запирающим*, т. е. характеризуется повышенным сопротивлением.

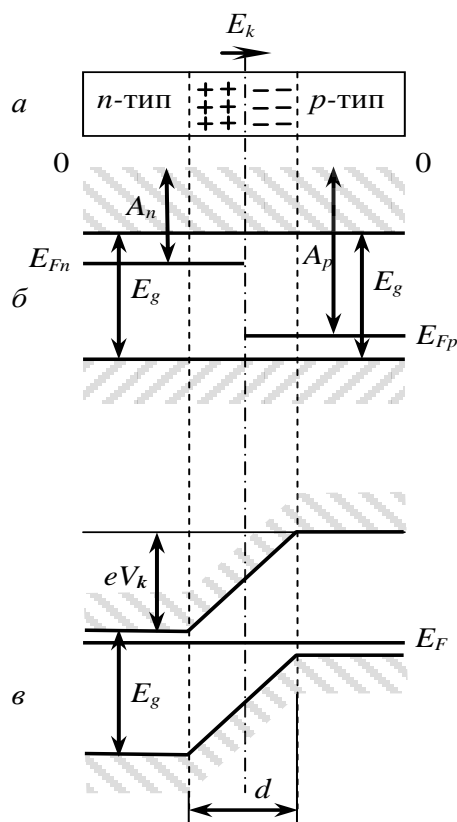


Рисунок 1 – Схема электронно-дырочного перехода:

а – образование двойного электрического слоя в контакте полупроводников с *n*- и *p*-типами проводимости; *б* и *в* – энергетические зоны в изолированных друг от друга полупроводниках и после образования *p-n*-перехода; A_n и A_p – работы выхода электронного и дырочного полупроводников; E_g – ширина запрещенной зоны; E_{Fn} и E_{Fp} – уровни Ферми; eV_k – высота потенциального барьера; d – толщина слоя *p-n*-перехода

Внешнее электрическое поле изменяет высоту потенциального барьера eV_k и нарушает равновесие потоков носителей тока через барьер. Внешнее поле, направление которого совпадает с полем E_k контактного слоя (рисунок 2, *а*), вызывает движение электронов в *n*-полупроводнике и дырок в *p*-полупроводнике от границы *p-n*-перехода в противоположные стороны. В результате запирающий слой расширяется и его сопротивление возрастает. Такое направление внешнего поля называют *запирающим (обратным)*. В запирающем направлении электрический ток через *p-n*-переход практически не проходит.

Внешнее электрическое поле, приложенное к p - n -переходу, противоположно полю контактного слоя (рисунок 2, б) и вызывает движение электронов и дырок к границе p - n -перехода навстречу друг другу.

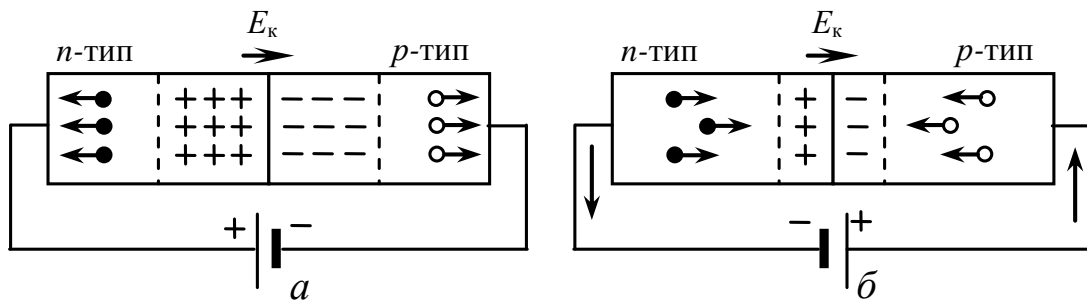


Рисунок 2 – Электронно-дырочный переход во внешнем электрическом поле:
 a – запирающее направление; $б$ – пропускное направление

В области перехода носители рекомбинируют, толщина и сопротивление контактного слоя его уменьшаются. При таком направлении внешнего поля электрический ток проходит сквозь p - n -переход от p - к n -полупроводнику. В результате p - n -переход приобретает *одностороннюю проводимость*, а направление приложенного поля называют *пропускным* или *прямым*.

Зависимость тока, протекающего через p - n -переход, от приложенного напряжения (вольтамперная характеристика) обладает резко выраженной нелинейностью (рисунок 3). При изменении знака U значение тока через p - n -переход изменяется в 10^5 – 10^6 раз. Благодаря этому электронно-дырочный переход является вентильным элементом, используемым в полупроводниковых диодах для выпрямления переменного тока.

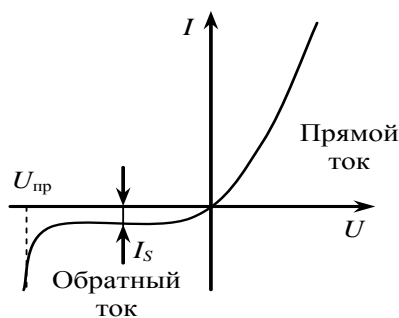


Рисунок 3 – Вольтамперная характеристика p - n -перехода:
 I_s – ток насыщения; $U_{пр}$ – напряжение пробоя

Гетеропереход – контакт двух разных по химическому составу полупроводников. На границе гетероперехода происходит изменение

свойств полупроводникового материала: структуры энергетических зон, ширины запрещенной зоны, эффективных масс носителей заряда, их подвижности и т. д. Гетеропереход называют *изотипным*, если он образован полупроводниками с одинаковым типом проводимости, и *анизотипным*, если механизмы проводимости контактирующих полупроводников разные.

Наибольшее практическое значение имеют гетеропереходы, образованные монокристаллами. Для получения идеальных монокристаллических гетеропереходов (без дефектов кристаллической решетки и поверхностных состояний на границе раздела полупроводников) необходимо, чтобы у полупроводников совпадали коэффициенты термического расширения, типы и периоды кристаллических решеток. Для получения гетеропереходов, близких к идеальным, периоды решеток полупроводников должны совпадать с точностью до $\sim 0,1\%$. В зависимости от способа получения гетероперехода толщина d переходной области между двумя однородными полупроводниками может колебаться в широких пределах. В наиболее «резких» гетеропереходах $d \approx 20 \text{ \AA}$, т. е. равна толщине 4–5 атомных слоев. Комбинации различных гетеропереходов образуют *гетероструктуры*.

Механизм протекания тока в гетеропереходах обусловлен различием в высотах потенциальных барьеров для электронов и дырок. При так называемом прямом смещении (см. *p-n*-переход) на анизотипном гетеропереходе не одинаковы как потоки носителей между полупроводниками с разной шириной запрещенной зоны, так и токи инжектированных электронов и дырок. Поэтому в гетеропереходах обычно происходит односторонняя инжекция носителей из широкозонного полупроводника (*эмиттера*) в узкозонный.

В электронной технике широко применяют гетеропереходы между полупроводниковыми монокристаллами типа $A^{III}B^V$, например, на основе арсенида галлия. Гетероструктуры получают также на основе многокомпонентных твердых растворов, период решетки которых не изменяется при изменении состава раствора в широких пределах. Изготавливают гетероструктуры методами эпитаксиального наращивания полупроводниковых кристаллов. Гетеропереходы используются в полупроводниковых приборах: транзисторах, тиристорах, гетеролазерах, светодиодах, фотодетекторах и др.

Лабораторная работа 1

Исследование характеристик выпрямительного диода

Цель работы:

- ознакомление с принципами работы полупроводникового диода;
- исследование вольтамперной характеристики (ВАХ) диода и определение основных параметров *p-n-перехода*;
- изучения влияния температуры на ВАХ диодов.

Приборы и материалы:

- лабораторный стенд К4826;
- комбинированные измерительные приборы Ц3101 и Ц4342;
- тестеры DT5801 и DT920A;
- диод (тип диода на выбор преподавателя);
- муфельная печь;
- термометр для контроля температуры печи.

1. Сведения из теории

Полупроводниковый диод представляет собой электронный прибор на основе *p-n-перехода*. Схема включения диода и его вольтамперная характеристика (ВАХ) представлены на рисунок 1.1.

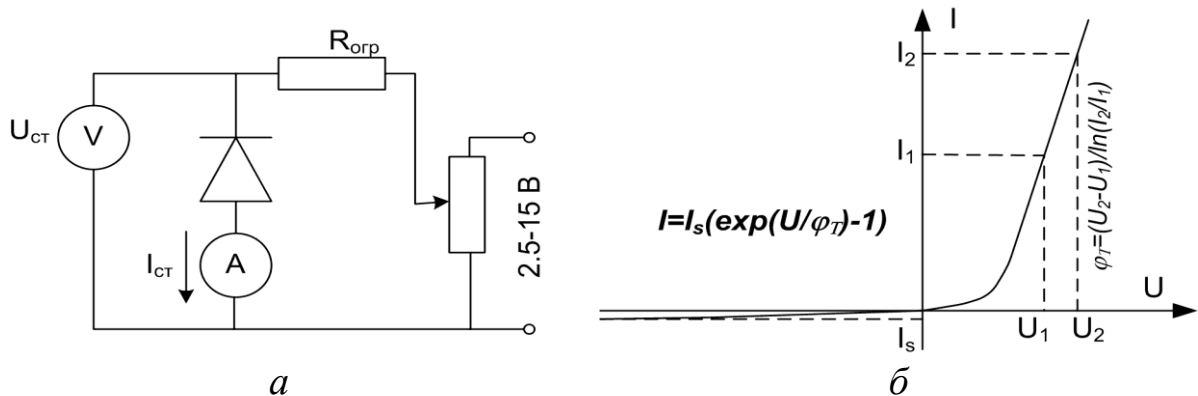


Рисунок 1.1 – Схема включения диода (а)
и его вольтамперная характеристика (б)

В идеализированном случае ВАХ описывается формулой Шокли [2]:

$$I = I_s (e^{U/\varphi_T} - 1), \quad (1.1)$$

где $\varphi_T = kT / q$ – тепловой потенциал;

T – абсолютная температура;

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана;

$q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – электрический заряд электрона.

Для гомогенного *p-n-перехода* ток насыщения (I_s) равен:

$$I_s = qn_i^2 \left(\frac{1}{N_a} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \frac{1}{N_d} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right) \approx I_0 e^{\frac{-\Delta E_z}{kT}}, \quad (1.2)$$

где $n_i = N_v \cdot N_c$ – плотность состояний нелегированного полупроводника;

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_{cn} kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \text{ – плотность состояний в зоне проводимости;}$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_{cp} kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \text{ – плотность состояний в валентной зоне;}$$

$h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка;

m_{cn} – эффективная масса электронов;

m_{cp} – эффективная масса дырок;

N_a – концентрации акцепторных примесей в *p*-области;

N_d – концентрации донорных примесей в *n*-области;

D_n – коэффициент диффузии электронов в *p*-области;

τ_n – время жизни электронов в *p*-области;

D_p – коэффициент диффузии дырок в *n*-области;

τ_p – время жизни дырок в *n*-области;

ΔE_z – ширина запрещённой зоны.

В случае гетероперехода выражение для тока насыщения записывается в виде:

$$I_s = q \left(\frac{N_n}{N_a} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} e^{\frac{-\Delta E_{zp}}{kT}} + \frac{N_v}{N_d} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} e^{\frac{-\Delta E_{zn}}{kT}} \right), \quad (1.3)$$

где N_v – плотность состояний в валентной зоне;

N_n – плотность состояний в зоне проводимости;

ΔE_{zp} – ширина запрещенной зоны для полупроводника *p*-типа;

ΔE_{zn} – ширина запрещенной зоны для полупроводника *n*-типа.

Как правило, при работе выпрямительного диода используется значительная разница между его электрическими сопротивлениями в прямой и обратной полярности включения. В результате этого

положительный сигнал проходит через диод с минимальными потерями, в то время как сигнал отрицательной полярности в значительной степени ослабляется.

Основные параметры p - n -перехода:

1) ток насыщения I_S (рисунок 1.1, б). В идеализированном случае ток насыщения I_S описывается уравнением (1.2).

2) температурный потенциал ϕ_T , который в идеализированном случае описывается следующей формулой

$$\phi_T = \frac{kT}{q}. \quad (1.4)$$

При описании процессов в реальных диодах вводят коэффициент неидеальности n , который показывает, на сколько реальное значение температурного потенциала (см. рисунок 1.1, б) отличается от теоретического (1.4) [3].

2. Экспериментальная часть

1) Собрать измерительную схему (см. рисунок 1.1, а).

2) Снять вольтамперную характеристику диода при комнатной температуре, определить значения I_S и ϕ_T (см. рисунок 1.1, б).

3) Включить муфельную печь и нагреть диод до 40 °С (регулятор нагрева в положении 3,6 А), температура печи контролируется термометром каждые 2–3 минуты с одновременным контролем изменения тока насыщения (при напряжении –20 В).

4) Снять вольтамперную характеристику диода при 40 °С, определить I_S и ϕ_T .

5) Нагреть диод до 60 °С (регулятор нагрева в положении 4,0 А), температура печи контролируется термометром каждые 2–3 минуты с одновременным контролем изменения тока насыщения (при напряжении –20 В).

6) Снять вольтамперную характеристику диода при 60 °С, определить I_S и ϕ_T .

7) Нагреть диод до 90 °С (регулятор нагрева в положении 4,4 А), температура печи контролируется термометром каждые 2–3 минуты с одновременным контролем изменения тока насыщения (при напряжении –20 В).

8) Снять вольтамперную характеристику диода при 90 °С, определить I_S и ϕ_T .

9) Построить графики зависимости I_S (как в процессе нагрева, так и по ВАХ) и ϕ_T от температуры.

10) По формуле (1.2) рассчитать теоретические значения φ_T при рассматриваемых температурах, построить соответствующий график и сравнить его с экспериментальными значениями, определить коэффициент неидеальности диода.

11) Сделать выводы.

3. Контрольные вопросы

1) Опишите устройство и принцип работы выпрямительного диода.

2) Нарисуйте условное графическое обозначение диода и схему его включения для измерения ВАХ.

3) Нарисуйте ВАХ диода и расскажите о физических процессах, определяющих её форму.

4) Перечислите основные параметры ВАХ диода и опишите методику их измерения.

5) Нарисуйте диаграммы энергетических уровней p - n -перехода в прямом и обратном смещении, поясните изменения в положении уровней Ферми.

6) Что такое коэффициент неидеальности p - n -перехода и как его определить?

7) Для чего применяют выпрямительные диоды?

Литература

1. Викулин, И. М. Физика полупроводниковых приборов / И. М. Викулин, В. И. Стафеев. – М. : Советское радио, 1980. – С. 7–56.

2. Зи, С. М. Физика полупроводниковых приборов / С. М. Зи. – М. : Энергия, 1984. – Т. 1. – С. 69–142.

3. Червяков, Г. Г. Электронные приборы / Г. Г. Червяков, С. Г. Прохоров, О. В. Шиндор. – Ростов-на-Дону : Феникс, 2012. – С. 8–38.

Лабораторная работа 2

Исследование характеристик стабилитрона

Цель работы:

- ознакомление с принципами работы стабилитрона;
- исследование вольтамперной характеристики (ВАХ) стабилитрона и определение его основных параметров;
- изучение влияния температуры на ВАХ стабилитронов.

Приборы и материалы:

- лабораторный стенд К4826;
- комбинированные измерительные приборы 43101 и Ц4342;
- мультиметры DT5801 и DT920A;
- стабилитрон КС175Ж;
- муфельная печь и термометр для контроля температуры печи.

1. Сведения из теории

Стабилитронами, или опорными диодами, называют кремниевые диоды, работающие в режиме электрического пробоя и предназначенные для стабилизации электрического напряжения [1]. Схема включения стабилитрона и его типичная вольтамперная характеристика (ВАХ) представлены на рисунке 2.1.

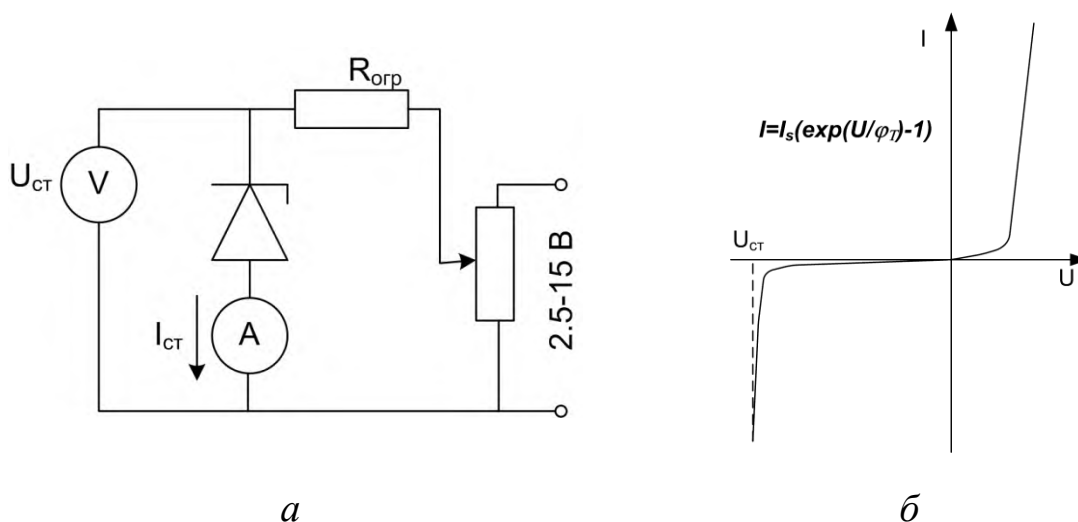


Рисунок 2.1 – Схема включения стабилитрона (а) и его вольтамперная характеристика (б)

Основные параметры стабилитрона:

- 1) напряжение стабилизации $U_{ст}$, которое практически совпадает с напряжением пробоя стабилитрона (рисунок 2.1, б);

2) динамическое (дифференциальное) сопротивление в режиме пробоя:

$$r_{\text{диф}} = \frac{dU}{dI}; \quad (2.1)$$

3) температурный коэффициент напряжения стабилизации:

$$\text{ТКН} = \frac{1}{U_{\text{ст}}} \cdot \frac{dU_{\text{ст}}}{dT} \cdot 100 \%. \quad (2.2)$$

В работе стабилитрона используется эффект нарастания электрического тока при сохранении практического постоянного напряжения, возникающий при электрическом пробое p - n -перехода. Данный эффект наблюдается при подаче на диод значительного напряжения отрицательной полярности. При этом различают три вида электрического пробоя: лавинный, туннельный и тепловой.

В основе **туннельного пробоя** лежит туннельный эффект, то есть просачивание электронов с энергией E сквозь потенциальный барьер величиной $E_0 > E$, если толщина последнего W достаточно мала (рисунок 2.2, а) [2]. Он более вероятен для низковольтных стабилитронов на базе сильно легированных полупроводников. Вероятность такого перехода $T_{\text{тун}}$ равна [3]:

$$T_{\text{тун}} = \left[1 + \frac{E_0^2 \sin^2 h^2 \left(W \sqrt{\frac{2m^*}{h^2} (E_0 - E)} \right)}{4E (E_0 - E)} \right]^{-1}, \quad (2.3)$$

где m^* – эффективная масса носителей заряда (электронов).

При этом величина тока $I_{\text{тун}}$, возникающего при туннельном пробое, составляет [3]:

$$I_{\text{тун}} = \frac{q^3 \xi U \sqrt{2m^*}}{4\pi^2 h^2 \Delta E_g^{\frac{1}{2}}} \exp \left(-\frac{4\Delta E_g^{\frac{1}{2}} \sqrt{2m^*}}{3q\zeta h} \right). \quad (2.4)$$

где ξ – электрическое поле в p - n -переходе;

ΔE_g – ширина запрещённой зоны;

U – величина приложенного напряжения;

q – элементарный электрический заряд.

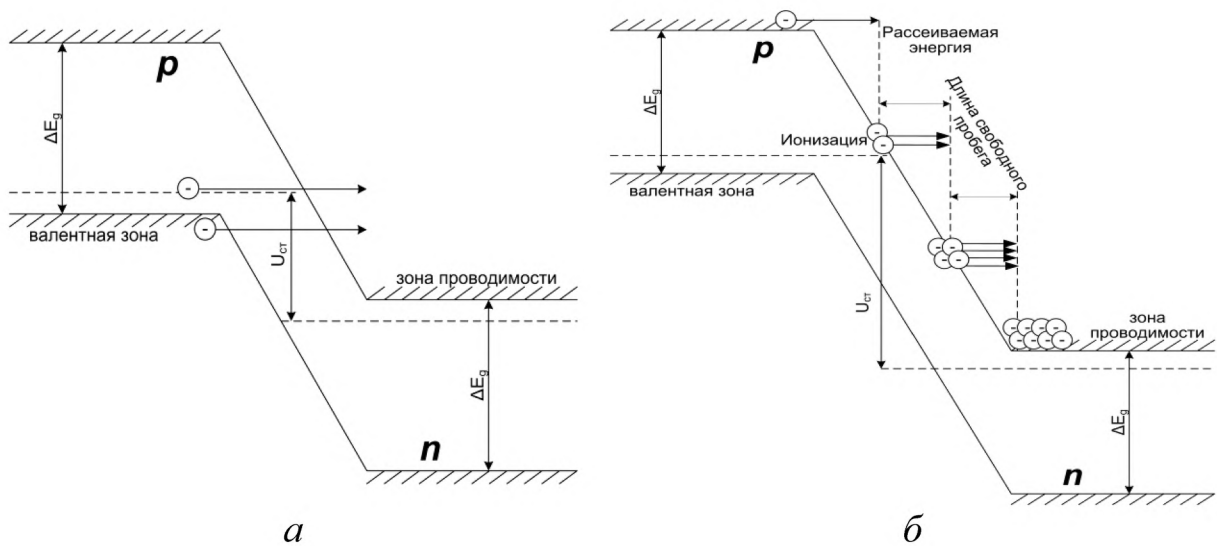


Рисунок 2.2 – Энергетическая диаграмма p - n -перехода при его обратном включении и схема перемещения электронов из p -области в n -область при туннельном переходе (а) и лавинном умножении (б)

В основе **лавинного пробоя** лежит ударная ионизация, обусловленная ускорением неосновных носителей заряда (ток насыщения) в сильном электрическом поле p - n -перехода с их последующим соударением с нейтральными атомами полупроводника, в результате чего за счёт рассеяния кинетической энергии носителей образуются новые электронно-дырочные пары. Такой процесс характерен для стабилитронов с высокоомной базой (слабо легированных), если ширина области объёмного заряда p - n -перехода (d) превышает длину свободного пробега (l).

Для описания лавинного пробоя на практике используют коэффициент умножения тока M , определяемый по эмпирической формуле [4]:

$$M = \frac{I}{I_s} = \left[1 - \left(\frac{U}{U_{\text{проб}}} \right)^c \right]^{-1}, \quad (2.5)$$

где I – ток лавинного пробоя;

I_s – ток насыщения p - n -перехода;

U – напряжение;

$c = 2 \div 6$ – постоянный коэффициент, определяемый типом полупроводникового материала;

$U_{\text{проб}}$ – напряжение лавинного пробоя, определяемое соотношением [1]:

$$U_{\text{проб}} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2qN} \xi_{\text{кр}}^2 \cong 60 \left(\frac{\Delta E_3}{1,1} \right)^{\frac{6}{5}} \left(\frac{a}{3} \times 10^{20} \right)^{-\frac{2}{5}}, \quad (2.6)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника;

ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума;

N – концентрация примеси;

a – градиент концентрации примеси в см^{-4} ;

$\xi_{\text{кр}}$ – критическое значение электрического поля в полупроводнике.

Экспериментально установлено, что для кристаллического кремния при величине напряжения $U < 4\Delta E_g/q$ преобладающим является туннельный пробой, при $U > 6\Delta E_g/q$ – лавинный пробой, при $U = 4 \div 6 \Delta E_g/q$ проявляются оба эффекта [3].

Явление **теплового пробоя** связано с тем, что при прохождении обратного тока I_s в p - n -переходе выделяется определенное количество тепла. Если оно превышает количество тепла, отводимое от перехода, то температура p - n -перехода начинает повышаться, что приводит к увеличению концентрации носителей заряда и росту обратного тока:

$$I_s = I_0 \cdot \exp(-\Delta E_g/kT), \quad (2.7)$$

где T – абсолютная температура;

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана;

I_0 – некоторая постоянная, не зависящая от температуры. Тепловой пробой происходит при выполнении условия [4]:

$$I_s U \left(\frac{\Delta E_g}{kT^2} \right) > \frac{1}{R_T}, \quad (2.8)$$

где $R_T = \frac{T - T_k}{P_0}$ – тепловое сопротивление диода;

T_k – температура корпуса и P_0 – отводимая мощность.

2. Экспериментальная часть

1) Собрать измерительную схему (рисунок 2.1, а).

2) Снять вольтамперную характеристику стабилитрона при комнатной температуре (прямую и обратную ветвь), определить $r_{\text{диф}}$ по формуле (2.1) и $U_{\text{ст}}$.

3) Включить муфельную печь и нагреть стабилитрон до 40°C (регулятор нагрева в положении 3,6 А), температура печи контролируется термометром каждые 2–3 минуты с одновременным контролем изменения напряжения стабилизации при токе пробоя в 60 мА.

4) Снять вольтамперную характеристику стабилитрона при 40°C , определить $r_{\text{диф}}$ и $U_{\text{ст}}$.

5) Нагреть стабилитрон до 60 °С (регулятор нагрева в положении 4,0А), температура печи контролируется термометром каждые 2–3 минуты с одновременным контролем изменения напряжения стабилизации при токе пробоя в 60 мА.

6) Снять вольтамперную характеристику стабилитрона при 60 °С, определить $r_{\text{диф}}$ и $U_{\text{ст}}$.

7) Нагреть стабилитрон до 90 °С (регулятор нагрева в положении 4,4А), температура печи контролируется термометром каждые 2–3 минуты с одновременным контролем изменения напряжения стабилизации при токе пробоя в 60 мА.

8) Снять вольтамперную характеристику стабилитрона при 90 °С, определить $r_{\text{диф}}$ и $U_{\text{ст}}$.

9) Построить графики зависимости $U_{\text{ст}}$ (как в процессе нагрева, так и по ВАХ) и $r_{\text{диф}}$ от температуры, найти значения ТКН (по формуле 2.2).

10) Сравнить полученные зависимости и сделать выводы.

3. Контрольные вопросы

1) Опишите принципы работы стабилитрона. Какие типы пробоя *p-n-перехода* могут использоваться в данном приборе?

2) Нарисуйте условное графическое обозначение стабилитрона и схему его включения для стабилизации напряжения.

3) Нарисуйте ВАХ стабилитрона и расскажите о физических процессах, определяющих её форму.

4) Перечислите основные параметры кремниевого стабилитрона и опишите методику их измерения.

5) Для чего стабилитроны применяют в электронной аппаратуре?

Литература

1. Лысенко, А. П. Исследование основных параметров кремниевых стабилитронов : методические указания к лабораторной работе № 30 по дисциплине «Микроэлектроника» / А. П. Лысенко. – Москва : МГИЭМ, 2005. – <http://fe.miem.edu.ru>.

2. Викулин, И. М. Физика полупроводниковых приборов / И. М. Викулин, В. И. Стафеев. – М. : Советское радио, 1980. – С. 36–56.

3. Зи, С. М. Физика полупроводниковых приборов / С. М. Зи. – М. : Энергия, 1984. – Т. 1. – С. 103–117.

4. Червяков, Г. Г. Электронные приборы / Г. Г. Червяков, С. Г. Прохоров, О. В. Шиндор. – Ростов-на-Дону : Феникс, 2012. – С. 45–51.

Лабораторная работа 3

Исследование характеристик полевого транзистора

Цель работы:

- ознакомление с принципами работы полевого транзистора (ПТ) и схемами его включения;
- исследование характеристик полевого транзистора.

Приборы и материалы:

- лабораторный стенд К4826;
- комбинированные измерительные приборы 43101 и Ц4342;
- мультиметры DT5801 и DT920A;
- полевой транзистор (КП103, КП303, IRF740 или IRF9530 – на выбор преподавателя).

1. Сведения из теории

Полевыми (униполярными) транзисторами (ПТ) называются транзисторы, работа которых основана на управлении размерами токопроводящей области (канала) посредством изменения напряжённости поперечно приложенного электрического поля. Протекание в полевом транзисторе рабочего тока обусловлено носителями заряда только одного знака (электронами или дырками), поэтому такие приборы часто включают в более широкий класс униполярных электронных приборов (в отличие от биполярных). Различают два вида полевых транзисторов: с *управляющим p - n -переходом* и с *изолированным затвором*. Все они имеют три электрода (рисунок 3.1): *исток* (источник носителей тока), *затвор* (управляющий электрод) и *сток* (электрод, куда стекают носители). Область, толщина и поперечное сечение которой управляется внешним напряжением на управляющем *p - n -переходе* и по которой проходит управляемый ток основных носителей, называют *каналом*.

Электропроводность канала может быть как *n -*, так и *p -*типа. Поэтому по электропроводности канала различают полевые транзисторы с *n -каналом* и *p -каналом* (рисунок 3.1, б). Все полярности напряжений смещения, подаваемых на электроды транзисторов с *n -* и с *p -каналом*, противоположны.

Управление током стока, то есть током от внешнего относительно мощного источника питания в цепи нагрузки, происходит

при изменении обратного напряжения на p - n -переходе затвора. В связи с малостью обратных токов мощность, необходимая для управления током стока и потребляемая от источника сигнала в цепи затвора, оказывается ничтожно малой. Поэтому полевой транзистор может обеспечить усиление электромагнитных колебаний как по мощности, так и по току и напряжению.

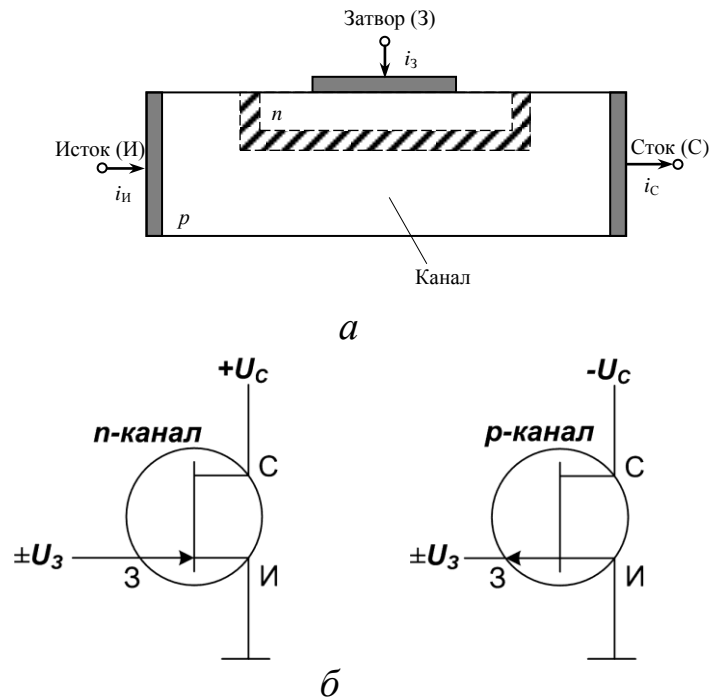


Рисунок 3.1 – Упрощённая схема полевого транзистора (а) и схематическое изображение полевых транзисторов с управляющим p - n -переходом для n - и p -каналов (б)

Таким образом, полевой транзистор по принципу действия аналогичен вакуумному триоду. Исток в полевом транзисторе подобен катоду вакуумного триода, затвор – сетке, сток – аноду. Но при этом полевой транзистор существенно отличается от вакуумного триода. Во-первых, для работы полевого транзистора не требуется подогрева катода. Во-вторых, любую из функций истока и стока может выполнять каждый из этих электродов. В-третьих, полевые транзисторы могут быть сделаны как с n -каналом, так и с p -каналом, что позволяет удачно сочетать эти два типа полевых транзисторов в схемах.

Полевой транзистор можно включать по одной из трех основных схем: с общим истоком (ОИ), общим стоком (ОС) и общим затвором (ОЗ). На практике чаще всего применяется схема с ОИ. Каскад с общим истоком даёт очень большое усиление тока и мощности. Схема с ОЗ не даёт усиления тока, и поэтому усиление мощности в ней во

много раз меньше, чем в схеме ОИ. Каскад ОЗ обладает низким входным сопротивлением, в связи с чем он имеет ограниченное практическое применение в усилительной технике.

Транзистор с управляющим p - n -переходом – это полевой транзистор, затвор которого изолирован (т. е. отделён в электрическом отношении) от канала p - n -переходом, смещённым в обратном направлении.

Удельное сопротивление слоя n (затвора) намного меньше удельного сопротивления слоя p (канала), поэтому область p - n -перехода, обедненная подвижными носителями заряда и имеющая очень большое удельное сопротивление, расположена главным образом в слое p .

Если типы проводимости слоев полупроводника в рассмотренном транзисторе изменить на противоположные, то получим полевой транзистор с управляющим p - n -переходом и каналом n -типа. Если положительное напряжение подать между затвором и истоком транзистора с каналом p -типа ($U_{зи} > 0$), то оно сместит p - n -переход в обратном направлении.

При увеличении обратного напряжения на переходе он расширяется в основном за счет канала (в силу указанного выше различия в удельных сопротивлениях). Увеличение ширины перехода уменьшает толщину канала и, следовательно, увеличивает его сопротивление. Это приводит к уменьшению тока между истоком и стоком. Именно это явление позволяет управлять током с помощью напряжения и соответствующего ему электрического поля. Если напряжение $U_{зи}$ достаточно велико, то канал полностью перекрывается областью p - n -перехода (напряжение отсечки).

В рабочем режиме p - n -переход должен находиться под обратным или нулевым напряжением. Поэтому в рабочем режиме ток затвора примерно равен нулю ($I_3 \approx 0$), а ток стока практически равен току истока.

Полевой транзистор с изолированным затвором – это транзистор, затвор которого отделен в электрическом отношении от канала слоем диэлектрика. Физической основой работы таких транзисторов является эффект поля, который состоит в изменении концентрации свободных носителей заряда в приповерхностной области полупроводника под действием внешнего электрического поля. В соответствии с их структурой такие транзисторы называют **МДП-транзисторами** (металл-диэлектрик-полупроводник) или **МОП-транзисторами** (металл-оксид-полупроводник). Существуют две разновидности МДП-транзисторов: с индуцированным и со встроенным каналами. На рисунке 3.2 показан принцип устройства транзистора со встроенным каналом.

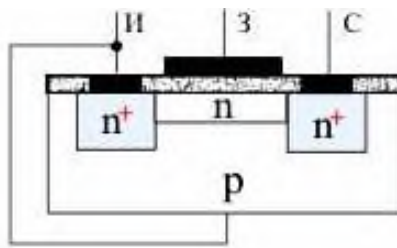


Рисунок 3.2 – Устройство МДП-транзистора со встроенным каналом n -типа

Основанием (подложкой) служит кремниевая пластинка с электропроводностью p -типа. В ней созданы две области с электропроводностью n^+ -типа с повышенной проводимостью. Эти области являются истоком и стоком и от них сделаны выводы. Между стоком и истоком имеется приповерхностный канал с электропроводностью n -типа. Заштрихованная область – диэлектрический слой из диоксида кремния (его толщина обычно составляет 0,1–0,2 мкм). Сверху диэлектрического слоя расположен затвор в виде тонкой металлической пленки. Кристалл такого транзистора обычно соединен с истоком, и его потенциал принимается за нулевой. Иногда от кристалла бывает сделан отдельный вывод.

Если к затвору приложено нулевое напряжение, то при подаче между стоком и истоком напряжения через канал потечет ток, представляющий собой поток электронов. Через кристалл ток не пойдет, так как один из p - n -переходов находится под обратным напряжением. При подаче на затвор напряжения отрицательной полярности относительно истока (следовательно, и кристалла) в канале образуется поперечное электрическое поле, которое выталкивает электроны из канала в области истока, стока и кристалла. Канал обедняется электронами, его сопротивление увеличивается, ток уменьшается. Чем больше напряжение на затворе, тем меньше ток. Такой режим называется **режимом обеднения**. Если подать положительное напряжение на затвор, то под действием поля из областей стока, истока и кристалла в канал будут приходить электроны. Сопротивление канала падает, ток увеличивается. Такой режим называется **режимом обогащения**. Если кристалл n -типа, то канал должен быть p -типа – и полярность напряжения меняется на противоположную.

Основными характеристиками полевого транзистора являются **стокзатворная ВАХ** (зависимость тока в канале I_C от напряжения на затворе $U_{ЗИ}$) и **выходная ВАХ** (зависимость тока в канале I_C от напряжения между стоком и истоком $U_{СИ}$). Схемы включения различных типов полевых транзисторов и соответствующие характеристики представлены на рисунке 3.3.

	ПТ с <i>n</i> -каналом			ПТ с <i>p</i> -каналом		
	Полярность напряжений	Сток-затворная ВАХ	Выходная ВАХ	Полярность напряжений	Сток-затворная ВАХ	Выходная ВАХ
С управляющим <i>p-n</i> переходом						
МОП/МДП (тип канала) Индуцированный						
МОП/МДП Встроенный						

Рисунок 3.3 – Схемы включения и характеристики полевых транзисторов

В ПТ используется движение только основных носителей заряда от истока к стоку через токопроводящий канал, проводимость которого регулируется за счёт изменения электрического поля на управляющем затворе. При этом основная регуляция осуществляется за счёт изменения ширины канала путём смещения области, обеднённой носителями заряда (режим обеднения), или за счёт увеличения концентрации носителей заряда, притягиваемых затвором (режим обогащения).

Основные параметры полевых транзисторов находятся из соответствующих ВАХ (рисунок 3.4), измеряемых согласно типовой схеме для исследования полевого транзистора (рисунок 3.5). К ним относятся:

- крутизна стокзатворной характеристики S (рисунок 3.4, б):

$$S = \frac{\Delta I_c}{\Delta U_{зи}}, \text{ мА/В}; \quad (3.1)$$

- внутреннее дифференциальное сопротивление r_i (рисунок 3.4, а):

$$r_i = \frac{\Delta U_{си}}{\Delta I_c}, \text{ Ом} \quad (3.2)$$

– коэффициент усиления по напряжению (рисунок 3.4, в):

$$K_U = \frac{\Delta U_{СИ}}{\Delta U_{ЗИ}} = \frac{\Delta U_{ВЫХ}}{\Delta U_{ВХ}}, \quad (3.3)$$

– предельный коэффициент усиления по напряжению K :

$$K = S \cdot r_i. \quad (3.4)$$

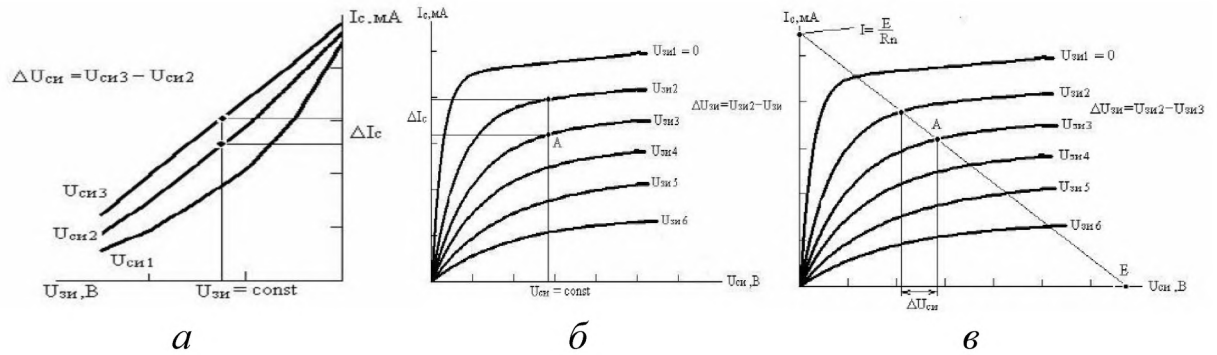


Рисунок 3.4 – Определение внутреннего дифференциального сопротивления (а), измерение крутизны стокзатворной характеристики (б) и коэффициента усиления по напряжению (в) для полевого транзистора

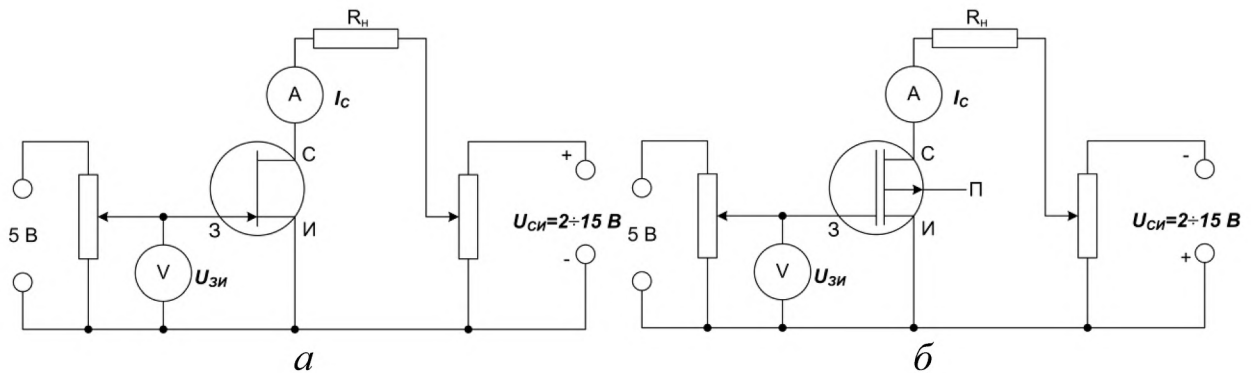


Рисунок 3.5 – Измерительная схема для исследования полевого транзистора: ПТ с управляющим p - n -переходом и каналом n -типа (а), МДП-транзистор с каналом p -типа (б).

2. Экспериментальная часть

1) Собрать измерительную схему, ориентируясь на тип исследуемого полевого транзистора (рисунок 3.5).

2) Снять стокзатворные ВАХ полевого транзистора (ток канала в зависимости от напряжения на затворе) при различных уровнях напряжения между стоком и истоком (для ПТ с каналом n -типа: $U_{СИ} = -5, 5, 10, 15$ В; для ПТ с каналом p -типа: $U_{СИ} = 5, -5, -10, -15$ В соответственно).

3) Снять выходные ВАХ полевого транзистора (ток канала в зависимости от напряжения сток-исток) при различных уровнях напряжения на затворе для ПТ с каналом n -типа: $U_{зи} = -5, -3, -1, 0, 1, 2$ В; для ПТ с каналом p -типа: $U_{зи} = -2, -1, 0, 1, 3, 5$ В соответственно.

4) Построить соответствующие графики (ВАХ).

5) Определить крутизну стокзатворной характеристики по формуле (3.1) для различных значений $U_{си}$.

6) Определить внутреннее дифференциальное сопротивление по формуле (3.2) для различных значений $U_{зи}$.

7) Определить коэффициент усиления по напряжению по формуле (3.3) и сравнить его с предельным значением (формула (3.4)).

8) Построить графики зависимостей $S(U_{си})$ и $r_i(U_{зи})$.

9) Сделать выводы.

3. Контрольные вопросы

1) Опишите принципы работы полевого транзистора. Что такое исток, сток, канал и затвор?

2) Какие типы полевых транзисторов вы знаете?

3) Нарисуйте условное графическое обозначение полевого транзистора и схему его включения для усиления сигнала.

4) Нарисуйте главную ВАХ ПТ и расскажите о физических процессах, определяющих её форму.

5) Перечислите основные параметры полевого транзистора и опишите методику их измерения.

6) Что такое МОП- и МДП-структуры?

7) Чем отличаются МДП-структуры со встроенным и индуцированным каналом?

8) Для чего применяют полевые транзисторы?

Литература

1. Викулин, И. М. Физика полупроводниковых приборов / И. М. Викулин, В. И. Стафеев. – М. : Советское радио, 1980. – С. 137–161.

2. Зи, С. М. Физика полупроводниковых приборов / С. М. Зи. – М. : Энергия, 1984. – Т1. – С. 325–450. – Т. 2. – С. 5–90.

3. Червяков, Г. Г. Электронные приборы / Г. Г. Червяков, С. Г. Прохоров, О. В. Шиндор. – Ростов-на-Дону : Феникс, 2012. – С. 124–135.

Лабораторная работа 4

Исследование характеристик биполярного транзистора

Цель работы:

- ознакомление с принципами работы биполярного транзистора и схемами его включения;
- исследование характеристик биполярного транзистора.

Приборы и материалы:

- лабораторный стенд К4826;
- комбинированные измерительные приборы 43101 и Ц4342;
- тестеры DT5801 и DT920A;
- биполярный транзистор (КТ315Б или КТ361Б – на выбор преподавателя);
- источник постоянного тока Б5-46.

1. Сведения из теории

Биполярными транзисторами называют полупроводниковые приборы с двумя взаимодействующими электрическими $p-n$ -переходами, которые способны усилить сигнал по мощности за счёт внешнего источника питания. В биполярном транзисторе в переносе тока одновременно принимают участие два типа носителей зарядов – электроны и дырки. Переход, работающий в прямом направлении, называется эмиттерным, а соответствующий крайний слой – эмиттером. Переход, работающий в обратном направлении, называется коллекторным, а соответствующий крайний слой – коллектором (рисунок 4.1).

При отключенном эмиттере ($p-n$ -переход включён в обратной полярности) ток коллектора $I_{к60}$ будет равен току насыщения I_S коллекторного $p-n$ -перехода, определяемого по формуле Шокли. Если же эмиттерный переход включается в прямом направлении, то инжектированные им основные носители заряда (дырки для $p-n-p$, электроны для $n-p-n$ структур) проходят через базу и увеличивают ток коллекторного перехода. При этом для уменьшения рекомбинационных потерь в базе, её ширина W должна быть меньше диффузионной длины соответствующих носителей заряда (L_p или L_n). Соответствующие схемы включения и энергетические диаграммы $n-p-n$ и $p-n-p$ транзисторов представлены на рисунках 4.2(а) и 4.2(б). Очевидно, что изменение тока коллектора при таком включении не может превышать изменения тока в эмиттере, т. е. коэффициент усиления по току будет

меньше 1, однако при $U_{кб} > I_{к}R_{н}$ можно получить усиление по мощности, так как нагрузочное сопротивление $R_{н}$ намного превышает сопротивление эмиттера при его прямом смещении.

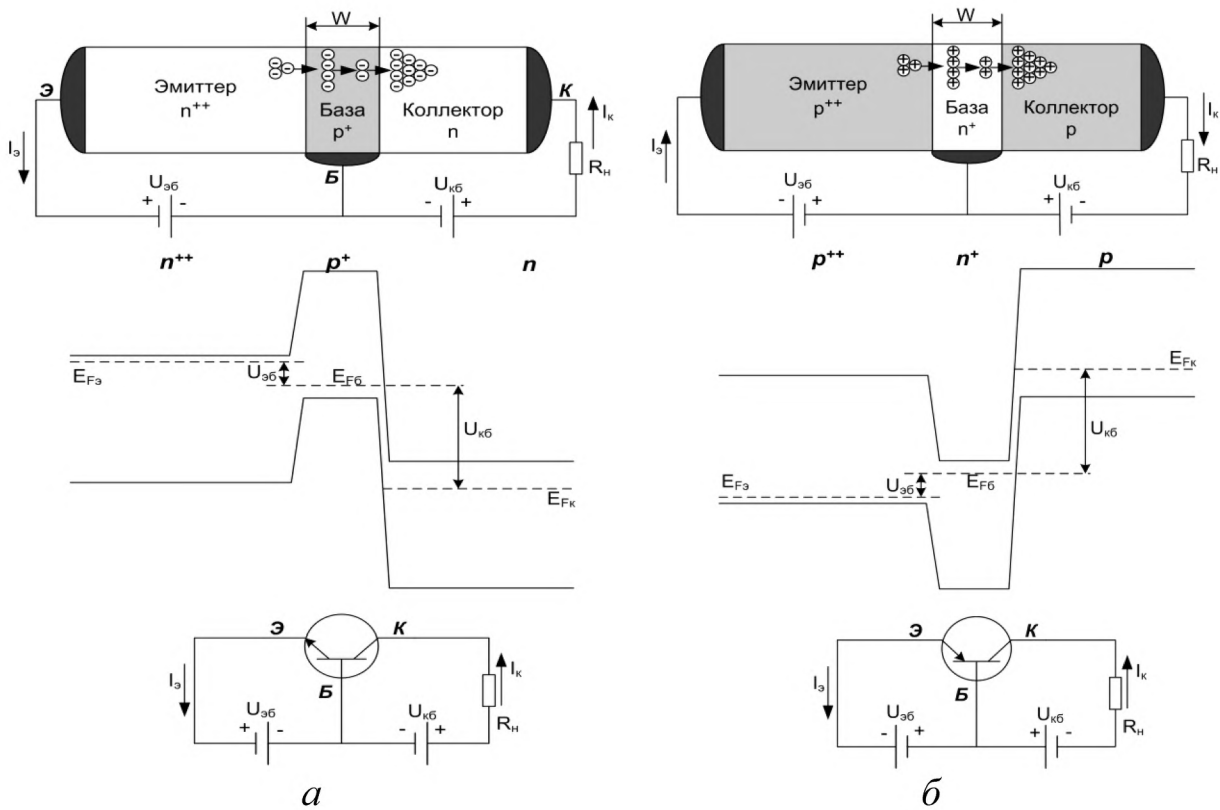


Рисунок 4.1 – Структура, энергетическая диаграмма при рабочих смещениях и эквивалентная электрическая схема $n-p-n$ (а) и $p-n-p$ (б) транзисторов при включении с общей базой

Усилительные свойства $n-p-n$ транзистора в схеме с общей базой (рисунок 4.1, а) характеризуются **коэффициентом передачи тока** $h_{21Б} = (I_{к}/I_{э})_{U_{кб}=const}$, который равен:

$$h_{21Б} = \frac{I_{к}}{I_{рэ} + I_{пэ}} = \frac{I_{нэ}}{I_{рэ} + I_{нэ}} \frac{I_{нк}}{I_{нэ}} \frac{I_{к}}{I_{нк}} = \gamma\beta\gamma_{к}, \quad (4.1)$$

где $\gamma = I_{нэ} / (I_{нэ} + I_{рэ}) = (1 + I_{рэ}/I_{нэ})^{-1}$ – эффективность эмиттера;

$\beta = I_{нк}/I_{нэ}$ – коэффициент переноса;

$\beta = I_{к}/I_{нк}$ – эффективность коллектора;

$I_{нэ}$ и $I_{рэ}$ – токи электронов и дырок через эмиттерный переход;

$I_{нк}$ и $I_{рк}$ – токи электронов и дырок через коллекторный переход.

Для получения высокой **эффективности эмиттера** необходимо выполнение условия $I_{нэ} \gg I_{рэ}$. Тогда, с учётом соотношений $I_{рэ} \sim D_{р}p_{н}/L_{р}$ и $I_{нэ} \sim D_{н}n_{п}/L_{н}$, получаем:

$$\gamma \approx 1 - I_{p3}/I_{n3} = 1 - D_p p_n L_n / D_n n_p L_p = 1 - \mu_{nn} \mu_{pn} \sigma_p W / \mu_{pp} \mu_{np} \sigma_n L_p, \quad (4.2)$$

где D_p и D_n – коэффициенты диффузии дырок и электронов;
 L_p и L_n – диффузионная длина для дырок и электронов;
 p_n и n_p – концентрация дырок и электронов в n - и p -областях соответственно;

μ_{pp} и μ_{pn} – подвижность дырок, а μ_{np} и μ_{nn} – подвижность электронов в p - и n -областях эмиттерного перехода;

σ_p и σ_n – проводимость p - и n -областей.

Так как $p_n n_n = n_p p_p$, то в качестве эмиттерного применяется несимметричный n^{++}/p^+ переход, в котором $n_n \gg p_p$, причём $L_n, L_p \gg W$.

Коэффициент переноса β на частоте ω может быть выражен согласно формуле

$$\beta = sch \left(\frac{W}{L_n} \sqrt{1 + j\omega\tau_n} \right), \quad (4.3)$$

для низких частот $\omega\tau_n \ll 1$ и малой ширины базы $L_n, L_p \gg W$, с учётом рекомбинации:

$$\beta = sch \left(\frac{W}{L_n} \right) \approx 1 - 0,5 \left(\frac{W}{L_n} \right)^2 - \frac{sS_s W}{S_3 D_p} = 1 - (W/L_n)^2 (0,5 + sA\tau_n/S_3), \quad (4.4)$$

где s – скорость поверхностной рекомбинации;

$S_s = AW$ – площадь поверхности рекомбинации;

S_3 – площадь эмиттера.

По аналогии с эмиттером, выражение для эффективности коллектора записывается в виде:

$$\gamma_k = 1 + I_{pk} / I_{nk} = 1 + \mu_p p / \mu_n n. \quad (4.5)$$

Существует три основные схемы включения транзистора (рисунок 4.2): с общей базой (ОБ), с общим эмиттером (ОЭ) или общим коллектором (ОК). При этом выделяют три соответствующих коэффициента передачи по току:

1) схема с ОБ (рисунок 4.2, а): $h_{21Б}$ задаётся соотношением (4.1);

2) схема с ОЭ (рисунок 4.2, б):

$$h_{21Э} = I_k / I_3 = I_k / (I_3 - I_k) = h_{21Б} / (1 - h_{21Б}); \quad (4.6)$$

3) схема с ОК (рисунок 4.2, в):

$$h_{21К} = I_3 / I_6 = I_3 / (I_3 - I_k) = 1 / (1 - h_{21Б}). \quad (4.7)$$

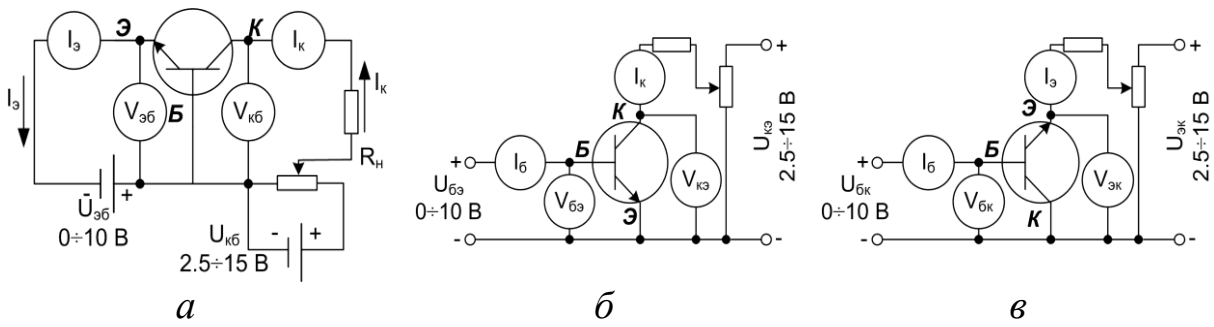


Рисунок 4.2 – Схемы включения биполярного транзистора:
с общей базой – ОБ (а), с общим эмиттером – ОЭ (б),
с общим коллектором – ОК (в)

Как правило, при расчёте схем на транзисторах удобно представить его в виде линейного четырёхполюсника, характеризуемого входными U_1 и I_1 и выходными U_2 и I_2 напряжениями и токами. Соответствующие входные и выходные вольтамперные характеристики для каждой из рассматриваемых схем включения транзистора представлены на рисунке 4.3.

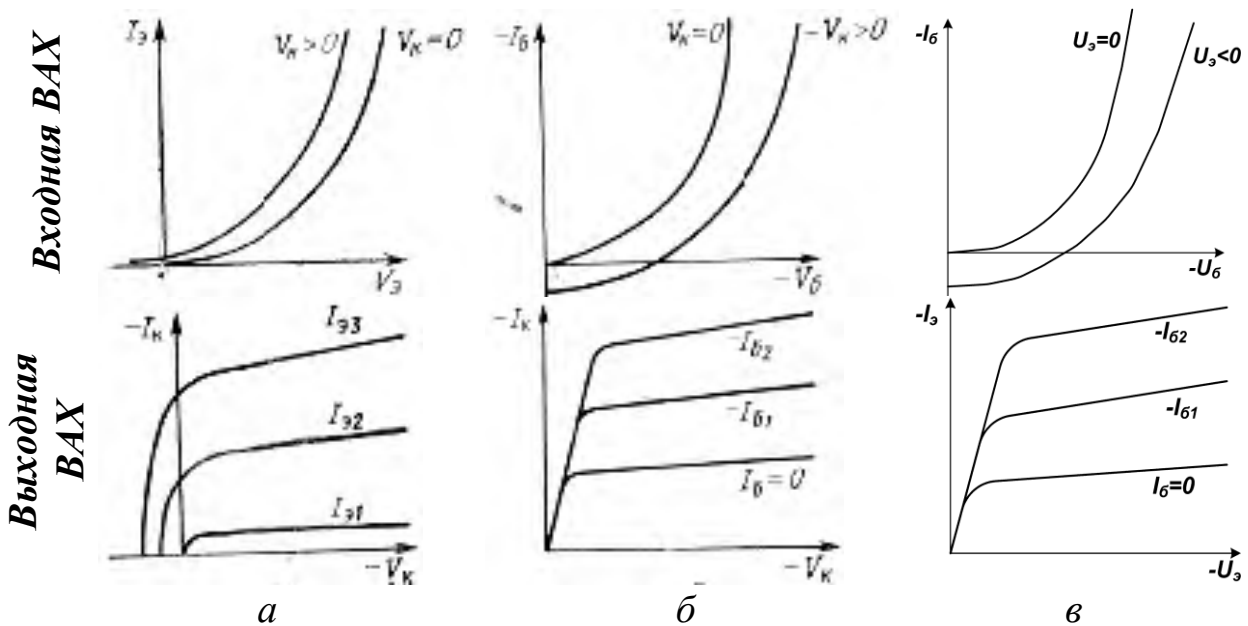


Рисунок 4.3 – Входные и выходные вольтамперные характеристики (ВАХ) транзистора по схеме: с общей базой – ОБ (а), с общим эмиттером – ОЭ (б), с общим коллектором – ОК (в)

Для описания транзистора используют три основные системы параметров:

1) **Z-параметры** (сопротивление):

$$U_1 = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2,$$

$$U_2 = Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2,$$

$$(4.8)$$

где $Z_{11} = (U_1 / I_1)_{I_2 = 0}$ – входное сопротивление транзистора при холостом ходе на выходе;

$Z_{12} = (U_1 / I_2)_{I_1 = 0}$ – сопротивление обратной связи при холостом ходе на входе;

$Z_{21} = (U_2 / I_1)_{I_2 = 0}$ – сопротивление прямой передачи при холостом ходе на выходе;

$Z_{22} = (U_2 / I_2)_{I_1 = 0}$ – выходное сопротивление транзистора при холостом ходе на входе.

2) **Y-параметры** (проводимость):

$$\begin{aligned} I_1 &= Y_{11}U_1 + Y_{12}U_2, \\ I_2 &= Y_{21}U_1 + Y_{22}U_2, \end{aligned} \quad (4.9)$$

где $Y_{11} = (I_1 / U_1)_{U_2 = 0}$ – входная проводимость транзистора при короткозамкнутом выходе;

$Y_{12} = (I_1 / U_2)_{U_1 = 0}$ – проводимость обратной связи при коротком замыкании на входе;

$Y_{21} = (I_2 / U_1)_{U_2 = 0}$ – проводимость прямой передачи при коротком замыкании на выходе;

$Y_{22} = (I_2 / U_2)_{U_1 = 0}$ – выходная проводимость транзистора при короткозамкнутом входе.

3) **H-параметры** (гибридные):

$$\begin{aligned} U_1 &= h_{11}I_1 + h_{12}U_2, \\ I_2 &= h_{21}I_1 + h_{22}U_2, \end{aligned} \quad (4.10)$$

где $h_{11} = (U_1 / I_1)_{U_2 = 0}$ – входное сопротивление транзистора при короткозамкнутом выходе;

$h_{12} = (U_1 / U_2)_{I_1 = 0}$ – коэффициент обратной связи по напряжению при холостом ходе на входе транзистора;

$h_{21} = (I_2 / I_1)_{U_2 = 0}$ – коэффициент передачи тока при короткозамкнутом выходе;

$h_{22} = (I_2 / U_2)_{I_1 = 0}$ – выходная проводимость транзистора при холостом ходе на входе.

2. Экспериментальная часть

1) Собрать измерительную схему с общей базой (рисунок 2, а), для эмиттерного перехода использовать источник постоянного тока Б5-46, для коллекторного – блок питания на 15 В от стенда К-4826 ограничительным резистором 100 Ом.

2) Снять входную вольтамперную характеристику транзистора (прямую и обратную ветви) при закороченном коллекторном переходе, определить напряжение пробоя эмиттерного перехода.

3) Снять выходную вольтамперную характеристику транзистора (прямую и обратную ветви) при закороченном эмиттерном переходе.

4) Убедиться в работоспособности транзистора (оба $p-n$ -перехода должны обладать ВАХ, характерными для диода), в случае необходимости, заменить прибор.

5) Снять выходную вольтамперную характеристику транзистора (рисунок 4.3, а), варьируя напряжение в цепи коллектора при токах в цепи эмиттера в 30, 60, 90 и 120 мА (задаются блоком питания Б5-46), определить параметры Z_{22} по формуле (4.8) и h_{21} по формуле (4.10).

6) Снять входную вольтамперную характеристику транзистора (рисунок 4.3, а), варьируя напряжение в цепи эмиттера при напряжении в цепи коллектора в 5, 10 и 15 В, определить параметры Z_{11} по формуле (4.8).

7) Сделать выводы.

3. Контрольные вопросы

1) Назовите два типа биполярных транзисторов и перечислите их составные части.

2) Чем эмиттер отличается от коллектора?

3) Опишите принципы работы $n-p-n$ биполярного транзистора и охарактеризуйте основные рабочие режимы.

4) Перечислите основные схемы включения биполярных транзисторов и охарактеризуйте их входные / выходные вольтамперные характеристики.

5) Какие параметры используются для описания работы биполярного транзистора?

6) Запишите систему гибридных уравнений для биполярного транзистора. Что такое h_{21} и как он определяется в схеме включения с общей базой?

7) Для каких целей используются биполярные транзисторы?

Литература

1. Викулин, И. М. Физика полупроводниковых приборов / И. М. Викулин, В. И. Стафеев. – М. : Советское радио, 1980. – С. 93–135.

2. Зи, С. М. Физика полупроводниковых приборов / С. М. Зи. – М. : Энергия, 1984. – Т. 1. – С. 142–202.

3. Червяков, Г. Г. Электронные приборы / Г. Г. Червяков, С. Г. Прохоров, О. В. Шиндор. – Ростов-на-Дону : Феникс, 2012. – С. 70–124.

Лабораторная работа 5

Исследование характеристик тиристора

Цель работы:

- ознакомление с принципами работы тиристора и схемами его включения.
- измерение вольтамперных характеристик тиристора и определение его основных параметров.

Приборы и материалы:

- лабораторный стенд;
- комбинированные измерительные приборы 43101 и Ц4342;
- тестеры DT5801 и DT920A;
- тиристор (КУ101Б, S6050J или BT103 – на выбор преподавателя).

1. Сведения из теории

Тиристорами называют большое семейство полупроводниковых приборов, которые обладают бистабильными характеристиками и способны переключаться из одного состояния в другое. В одном состоянии тиристор имеет высокое сопротивление и малый ток (закрытое или выключенное), в другом – низкое сопротивление и большой ток (открытое или включенное). Принцип действия тиристора тесно связан с принципом действия биполярного транзистора, в котором и электроны, и дырки участвуют в механизме проводимости. В зависимости от количества выводов различают динисторы (два – анод/катод) и тринисторы (три – анод/катод и управляющий электрод) [1]. Основные схемы тиристорной структуры показаны на рисунке 5.1.

Тиристор представляет собой четырёхслойный полупроводник структуры $p-n-p-n$, содержащий три последовательно соединённых $p-n$ -перехода J_1, J_2, J_3 . Контакт к внешнему p -слою называется анодом, к внешнему n -слою – катодом. В общем случае $p-n-p-n$ -прибор может иметь до двух управляющих электродов (баз), присоединённых к внутренним слоям. Подачей сигнала на управляющий электрод производится управление тиристором (изменение его состояния). Прибор без управляющих электродов называется *диодным тиристором* или *динистором*. Такие приборы управляются напряжением, приложенным между основными электродами. Прибор с одним управляющим электродом называют *триодным тиристором*, или *тринистором* (рисунок 5.2). В зависимости от того, к какому слою полупроводника подключён управляющий электрод, тринисторы бывают управляемыми по аноду и по катоду. Наиболее распространены последние.

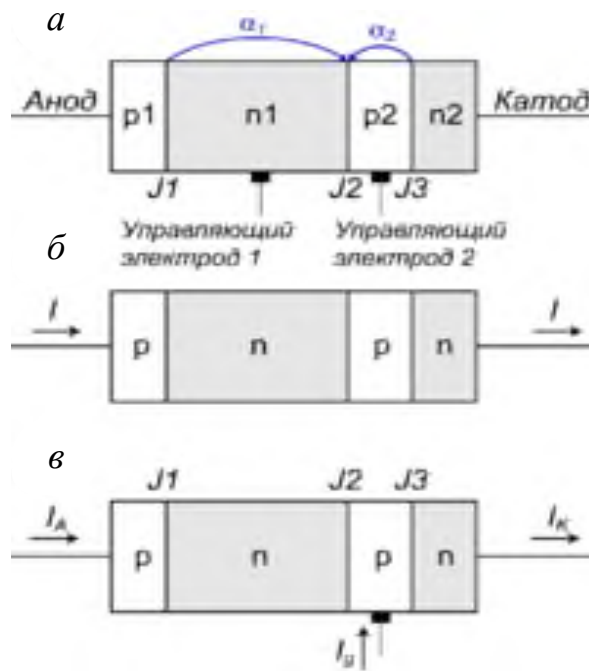


Рисунок 5.1 – Схемы тиристора (слева):
а – основная четырёхслойная *p-n-p-n*-структура, *б* – диодный тиристор,
в – триодный тиристор (тринистор)



Рисунок 5.2 – Обозначение тринистора на схемах

Тиристоры, имеющие управляющий электрод, делятся на запираемые и незапираемые. Незапираемые тиристоры, как следует из названия, не могут быть переведены в закрытое состояние с помощью сигнала, подаваемого на управляющий электрод. Такие тиристоры закрываются, когда протекающий через них ток становится меньше тока удержания. На практике это обычно происходит в конце полуволны сетевого напряжения.

Тиристор имеет нелинейную **вольт-амперную характеристику** (ВАХ) с участком отрицательного дифференциального сопротивления (рисунок 5.3,б). По сравнению, например, с транзисторными ключами, управление тиристором имеет некоторые особенности. Переход тиристора из одного состояния в другое в электрической цепи происходит скачком (лавинообразно) и осуществляется внешним воздействием на прибор: либо напряжением (током), либо светом

(для фототиристора). После перехода тиристора в открытое состояние он остаётся в этом состоянии даже после прекращения управляющего сигнала, если протекающий через тиристор ток превышает некоторую величину, называемую током удержания.

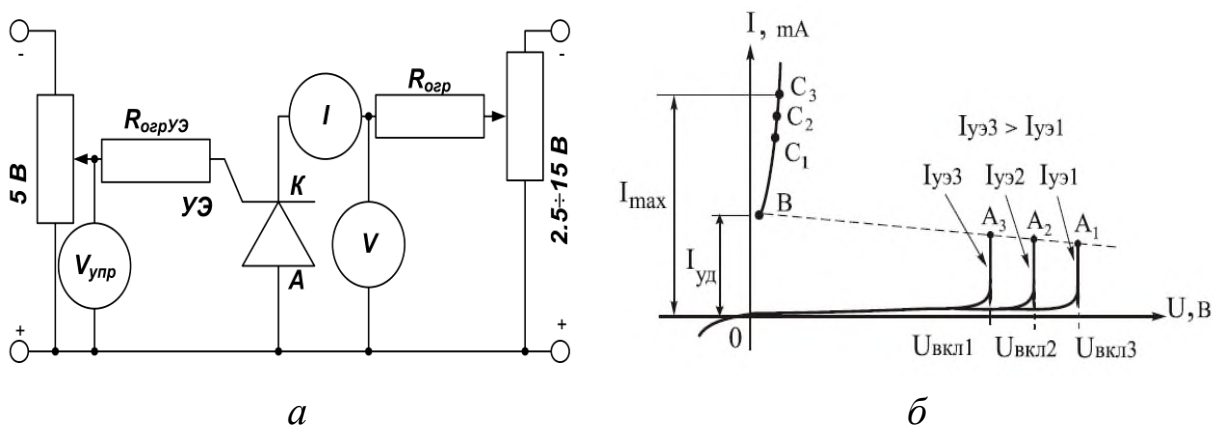


Рисунок 5.3 – Схема включения тринистора (а) и его вольтамперные характеристики (б)

Основными параметрами тринистора (рисунок 5.1, б) являются [2]:

- 1) напряжение и ток включения $U_{\text{вкл}}$, $I_{\text{вкл}}$;
- 2) напряжение и ток выключения $U_{\text{ост}}$, $I_{\text{ост}}$;
- 3) ток управления $I_{\text{упр}}$;

2. Экспериментальная часть

- 1) Собрать измерительную схему (рисунок 5.3, а).
- 2) Снять вольтамперную характеристику тиристора (прямую и обратную ветви) при различных уровнях напряжения на управляющем электроде (0, 1, 2, 3, 4, 5 В).
- 3) Определить напряжение и ток переключения и выключения.
- 4) Определить I_s (на обратной ветви ВАХ) и φ_T (на прямой ветви ВАХ).
- 5) Сделать выводы.

3. Контрольные вопросы

- 1) Что такое тиристор? Перечислите основные типы тиристоров.
- 2) Нарисуйте условное графическое изображение тринистора и схему его включения для управления электрической цепью.
- 3) Нарисуйте ВАХ тринистора и расскажите о физических процессах, определяющих её форму.

4) Перечислите основные параметры тиристора и опишите методику их измерения.

5) Для чего применяются тиристоры в электронной аппаратуре?

Литература

1. Викулин, И. М. Физика полупроводниковых приборов / И. М. Викулин, В. И. Стафеев. – М. : Советское радио, 1980. – С. 193–208.

2. Зи, С. М. Физика полупроводниковых приборов / С. М. Зи. – М. : Энергия, 1984. – Т. 2. – С. 202–257.

3. Червяков, Г. Г. Электронные приборы / Г. Г. Червяков, С. Г. Прохоров, О. В. Шиндор. – Ростов-на-Дону : Феникс, 2012. – С. 116–124.

Производственно-практическое издание

Гольдаде Виктор Антонович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ**

Практическое пособие

Редактор *В. И. Шкредова*

Корректор *В. В. Калугина*

Подписано в печать 07.12.2018. Формат 60×84 1/16.

Бумага офсетная. Ризография. Усл. печ. л. 2,56.

Уч.-изд. л. 2,8. Тираж 25 экз. Заказ 810.

Издатель и полиграфическое исполнение:
учреждение образования

«Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины».

Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий № 3/1452 от 17.04.2017.

Специальное разрешение (лицензия) № 02330 / 450 от 18.12.2013.

Ул. Советская, 104, 246019, Гомель.

Тестирование по дисциплине «Физика полупроводников»

Лектор: проф. В.А. Гольдаде

(группа ФЭ-31)

1. Какие материалы обладают наибольшей величиной удельного сопротивления?
 - проводники
 - полупроводники
 - **диэлектрики**
2. Какие материалы обладают наибольшей величиной удельной электропроводности?
 - **проводники**
 - полупроводники
 - диэлектрик
3. У каких материалов удельная электропроводность $\gamma > 10^5$ См/м?
 - **металлы**
 - полупроводники
 - диэлектрики
4. У каких материалов удельная электропроводность $\gamma < 10^{-8}$ См/м?
 - металлы
 - полупроводники
 - **диэлектрики**
5. У каких материалов удельное электрическое сопротивление $\rho > 10^8$ Ом·м?
 - металлы
 - полупроводники
 - **диэлектрики**
6. Как изменяется электропроводность металлов с ростом температуры?
 - не меняется
 - растёт
 - **уменьшается**
7. Как изменяется электропроводность полупроводников с ростом температуры?
 - не меняется
 - **растёт**
 - уменьшается
8. Как изменяется удельное электрическое сопротивление диэлектриков с ростом температуры?
 - не меняется
 - растёт
 - **уменьшается**
9. Какой полупроводник является самым распространенным в природе?
 - германий
 - **кремний**
 - селен
10. Какая ширина запрещенной зоны характерна для полупроводников?
 - $E_g = 0$
 - $E_g > 3,5$ эВ
 - **$E_g < 2,5$ эВ**
11. Какая ширина запрещенной зоны характерна для диэлектриков?
 - $E_g = 0$
 - **$E_g > 3,5$ эВ**
 - $E_g < 2,5$ эВ
12. Где расположен уровень Ферми у собственных полупроводников?
 - возле дна зоны проводимости
 - **в середине запрещенной зоны**

- возле верха валентной зоны
13. Где расположен уровень Ферми у донорных полупроводников?
- **между дном зоны проводимости и донорными уровнями**
 - в середине запрещенной зоны
 - возле верха валентной зоны
14. Где расположен уровень Ферми у акцепторных полупроводников?
- в середине запрещенной зоны
 - **между верхом валентной зоны и акцепторными уровнями**
 - возле дна зоны проводимости
15. Какой из перечисленных видов химической связи не является насыщенным и направленным?
- **металлическая**
 - ковалентная
 - ионная
16. Какой из перечисленных видов связей в твердых телах является наиболее сильным?
- **ковалентная**
 - ван-дер-ваальсовая
 - водородная
17. В каком из указанных кристаллов степень ионности наиболее высокая?
- кремний
 - арсенид галлия
 - **хлорид натрия**
18. В каком из указанных кристаллов степень ионности равна нулю?
- **кремний**
 - арсенид галлия
 - хлорид натрия
19. К какому структурному типу относятся кристаллические решетки кремния и германия?
- каменной соли
 - сульфида цинка
 - **цинковой обманки (сфалерита)**
20. К какому типу структурных дефектов в кристаллах относятся дефекты Френкеля?
- **точечные**
 - линейные
 - поверхностные
21. К какому типу структурных дефектов в кристаллах относятся дефекты Шоттки?
- **точечные**
 - линейные
 - поверхностные
22. К какому типу структурных дефектов в кристаллах относятся дислокации?
- точечные
 - **линейные**
 - поверхностные
23. Как изменяется плотность кристалла при образовании дефектов Френкеля?
- **не меняется**
 - увеличивается
 - уменьшается
24. Как изменяется плотность кристалла при образовании дефектов Шоттки?
- не меняется
 - увеличивается
 - **уменьшается**

25. Как называется процесс превращения связанного электрона в свободный электрон?
- генерация
 - рекомбинация
 - поляризация
26. Как называется процесс превращения свободного электрона в связанный электрон?
- генерация
 - **рекомбинация**
 - поляризация
27. Какая энергетическая зона ответственна за удельное электрическое сопротивление полупроводников?
- валентная
 - запрещенная
 - **зона проводимости**
28. В каких полупроводниках основными носителями зарядов являются электроны?
- в собственных
 - **в донорных**
 - в акцепторных
29. В каких полупроводниках основными носителями зарядов являются дырки?
- в собственных
 - в донорных
 - **в акцепторных**
30. В каких полупроводниках носителями зарядов являются электроны и дырки?
- **в собственных**
 - в донорных
 - в акцепторных
31. Какой из указанных кристаллов имеет наибольшую ширину запрещенной зоны?
- кремний
 - арсенид галлия
 - **оксид алюминия**
32. Какая энергия в ионных кристаллах имеет квантовомеханическую природу?
- энергия электростатического притяжения
 - **энергия отталкивания**
 - потенциальная энергия
33. Какими электронами образуется ковалентная связь?
- свободными
 - с параллельными спинами
 - **с антипараллельными спинами**
34. Какие электроны образуют электронный газ в металлах?
- **внешние валентные**
 - связанные
 - спаренные
35. Какое второе название имеет ван-дер-ваальсовая связь?
- **флуктуационная**
 - наведенная
 - индуцированная
36. Какие параметры называют векторами трансляции кристаллической решетки?
- узлы решетки
 - **периоды решетки**
 - грани элементарной ячейки
37. Какой вид ячейки используют в физике твердого тела в качестве элементарной ячейки?
- **ячейка Вигнера-Зейца**

- ячейка Борна-Оппенгеймера
 - ячейка Френеля-Джозефсона
38. На сколько кристаллографических групп (сингоний) делят все кристаллы?
- на 5
 - **на 7**
 - на 9
39. Сколько видов трехмерных геометрических фигур характеризуют все возможные типы симметрии кристаллической решетки (решетки Браве)?
- 10
 - 12
 - **14**
40. Какой тип решетки Браве характеризует наиболее плотную упаковку атомов в кристаллической ячейке?
- базоцентрированная
 - объемноцентрированная
 - **гранецентрированная**
41. Какими индексами характеризуют направления атомных рядов в кристаллах?
- **индексами Вейса**
 - индексами Миллера
 - индексами Френеля
42. Какими индексами характеризуют направления атомных плоскостей в кристаллах?
- индексами Вейса
 - **индексами Миллера**
 - индексами Френеля
43. Какими параметрами характеризуется обратная решетка?
- **векторами трансляции**
 - направлениями атомных рядов
 - направлениями атомных плоскостей
44. К какому структурному типу относятся золото и серебро?
- структурный тип вольфрама (объемно центрированный куб)
 - **структурный тип меди (гранецентрированный куб)**
 - структурный тип цинковой обманки (сфалерит)
45. К какому структурному типу относятся хром и молибден?
- **структурный тип вольфрама (объемно центрированный куб)**
 - структурный тип меди (гранецентрированный куб)
 - структурный тип цинковой обманки (сфалерит)
46. К какому структурному типу относятся кремний и германий?
- структурный тип вольфрама (объемно центрированный куб)
 - структурный тип меди (гранецентрированный куб)
 - **структурный тип цинковой обманки (сфалерит)**
47. К какому структурному типу относится арсенид галлия?
- структурный тип вольфрама (объемно центрированный куб)
 - структурный тип меди (гранецентрированный куб)
 - **структурный тип цинковой обманки (сфалерит)**
48. К какому типу дефектов относятся вакансии?
- **точечные**
 - линейные
 - поверхностные
49. К какому типу дефектов относятся межузельные атомы?
- **точечные**
 - линейные
 - поверхностные

50. К какому типу дефектов относятся межфазные границы?
- точечные
 - **линейные**
 - поверхностные
51. К какому типу дефектов относятся микропустоты?
- точечные
 - **объемные**
 - поверхностные
52. К какому типу дефектов относятся радиационные дефекты?
- **точечные**
 - объемные
 - поверхностные
53. К какому типу дефектов относятся винтовые дислокации?
- точечные
 - **линейные**
 - поверхностные
54. Как называется вакантное место в ковалентной связи?
- вакансия
 - **дырка**
 - акцептор
55. Какие носители заряда преобладают в собственном полупроводнике?
- электроны
 - дырки
 - **одинаковое количество электронов и дырок**
56. Как называется направленное движение свободных носителей заряда во внешнем электрическом поле?
- миграция
 - **дрейф**
 - диффузия
57. Как называется механизм электропроводности, обусловленный движением электронов по свободным местам в ковалентных связях?
- электронный
 - **дырочный**
 - смешанный
58. Чем определяется электрический ток в собственном полупроводнике?
- электронным током
 - дырочным током
 - **электронным и дырочным токами**
59. Какая примесь дает дополнительные электроны в полупроводнике?
- **донорная**
 - акцепторная
 - нейтральная
60. Какая примесь захватывает электроны в полупроводнике?
- донорная
 - **акцепторная**
 - нейтральная
61. Какому параметру пропорциональна дрейфовая скорость электрона?
- **напряженности внешнего электрического поля**
 - массе электрона
 - температуре полупроводника
62. Какому параметру обратно пропорциональна дрейфовая скорость электрона?
- напряженности внешнего электрического поля

- **массе электрона**
 - температуре полупроводника
63. Какой параметр связывает дрейфовую скорость носителей заряда с напряженностью приложенного электрического поля?
- **подвижность**
 - концентрация
 - длина свободного пробега
64. Какое приближение не учитывает в уравнении Шредингера кинетическую энергию ядер?
- одноэлектронное
 - **адиабатическое**
 - валентная аппроксимация
65. Какой параметр характеризует квантовое состояние электрона в кристалле?
- волновая функция
 - **волновой вектор**
 - волна (функция) Блоха
66. Какой случай распространения волн характеризуется аномальной дисперсией?
- групповая скорость меньше фазовой
 - **групповая скорость больше фазовой**
 - групповая и фазовая скорости совпадают
67. Для каких энергетических состояний электронов их эффективная масса отрицательна?
- вблизи «дна» зоны проводимости
 - в середине запрещенной зоны
 - **вблизи «потолка» валентной зоны**
68. В чем заключается валентная аппроксимация при решении уравнения Шредингера?
- все электроны атома вместе с ядром образуют ион
 - **все электроны атома, кроме валентных, вместе с ядром образуют ион**
 - неподвижный ион образуют валентные электроны вместе с ядром
69. Как называется усредненное поле электронов в методе одноэлектронного приближения?
- самоопределяющееся
 - **самосогласованное**
 - самоиндуцированное
70. Какой параметр характеризует квантовое состояние электрона в кристалле?
- волновое сопротивление
 - **волновой вектор**
 - волновая функция
71. Чем определяется эффективная масса электрона?
- первой производной энергии по волновому числу
 - **второй производной энергии по волновому числу**
 - третьей производной энергии по волновому числу
72. Что представляет собой спектр энергий электронов в кристалле?
- разрешенные уровни энергий
 - разрешенные зоны энергий
 - **чередование разрешенных и запрещенных зон энергии**
73. Как называется многогранник минимального объема, построенный вокруг начала координат в k -пространстве, содержащий все возможные состояния электрона?
- ячейка Вигнера-Зейтца
 - **первая зона Бриллюэна**
 - Ферми-поверхность
74. Чем определяется структура зон Бриллюэна?
- видом частиц, образующих кристалл

- межатомным взаимодействием частиц
 - **строением кристалла**
75. С чем совпадает каждая зона Бриллюэна?
- **с элементарной ячейкой обратной решетки**
 - с элементарной ячейкой прямой решетки
 - с Ферми-поверхностью
76. Что ограничивает Ферми-поверхность в пространстве квазиимпульсов?
- **область энергетических состояний, занятых электронами проводимости при $T=0$ К**
 - область энергетических состояний, занятых электронами проводимости при комнатной температуре
 - область запрещенных энергетических состояний при $T = 0$ К
77. К какому виду приближения связи электронов в атоме относится модель Кронига-Пенни?
- приближение сильной связи
 - **приближение слабой связи**
 - одноэлектронное приближение
78. Что означает термин «полностью вырожденный электронный газ»?
- **все разрешенные зоны полностью заполнены электронами**
 - уровень Ферми лежит посередине запрещенной зоны
 - валентная зона заполнена наполовину
79. При каких температурах снимается вырождение электронного газа?
- при $T = 0$ К
 - **при $T > 0$ К**
 - при $T > 0$ °С
80. В каком полупроводнике концентрация примесей настолько велика, что его собственные свойства практически не проявляются?
- в невырожденном
 - **в вырожденном**
 - в собственном
81. Какой параметр в наибольшей степени определяет электропроводность полупроводника?
- подвижность носителей заряда
 - **концентрация носителей заряда**
 - масса носителей заряда
82. Какая из перечисленных причин приводит к нарушению закона Ома в полупроводниках в сильном электрическом поле?
- **увеличение концентрации носителей заряда**
 - увеличение числа электронно-дырочных пар
 - увеличение тепловой скорости носителей заряда
83. Какая из перечисленных причин приводит к нарушению закона Ома в полупроводниках в сильном электрическом поле?
- увеличение числа электронно-дырочных пар
 - **увеличение подвижности носителей заряда**
 - увеличение тепловой скорости носителей заряда
84. Какой из перечисленных эффектов наблюдается в полупроводниках в результате увеличения подвижности носителей заряда?
- **разогрев электронного газа**
 - ударная ионизация
 - туннельный эффект

85. Какой из перечисленных эффектов наблюдается в полупроводниках в результате увеличения подвижности носителей заряда?
- ударная ионизация
 - туннельный эффект
 - **эффект Ганна**
86. Какой из перечисленных эффектов наблюдается в полупроводниках в результате увеличения концентрации носителей заряда?
- разогрев электронного газа
 - **ударная ионизация**
 - эффект Ганна
87. Какой из перечисленных эффектов наблюдается в полупроводниках в результате увеличения концентрации носителей заряда?
- разогрев электронного газа
 - **туннельный эффект**
 - эффект Ганна
88. Какая из указанных причин приводит к возникновению равновесных носителей заряда в полупроводниках?
- наложение сильных электрических полей
 - **тепловая генерация**
 - облучение светом
89. Какая из указанных причин приводит к возникновению неравновесных носителей заряда в полупроводниках?
- **наложение сильных электрических полей**
 - тепловая генерация
 - наложение магнитных полей
90. Какая из указанных причин приводит к возникновению неравновесных носителей заряда в полупроводниках?
- нагрев полупроводника
 - наложение магнитных полей
 - **облучение светом**
91. Чем характеризуется полностью «вырожденный» электронный газ?
- частично заполненной зоной проводимости
 - широкой запрещенной зоной
 - **заполненной валентной зоной**
92. Чем определяется дрейфовая электропроводность в полупроводниках?
- наличием примесей
 - температурой
 - **действием электрического поля**
93. Какими носителями заряда определяется электропроводность собственных полупроводников?
- электронами
 - дырками
 - **электронами и дырками**
94. Какими носителями заряда определяется электропроводность донорных (*n*-типа) полупроводников?
- **электронами**
 - дырками
 - электронами и дырками
95. Какими носителями заряда определяется электропроводность акцепторных (*p*-типа) полупроводников?
- электронами
 - **дырками**

- электронами и дырками
96. Что является причиной возникновения в полупроводниках диффузионного тока?
- градиент температуры
 - **градиент концентрации носителей заряда**
 - градиент давления
97. Под действием какой силы в полупроводниках возникает эффект Холла?
- **магнитной**
 - электростатической
 - термоупругой
98. Какое термоэлектрическое явление характеризуется выделением (поглощением) тепла при прохождении электрического тока в месте спая двух разнородных проводников (полупроводников)?
- эффект Зеебека
 - **эффект Пельтье**
 - эффект Томсона
99. Какое термоэлектрическое явление характеризуется образованием термо-эдс в двух спаянных разнородных проводниках (полупроводниках)?
- **эффект Зеебека**
 - эффект Пельтье
 - эффект Томсона
100. Что представляет собой процесс рассеяния носителей заряда в полупроводниках?
- **изменение траектории движения**
 - рекомбинация носителей разного знака
 - генерация новых носителей
101. Какой параметр применяют для количественной оценки процесса рассеяния?
- длина свободного пробега
 - **эффективное сечение**
 - количество центров рассеяния
102. На каких центрах рассеяния эффективность рассеяния в наибольшей степени зависит от температуры полупроводника?
- на атомах примеси
 - **на фононах**
 - на дислокациях
103. Какой вид рассеяния преобладает в полупроводниках при низких температурах?
- на тепловых колебаниях решетки
 - на линейных и объемных дислокациях
 - **на атомах и ионах примесей**
104. При каком соотношении дрейфовой (v) и тепловой (v_0) скоростей носителей заряда выполняется закон Ома?
- $v \ll v_0$
 - $v \approx v_0$
 - $v > v_0$
105. Какой из перечисленных эффектов наблюдается в случае, когда скорость, приобретенная носителями заряда во внешнем электрическом поле, становится соизмеримой по величине с их тепловой скоростью?
- ударная ионизация
 - **разогрев электронно-дырочного газа**
 - туннельный эффект
106. При каких напряженностях электрического поля в полупроводниках наблюдается туннельный эффект?
- $E \approx 10^2$ В/см
 - $E \approx 10^4$ В/см

- $E \approx 10^6$ В/см

107. В каких полупроводниках при приложении сильных электрических полей возникает эффект Ганна?

- в донорных
- в собственных
- **в многодолинных**

108. К какому типу взаимодействия излучения с веществом относится рассеяние света?

- **процесс с сохранением энергии кванта**
- процесс с передачей энергии кванта веществу
- процесс генерации носителей заряда

109. Какой тип поглощения света полупроводником связан с переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости?

- поглощение свободными носителями заряда
- **собственное поглощение**
- примесное поглощение

110. Каким параметром характеризуется связь электрона с его окружением в конденсированном теле?

- энергией ионизации
- **работой выхода**
- сродством к электрону

111. Каким параметром характеризуется связь электрона с его окружением в атоме или молекуле?

- **энергией ионизации**
- работой выхода
- сродством к электрону

112. Как зависит максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов от частоты падающего излучения?

- не зависит
- **линейно растет**
- линейно уменьшается

113. Какие полупроводники имеют более высокий квантовый выход?

- собственные
- **дырочные (p -типа)**
- электронные (n -типа)

114. Чем обусловлено образование объемной фото-эдс в однородном полупроводнике?

- градиентом температуры
- генерацией носителей заряда
- **разностью подвижностей электронов и дырок**

115. Как соотносятся между собой подвижности электронов μ_n и дырок μ_p в полупроводниках?

- $\mu_n = \mu_p$
- $\mu_n < \mu_p$
- **$\mu_n > \mu_p$**

116. Какой из перечисленных факторов приводит к уменьшению подвижности носителей заряда?

- **увеличение температуры**
- увеличение напряженности электрического поля
- увеличение напряженности магнитного поля

117. Как соотносятся между собой концентрации электронов n и дырок p в собственных полупроводниках?

- **$n = p$**
- $n > p$

- $n < p$

118. Как соотносятся между собой концентрации электронов n и дырок p в донорных полупроводниках?

- $n = p$

- **$n > p$**

- $n < p$

119. Как соотносятся между собой концентрации электронов n и дырок p в акцепторных полупроводниках?

- $n = p$

- $n > p$

- **$n < p$**

120. По какому закону увеличивается электропроводность полупроводника в области высоких температур?

- по линейному

- **по экспоненциальному**

- по степенному

121. За счет чего возрастает концентрация носителей заряда в полупроводнике при повышении температуры?

- **за счет разрыва ковалентных связей**

- за счет преимущественной генерации электронов

- за счет преимущественной генерации дырок

122. От какого параметра зависит подвижность носителей заряда?

- от напряженности приложенного электрического поля

- от температуры полупроводника

- **от длины свободного пробега**

123. Какова примерная длина свободного пробега при рассеянии носителей заряда на атомах примеси?

- 0,03 мкм

- 3 мкм

- **300 мкм**

124. Какова примерная длина свободного пробега при рассеянии носителей заряда на ионах примеси?

- 0,03 мкм

- **3 мкм**

- 300 мкм

125. Какова примерная длина свободного пробега при рассеянии носителей заряда на фононах?

- **0,03 мкм**

- 3 мкм

- 300 мкм

126. На каких фононах происходит упругое рассеяние электронов?

- на оптических

- **на длинноволновых акустических**

- на оптических и акустических

127. При каком условии происходит разогрев электронно-дырочного газа в полупроводнике?

- при нагревании полупроводника

- при облучении светом

- **в сильном электрическом поле**

128. Какой процесс создания носителей заряда называется ударной ионизацией?

- электрический пробой полупроводника

- **образование электронно-дырочных пар**

- рекомбинация электронов и дырок
129. В каком случае растет вероятность туннельного перехода электрона из зоны в зону?
- **при росте напряженности внешнего электрического поля**
 - при росте температуры
 - при росте концентрации электронов в зоне проводимости
130. Как зависит вероятность туннельного перехода от ширины запрещенной зоны E_g ?
- не зависит
 - растет с увеличением E_g
 - **уменьшается с увеличением E_g**
131. В каком случае проявляется механизм электростатической ионизации атомов донорной примеси?
- концентрация неионизованной донорной примеси равна концентрации свободных электронов
 - **концентрация неионизованной донорной примеси значительно превышает концентрацию свободных электронов**
 - концентрация неионизованной донорной примеси значительно меньше концентрации свободных электронов
132. В каких полупроводниках в сильных электрических полях может наблюдаться эффект Ганна?
- в донорных
 - в акцепторных
 - **в многодолинных**
133. Каков диапазон размеров домена Ганна?
- 0,1 – 0,2 мкм
 - **10 – 20 мкм**
 - 100 – 200 мкм
134. В каком случае возникают фотоэлектрические явления?
- **когда энергия поглощенного фотона затрачивается на квантовый переход электрона в состояние с большей энергией**
 - когда энергия поглощенного фотона затрачивается на квантовый переход электрона в состояние с меньшей энергией
 - когда энергия поглощенного фотона затрачивается на нагрев полупроводника
135. Какой из перечисленных видов взаимодействия света с веществом происходит с сохранением энергии кванта?
- **рассеяние**
 - эмиссия электрона
 - генерация свободного электрона
136. Какой из перечисленных видов взаимодействия света с веществом происходит с передачей энергии кванта веществу?
- рассеяние
 - отражение
 - **эмиссия электрона**
137. С чем связано собственное поглощение в полупроводниках?
- **с переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости**
 - с переходом электронов с одного уровня на другой в пределах одной и той же разрешенной зоны
 - с переходом электронов из зоны проводимости в валентную зону
138. С чем связано поглощение света свободными носителями заряда?
- с переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости
 - **с переходом электронов (или дырок) с одного уровня на другой в пределах одной и той же разрешенной зоны**
 - с переходом электронов из зоны проводимости в валентную зону

139. В результате чего происходит примесное поглощение в полупроводниках *n*-типа?
- электроны из валентной зоны возбуждаются в зону проводимости
 - **электроны с донорных уровней возбуждаются в зону проводимости**
 - электроны из валентной зоны возбуждаются на донорные уровни
140. В результате чего происходит примесное поглощение в полупроводниках *p*-типа?
- электроны из валентной зоны возбуждаются в зону проводимости
 - электроны с акцепторных уровней возбуждаются в зону проводимости
 - **электроны из валентной зоны возбуждаются на акцепторные уровни**
141. Каким параметром характеризуется связь электрона с атомом?
- работой выхода
 - **энергией ионизации**
 - потенциальной энергией
142. Каким параметром характеризуется связь электрона с его окружением в твердом теле?
- **работой выхода**
 - энергией ионизации
 - потенциальной энергией
143. Чем характеризуется внешний фотоэффект?
- нагревом
 - **испусканием электронов**
 - свечением
144. Чем характеризуется внутренний фотоэффект?
- **возникновением свободных носителей заряда**
 - испусканием электронов
 - свечением
145. При каком соотношении энергии фотонов $h\nu$ и работы выхода A возникает фотоэлектронная эмиссия?
- $h\nu = A$
 - $h\nu < A$
 - **$h\nu > A$**
146. Какие полупроводники из перечисленных имеют более высокий квантовый выход?
- собственные
 - донорные
 - **акцепторные**
147. По какому параметру регистрируется внутренний фотоэффект?
- по увеличению эмиссии электронов
 - **по увеличению электропроводности**
 - по увеличению сопротивления
148. Чем обусловлена фотопроводимость полупроводников?
- **увеличением концентрации свободных носителей заряда**
 - увеличением подвижности свободных носителей заряда
 - увеличением времени жизни свободных носителей заряда
149. Чем обусловлено возникновение фотоэдс?
- **пространственным разделением носителей заряда**
 - увеличением подвижности носителей заряда
 - увеличением времени жизни носителей заряда
150. Какой из перечисленных видов излучения создает фотоэдс?
- излучение, генерирующее только основные носители заряда
 - **излучение, генерирующее носители заряда с разной подвижностью**
 - излучение, генерирующее носители заряда разного знака

Учреждение образования
«Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины»

УТВЕРЖДАЮ

Проректор по учебной работе

ГГУ имени Ф.Скорины

_____ И.В. Семченко

(дата утверждения)

Регистрационный № УД _____ /уч.

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Учебная программа учреждения высшего образования государственного
компонента по учебной дисциплине для специальности
1–31 04 03 Физическая электроника

2016 г.

Учебная программа составлена на основе *типового учебного плана G-31-1-043/тип. от 26.07.2013 и типовых учебных программ, утвержденных 04.05.2011 г. Министерством образования Республики Беларусь регистрационные номера ТД-Г. 363/тип. и ТД-Г. 362/тип.*

СОСТАВИТЕЛЬ:

В.А. Гольдаде, профессор кафедры радиофизики и электроники,
доктор технических наук, профессор

РЕКОМЕНДОВАНА К УТВЕРЖДЕНИЮ:

Кафедрой радиофизики и электроники
(протокол № 11 от 25.05.2016);

Научно-методическим советом университета
(протокол № 7 от 01.06.2016).

ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА

Учебная программа «Физика полупроводников и полупроводниковых приборов» разработана для студентов специальности 1-31 04 03 "Физическая электроника" в соответствии с требованиями образовательного стандарта высшего образования по специальности 1-31 04 03 "Физическая электроника". Дисциплина посвящена изучению процессов, протекающих в полупроводниках в различных условиях, а также принципов работы классических полупроводниковых приборов.

Целью изучения дисциплины является формирование систематизированных теоретических знаний и практических навыков, необходимых для специалистов в области полупроводниковой микро- и нано-электроники.

Основная задача дисциплины - научить студентов анализировать физические явления и процессы, протекающие в полупроводниковых материалах, лежащих в основе работы приборов электроники и радиоэлектронных устройств.

Для освоения дисциплины необходимо:

- используя модельные представления, изучить основы зонной теории, получить знания о статистике носителей заряда в полупроводниках;
- изучить кинетические явления в полупроводниках, основные закономерности генерации, рекомбинации и переноса носителей заряда, а также сопутствующие эффекты, происходящие в полупроводниковых материалах;
- изучить принципы работы классических полупроводниковых приборов;
- на основе выполнения лабораторного практикума, а также решения компьютерных задач моделирования физических процессов получить теоретические знания и практические навыки исследования физических процессов, происходящих в полупроводниках и полупроводниковых приборах при различных воздействиях.

ТРЕБОВАНИЯ К УРОВНЮ ОСВОЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЫ

В результате изучения учебной дисциплины «Физика полупроводников и полупроводниковых приборов» формируются следующие компетенции:

академические:

- АК-1. Осуществлять самостоятельную научно-исследовательскую деятельность (включая анализ, сопоставление, систематизацию, абстрагирование, моделирование, проверку достоверности данных, принятие решений и др.);
- АК-2. Применять методологические знания и исследовательские умения, обеспечивающие постановку и решение задач научно-исследовательской, научно-педагогической, управленческой и инновационной деятельности;

– АК-3. Использовать междисциплинарный подход при решении проблем;

– АК-4. Применять технические устройства и компьютеры для решения профессиональных задач в области физики и техники;

– АК-5. Постоянно повышать свою квалификацию;

социально-личностные

– СЛК-1. Уметь учитывать социальные и нравственно-этические нормы в социально-профессиональной деятельности;

– СЛК-2. Быть способным к сотрудничеству и работе в команде;

– СЛК-3. Анализировать и принимать решения по научным и техническим проблемам, возникающим в профессиональной деятельности;

– СЛК-4. Уметь пользоваться одним из государственных языков Республики Беларусь и английским языком как средством делового общения;

– СЛК-5. Адаптироваться к новым ситуациям социально-профессиональной деятельности, реализовывать накопленный опыт, свои возможности;

профессиональные:

научно-педагогическая и учебно-методическая деятельность

– ПК-1. Преподавать физико-математические дисциплины на современном научно-теоретическом и методическом уровнях;

– ПК-2. Управлять самостоятельной работой обучающихся, организовывать их учебно-исследовательскую деятельность;

– ПК-3. Проводить учебные занятия в учреждениях среднего специального и высшего образования;

– ПК-4. Разрабатывать и использовать современное учебно-методическое обеспечение;

научно-исследовательская деятельность

– ПК-5. Формулировать и решать задачи в области физического эксперимента;

– ПК-6. Квалифицированно проводить теоретические исследования в области физики полупроводников;

– ПК-7. Использовать новейшие открытия в естествознании, физические основы современных технологических процессов, включая нанотехнологии;

– ПК-8. Пользоваться глобальными информационными ресурсами;

производственно-технологическая деятельность

– ПК-9. Применять знания теоретических и экспериментальных основ физики, методов исследования физических объектов, методов измерения физических величин, методов автоматизации эксперимента, методов планирования, организации и ведения научно-производственной, производственно-технической, опытно-конструкторской работы;

– ПК-10. Осуществлять на основе методов математического моделирования оценку эксплуатационных параметров материалов и технологических процессов их получения;

- ПК-11. Пользоваться компьютерными методами сбора, хранения и обработки информации, системами автоматизированного программирования, технической и патентной литературой;
- ПК-12. Взаимодействовать со специалистами смежных профилей;
организационно-управленческая деятельность
- ПК-13. Принимать оптимальные управленческие решения;
- ПК-14. Осваивать и реализовывать управленческие инновации в сфере высоких технологий;
инновационная деятельность
- ПК-15. Осуществлять поиск, систематизацию и анализ информации по перспективам развития физики и техники, инновационным технологиям, проектам и решениям;
- ПК-16. Определять цели инноваций и способы их достижения.

МЕТОДЫ (ТЕХНОЛОГИИ) ОБУЧЕНИЯ

Основными методами (технологии) обучения являются:

- словесные, наглядные, практические (по источнику изложения учебного материала);
- репродуктивные, объяснительно-иллюстрированные, поисковые, исследовательские, проблемные и др. (по характеру учебно-познавательной деятельности);
- индуктивные и дедуктивные (по логике изложения и восприятия учебного материала).

ОРГАНИЗАЦИЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ СТУДЕНТОВ

При изучении учебной дисциплины рекомендуется использовать следующие формы самостоятельной работы:

- подготовка к лекциям;
- подготовка к лабораторным работам;

ДИАГНОСТИКА КОМПЕТЕНЦИЙ СТУДЕНТА

Учебным планом специальности в качестве формы итогового контроля по дисциплине «Физика полупроводников и полупроводниковых приборов» предусмотрен экзамен.

Для текущего контроля и самоконтроля знаний и умений студентов по данной дисциплине используются:

- выполнение лабораторных работ с их защитой;
- тестирование.

Дисциплина «Физика полупроводников и полупроводниковых приборов» изучается студентами 3 курса (6 семестр) дневной формы обучения специальности 1-31 04 03 "Физическая электроника".

Общее количество часов – 120

Дневная форма обучения: аудиторное количество часов – 86; из них: лекционных занятий – 50 (из них УСП – 16), лабораторных работ – 36. Форма отчетности – зачет, экзамен.

СОДЕРЖАНИЕ УЧЕБНОГО МАТЕРИАЛА

1. Введение

Основные этапы развития физики полупроводников. Классификация веществ по удельной проводимости. Основные представления о свойствах полупроводников. Качественная модель зонной структуры твердых тел.

2. Модельные представления о структуре полупроводников

Типы химических связей. Кристаллическая решетка. Кристаллографические обозначения. Обратная решетка. Кристаллические структуры материалов электроники. Дефекты кристаллического строения.

3. Модельные представления об электропроводности полупроводников

Электропроводность собственного полупроводника в рамках модели ковалентной связи. Электропроводность примесных полупроводников. Элементарная теория электропроводности полупроводников.

4. Основы зонной теории полупроводников

Уравнение Шредингера для кристалла. Адиабатическое приближение и валентная аппроксимация. Одноэлектронное приближение. Волна (функция Блоха). Две модели построения энергетического спектра валентных электронов (фазовая и групповая скорость, волновой вектор и волновое число, квазиимпульс, закон дисперсии). Эффективная масса электрона. Одномерная модель Кронига-Пенни. Зоны Бриллюэна. Поверхность и энергия Ферми. Энергетический спектр электронов в кристалле с учетом эффективной массы.

5. Статистика носителей заряда в полупроводниках

Плотность квантовых состояний. Функции распределения частиц. Свойства функции Ферми-Дирака. Степень заполнения примесных уровней. Вырожденные и невырожденные полупроводники. Концентрация носителей заряда в невырожденном и сильно вырожденном полупроводниках. Закон действующих масс. Собственный полупроводник. Зависимость положения уровня Ферми от концентрации примеси и температуры для невырожденного полупроводника.

6. Кинетические явления в полупроводниках

Дрейфовая и диффузионная электропроводность. Эффект Холла. Магниторезистивный эффект. Термоэлектрические явления. Механизмы рассеяния носителей заряда в полупроводниках. Рассеяние: на ионах и атомах примеси, на дислокациях, на тепловых колебаниях решетки. Зависимость подвижности носителей заряда от температуры. Электропроводность п/п в сильном электрическом поле. Ударная ионизация. Туннельный эффект и электростатическая ионизация. Эффект Ганна.

7. Генерация и рекомбинация носителей заряда

Генерация и рекомбинация носителей заряда. Равновесные и неравновесные носители заряда. Квазиуровни Ферми. Биполярная и монополярная оптическая генерация носителей. Время жизни неравновесных носителей заряда. Диффузионная длина. Механизмы рекомбинации. Межзонная излучательная и ударная рекомбинации. Рекомбинация через ловушки (модель Холла-Шокли-Рида).

8. Фотоэлектрические явления в полупроводниках

Взаимодействие света с полупроводниками. Закон Бугера-Ламберта. Внутренний фотоэффект. Фотопроводимость. Спектральная зависимость фотопроводимости. Фотовольтаические эффекты. Внешний фотоэффект.

9. Контактные явления в полупроводниках

Модель электронно-дырочного перехода. Контактные явления. Генерация и рекомбинация носителей заряда в электронно-дырочном переходе. Токи через электронно-дырочный переход. Концентрации неосновных носителей заряда у границ электронно-дырочного перехода. Распределение напряженности электрического поля и потенциала. Барьерная емкость электронно-дырочного перехода. Пробой электронно-дырочного перехода. Гетеропереходы. Переходы Шоттки.

10. Полупроводниковые диоды. Стабилитрон

Модель полупроводникового диода. Вольтамперная характеристика полупроводникового диода. Переходные процессы в диодах. Классификация диодов. Импульсные диоды. Диод Шоттки. Стабилитроны. Лавинно-пролетные диоды. Туннельные диоды. Варикапы. Варисторы. Шумовые диоды. Обращенные диоды. Импульсные диоды.

11. Полупроводниковые транзисторы

Биполярные транзисторы. Барьерные емкости переходов. Явления в транзисторах при больших токах. Электрические схемы включения и режимы работы биполярных транзисторов. Статистические характеристики. Частотные характеристики. Полевые транзисторы с управляющим переходом. Полевые транзисторы с изолированным затвором.

12. Многослойные полупроводниковые приборы

Тиристоры. Способы управления тиристорами. Приборы с зарядовой связью. Оптоэлектронные полупроводниковые приборы. Фотоника. CCD, SMOS камеры. Полупроводниковые термоэлектрические и гальваномагнитные приборы. Холодильник Пельтье. Интегральные схемы. Перспективные направления развития полупроводниковых приборов.

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКАЯ КАРТА ДИСЦИПЛИНЫ

Номер раздела, темы, занятия	Название раздела, темы, занятия; перечень изучаемых вопросов	Количество аудиторных часов					Количество часов УСР	Формы контроля знаний
		Лекции	Практические занятия	Семинарские	Лабораторные занятия	Иное		
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1.	Введение в физику полупроводников Основные этапы развития физики полупроводников. Классификация веществ по удельной проводимости. Основные представления о свойствах полупроводников. Качественная модель зонной структуры твердых тел.	2	-	-	-	-	-	-
2.	Модельные представления о структуре полупроводников Типы химических связей. Кристаллическая решетка. Кристаллографические обозначения. Обратная решетка. Кристаллические структуры материалов электроники. Дефекты кристаллического строения.	2	-	-	-	-	-	-
3.	Модельные представления об электропроводности полупроводников Электропроводность собственного полупроводника в рамках модели ковалентной связи. Электропроводность примесных полупроводников. Элементарная теория электропроводности полупроводников.	2	-	-	-	-	-	-
4.	Основы зонной теории полупроводников Уравнение Шредингера для кристалла. Адиабатическое приближение и валентная	6	-	-	4	-	-	Защита отчета по лаб. работе

	<p>аппроксимация. Одноэлектронное приближение. Волна (функция Блоха). Две модели построения энергетического спектра валентных электронов (фазовая и групповая скорость, волновой вектор и волновое число, квазиимпульс, закон дисперсии). Эффективная масса электрона. Одномерная модель Кронига-Пенни. Зоны Бриллюэна. Поверхность и энергия Ферми. Энергетический спектр электронов в кристалле с учетом эффективной массы.</p>							
5.	<p>Статистика носителей заряда в полупроводниках Плотность квантовых состояний. Функции распределения частиц. Свойства функции Ферми-Дирака. Степень заполнения примесных уровней. Вырожденные и невырожденные полупроводники. Концентрация носителей заряда в невырожденном и сильно вырожденном полупроводниках. Закон действующих масс. Собственный полупроводник. Зависимость положения уровня Ферми от концентрации примеси и температуры для невырожденного полупроводника.</p>	6	-	-	-	-	6	Собеседование
6.	<p>Кинетические явления в полупроводниках Дрейфовая и диффузионная электропроводность. Эффект Холла. Магниторезистивный эффект. Термоэлектрические явления. Механизмы рассеяния носителей заряда в полупроводниках. Рассеяние: на ионах и атомах примеси, на дислокациях, на тепловых колебаниях решетки. Зависимость подвижности носителей заряда от температуры. Электропроводность п/п в сильном электрическом поле. Ударная ионизация. Туннельный эффект и электростатическая ионизация. Эффект Ганна.</p>	8	-	-	-	-	-	-
7.	<p>Генерация и рекомбинация носителей заряда</p>	6	-	-	-	-	6	Собеседование

	Генерация и рекомбинация носителей заряда. Равновесные и неравновесные носители заряда. Квазиуровни Ферми. Биполярная и монополярная оптическая генерация носителей. Время жизни неравновесных носителей заряда. Диффузионная длина. Механизмы рекомбинации. Межзонная излучательная и ударная рекомбинации. Рекомбинация через ловушки (модель Холла-Шокли-Рида).							
8.	Фотоэлектрические явления в полупроводниках Взаимодействие света с полупроводниками. Закон Бугера-Ламберта. Внутренний фотоэффект. Фотопроводимость. Спектральная зависимость фотопроводимости. Фотовольтаические эффекты. Внешний фотоэффект.	4	-	-	-	-	-	-
9.	Контактные явления в полупроводниках Модель электронно-дырочного перехода. Контактные явления. Генерация и рекомбинация носителей заряда в электронно-дырочном переходе. Токи через электронно-дырочный переход. Концентрации неосновных носителей заряда у границ электронно-дырочного перехода. Распределение напряженности электрического поля и потенциала. Барьерная емкость электронно-дырочного перехода. Пробой электронно-дырочного перехода. Гетеропереходы. Переходы Шоттки.	4	-	-	4	-	-	Отчет по лабораторной работе
10.	Полупроводниковые диоды. Стабилитрон Модель полупроводникового диода. Вольтамперная характеристика полупроводникового диода. Переходные процессы в диодах. Классификация диодов. Импульсные диоды. Диод Шоттки. Стабилитроны. Лавинно-пролетные диоды. Туннельные диоды. Варикапы. Варисторы.	4	-	-	8	-	4	Отчет по лабораторной работе

	Шумовые диоды. Обращенные диоды. Импульсные диоды.							
11.	Биполярные транзисторы. Барьерные емкости переходов. Явления в транзисторах при больших токах. Электрические схемы включения и режимы работы биполярных транзисторов. Статистические характеристики. Частотные характеристики.	2	-	-	4	-	-	Отчет по лабораторной работе
12.	Полевые транзисторы. Полевые транзисторы с управляющим переходом. Полевые транзисторы с изолированным затвором.	2	-	-	4	-	-	Отчет по лабораторной работе
13.	Многослойные полупроводниковые приборы. Тиристоры. Способы управления тиристорами. Приборы с зарядовой связью. Оптоэлектронные полупроводниковые приборы. Фотоника. CCD, SMOS камеры. Полупроводниковые термоэлектрические и гальваноманнитные приборы. Холодильник Пельтье. Интегральные схемы. Перспективные направления развития полупроводниковых приборов.	2	-	-	4	-	-	Отчет по лабораторной работе
	Итого	50			36		16	Зачет по лабораторным работам. Экзамен

Профессор кафедры радиофизики и электроники

В.А. Гольдаде

ИНФОРМАЦИОННО-МЕТОДИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Примерный перечень лабораторных работ

1. Изучение принципа работы выпрямительного диода.
2. Исследование характеристик стабилитрона.
3. Исследование характеристик полевого транзистора.
3. Исследование характеристик биполярного транзистора.
5. Исследование характеристик тиристора.
6. Определение подвижности и концентрации носителей заряда методом эффекта Холла.
7. Спектральная зависимость фотопроводимости полупроводников.

Методические рекомендации по организации и выполнению УСР по дисциплине «Физика полупроводников и полупроводниковых приборов»

Для самостоятельного изучения выделяются следующие темы дисциплины «Физика полупроводников и полупроводниковых приборов»:

- Статистика носителей заряда в полупроводниках
- Генерация и рекомбинация носителей заряда
- Полупроводниковые диоды, стабилитрон

Самостоятельное изучение данных тем преследует следующие цели:

- овладеть основными понятиями, определениями;
- уметь проводить необходимые эксперименты и расчеты;
- самостоятельно анализировать полученные результаты, делать соответствующие выводы.

Учебная программа УСР

1. Тема «Статистика носителей заряда в полупроводниках» – 6 часов

Цели:

- 1) овладеть основными понятиями и определениями по данной теме;
- 2) сформировать компетенцию в применении полученных знаний.

Виды заданий УСР с учетом модулей сложности по теме «Статистика носителей заряда в полупроводниках»

А) Задания, формирующие знания по учебному материалу на уровне узнавания:

- 1 Составление глоссария основных понятий и определений.
- 2 Подготовка краткого конспекта по теме.

Форма выполнения заданий – индивидуальная.

Форма контроля выполнения заданий – устное сообщение и обсуждение.

Б) Задания, формирующие компетенции на уровне воспроизведения:

1 Формулировка основных понятий и определений.

2 Знание функций распределения частиц.

3 Знание основных характеристик вырожденных и невырожденных полупроводников.

Форма выполнения заданий – индивидуальная.

Форма контроля выполнения заданий – устный опрос.

В) Задания, формирующие компетенции на уровне применения полученных знаний:

1 Примеры использования невырожденных полупроводников в полупроводниковых приборах

Форма выполнения заданий – индивидуальная.

Форма контроля выполнения заданий – устное сообщение.

2. Тема «Генерация и рекомбинация носителей заряда» – 6 часов

Цели:

1) овладеть основными понятиями и определениями по данной теме;

2) сформировать компетенцию в умении определять виды генерации и рекомбинации носителей заряда.

Виды заданий УСР с учетом модулей сложности по теме «Генерация и рекомбинация носителей заряда»

А) Задания, формирующие знания по учебному материалу на уровне узнавания:

1 Основные механизмы генерации и рекомбинации носителей заряда.

2 Подготовка краткого конспекта по теме.

Форма выполнения заданий – индивидуальная.

Форма контроля выполнения заданий – устное сообщение и обсуждение.

Б) Задания, формирующие компетенции на уровне воспроизведения:

1 Формулировка основных понятий и определений.

2 Знание основных схем включения электродвигателей.

3 Знание основных характеристик электродвигателей переменного тока.

Форма выполнения заданий – индивидуальная и групповая.

Форма контроля выполнения заданий – устный опрос, групповая консультация.

В) Задания, формирующие компетенции на уровне применение полученных знаний:

1 Примеры генерации носителей заряда в различных полупроводниках.

2 Расчет времен релаксации носителей заряда в примесных полупроводниках
Форма выполнения заданий – индивидуальная.

Форма контроля выполнения заданий – устное сообщение и обсуждение.

3. Тема «Полупроводниковые диоды. Стабилитрон» – 2 часа

Цели:

- 1) овладеть основными понятиями и определениями по данной теме;
- 2) сформировать компетенцию в умении исследования параметров полупроводниковых диодов и стабилитрона.

Виды заданий УСР с учетом модулей сложности по теме «Полупроводниковые диоды. Стабилитрон»:

А) *Задания, формирующие знания по учебному материалу на уровне узнавания:*

- 1 Составление глоссария по теме.
- 2 Структурирование материала.
- 3 Подготовка краткого конспекта по теме.

Форма выполнения заданий – индивидуальная и групповая.

Форма контроля выполнения заданий – устное сообщение и обсуждение.

Б) *Задания, формирующие компетенции на уровне воспроизведения:*

- 1 Формулировка основных понятий и определений.
- 2 Знание принципа действия полупроводниковых приборов.
- 3 Знание принципиальных схем включения приборов в электрическую цепь.

Форма выполнения заданий – индивидуальная и групповая.

Форма контроля выполнения заданий – устный опрос, групповая консультация.

В) *Задания, формирующие компетенции на уровне применения полученных знаний:*

- 1 Применение полупроводниковых приборов в составе электрических цепей.

Форма выполнения заданий – индивидуальная и групповая.

Форма контроля выполнения заданий – устное сообщение.

Учебно-методическое обеспечение:

1. Шалимова К.В. Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
2. Пасынков, В.В. Полупроводниковые приборы / В.В. Пасынков, Л.К. Чиркин. С.-Пб, 1991. – 470с.
3. Физика полупроводниковых приборов, в 2-х книгах. М: Мир, – 1984, Викулин, И.М. Физика полупроводниковых приборов / И.М. Викулин, В.И. Стафеев. М: Радио и связь, 1990. – 264 с.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

Основная литература

1. *Шалимова К.В.* Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
2. *Фистуль В.И.* Введение в физику полупроводников. М.: Высшая школа, 1984. – 352 с.
3. *Бонч-Бруевич В.Л.* Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. М.: Наука, 1977. – 672 с.
4. *Стильбанс Л.С.* Физика полупроводников. М.: Советское радио, 1967. – 452 с.
5. *Смит Р.* Полупроводники. М.: Мир, 1982. – 560 с.
6. *Росадо Л.* Физическая электроники и микроэлектроника. М.: Высшая школа, 1991. – 351 с.
7. *Солимар Л.* Лекции по электрическим свойствам материалов / Л. Солимар, Д. Уолш. М.: Мир, 1991. – 504 с.
8. *Пасынков, В.В.* Полупроводниковые приборы / В.В. Пасынков, Л.К. Чиркин. С.-Пб, 1991. – 470с.
9. *Зи, С.* Физика полупроводниковых приборов, в 2-х книгах. М: Мир, – 1984
10. *Степаненко, И.П.* Основы микроэлектроники. М: Советское радио, 1980. – 250с.
11. *Викулин, И.М.* Физика полупроводниковых приборов / И.М. Викулин, В.И. Стафеев. М: Радио и связь, 1990. – 264 с.
12. *Батушев В.А.* Электронные приборы: учебник для вузов. М: Высшая школа, 1980. – 383 с.

Дополнительная литература

1. *Ридли, Б.* Квантовые процессы в полупроводниках / Б. Ридли, М.: Мир, 1986. – 304 с.
2. *Займан, Дж.* Принципы теории твердого тела / Дж. Займан. М.: Мир, 1974. – 379 с.
3. *Анималу, А.М.* Квантовая теория кристаллических твердых тел / А.М. Анималу: М.: Мир, 1981. – 576 с.
4. *Елифанов, Г.И.* Физика твердого тела / Г.И. Елифанов. М.: Высшая школа, 1977. – 276 с.
5. *Гаркуша, Ж.М.* Основы физики полупроводников / Ж.М. Гаркуша. М.: Высшая школа, 1981. – 295 с.
6. *Тилл, У.* Интегральные схемы. Материалы, приборы, изготовление / У. Тилл, Дж. Лаксон. М.: Мир, 1985. – 501 с.
7. *Гольдаде В.А.* Физика конденсированного состояния / Гольдаде В.А., Пинчук Л.С. Минск: Беларуская навука, 2009. – 657 с.

ДОПОЛНЕНИЯ И ИЗМЕНЕНИЯ К УЧЕБНОЙ ПРОГРАММЕ
ПО ИЗУЧАЕМОЙ УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЕ

на ____ / ____ учебный год

№№ пп	Дополнения и изменения	Основание

Учебная программа пересмотрена и одобрена на заседании кафедры
радиофизики и электроники
(протокол № ____ от _____ 201_ г.)

Заведующий кафедрой
радиофизики и электроники
к.ф.-м.н., доцент

_____ В.Н. Мышковец

УТВЕРЖДАЮ
Декан физического факультета
УО «ГГУ им. Ф. Скорины»
к.ф.-м.н., доцент

_____ Д.Л. Коваленко

Вопросы к экзамену по дисциплине
«Физика полупроводников и полупроводниковых приборов» (2015-2016 уч. год)
(Физический факультет ГГУ, кафедра радиофизики и электроники, группа ФЭ-31)

Введение

1. Основные этапы развития физики полупроводников (п/п).
2. Классификация веществ по удельной проводимости
3. Основные представления о свойствах п/п (энергетические зоны, дырки, подвижность носителей заряда)

Модельные представления о структуре п/п

4. Типы химических связей: ионная и ковалентная
5. Металлическая, ванн-дер-ваальсовая и водородная связи
6. Кристаллическая решетка: Элементарная ячейка, ячейка Вигнера-Зейтца, сингонии, трансляционные решетки Браве (4 типа)
7. Кристаллографические обозначения. Индексы Вейса и Миллера
8. Обратная решетка
9. Кристаллические структуры материалов электроники: сфалерит, вюрцит
10. Точечные дефекты в кристаллах (Френкеля и Шоттки), радиационные дефекты
11. Линейные дефекты в кристаллах (дислокации – краевые, винтовые)

Модельные представления об электропроводности п/п

12. Электропроводность собственного п/п в рамках модели ковалентной связи. Генерация и рекомбинация свободных электронов. Электронная и дырочная проводимость
13. Электропроводность примесных п/п. Донорные и акцепторные п/п.
14. Элементарная теория электропроводности п/п. Дрейфовая скорость. Подвижность носителей заряда

Основы зонной теории п/п

15. Уравнение Шредингера для кристалла
16. Адиабатическое приближение и валентная аппроксимация
17. Одноэлектронное приближение
18. Волна (функция) Блоха
19. Фазовая и групповая скорость, закон дисперсии
20. Волновой вектор, волновое число, квазиимпульс
21. Эффективная масса электрона
22. Одномерная модель Кронига-Пенни
23. Зоны Бриллюэна, понятие приведенной зоны
24. Поверхность и энергия Ферми, радиус сферы Ферми
25. Энергетический спектр электронов в кристалле с учетом эффективной массы

Статистика носителей заряда в п/п

26. Плотность квантовых состояний вблизи дна и потолка зоны
27. Функция распределения Ферми-Дирака. Невырожденный п/п
28. Степень заполнения примесных уровней
29. Концентрация электронов и дырок в зонах, на донорных и акцепторных уровнях. Приведенный уровень Ферми
30. Примесный п/п: невырожденный и сильно вырожденный
31. Собственный п/п: невырожденный, вырожденный. Энергия активации

Кинетические явления в п/п

32. Дрейфовая электропроводность
33. Диффузионная электропроводность

34. Эффект Холла: случай примесной проводимости
35. Магниторезистивный эффект
36. Эффект Зеебека: три составляющие термо-ЭДС (объемная, контактная, фоновое увлечение)
37. Эффект Пельтье
38. Эффект Томсона в п/п со смешанной проводимостью
39. Эффект Томсона в электронных и дырочных п/п
40. Механизмы рассеяния носителей заряда. Эффективное сечение рассеяния
41. Рассеяние на ионах примеси. Дифференциальное сечение рассеяния
42. Рассеяние на атомах примеси и дислокациях
43. Рассеяние на тепловых колебаниях решетки (на акустических и оптических фононах)
44. Зависимость подвижности носителей заряда от температуры
45. Электропроводность п/п в сильном электрическом поле. Критическая напряженность
46. Ударная ионизация. Пороговая энергия ионизации
47. Туннельный эффект и электростатическая ионизация
48. Эффект Ганна в многодолинном п/п. Диод Ганна

Генерация и рекомбинация носителей заряда

49. Равновесные и неравновесные носители заряда
50. Биполярная оптическая генерация носителей заряда
51. Монополярная оптическая генерация носителей заряда. Максвелловское время релаксации.
52. Механизмы рекомбинации
53. Межзонная излучательная рекомбинация.
54. Межзонная ударная рекомбинация.
55. Рекомбинация носителей заряда через ловушки

Фотоэлектрические явления в п/п

56. Взаимодействие света с веществом
57. Поглощение света
58. Внешний фотоэффект (фотоэлектронная эмиссия)
59. Внутренний фотоэффект (фотопроводимость)
60. Фото-ЭДС Дембера (фотовольтаический эффект)

Основы физики полупроводниковых приборов

61. Контактные явления (электрические процессы в $p-n$ -переходе в отсутствие внешнего напряжения)
62. Контактные явления (электрические процессы в $p-n$ -переходе при наличии внешнего напряжения)
63. Полупроводниковые диоды (назначение, параметры, ВАХ, диодный мост)
64. Стабилитрон (основные параметры, ВАХ)
65. Биполярный транзистор (структура и устройство, принцип действия)
66. Униполярные (полевые) транзисторы (с управляемым $p-n$ -переходом)
67. МДП-транзисторы (с встроенным и с индуцированным каналом)
68. Динистор (структура, принцип действия, ВАХ)
69. Тиристор (структура, принцип действия, ВАХ)
70. Запираемые тиристоры (структура, принцип действия, ВАХ)
71. Симисторы (структура, принцип действия, ВАХ)
72. Фототиристоры (структура, принцип действия, ВАХ)

Преподаватель: профессор В.А. Гольдаде

Список литературы

Основная литература

1. Шалимова, К.В. Физика полупроводников / К.В. Шалимова. М.: Энергоатомиздат, 1985. 392 с.
2. Фистуль, В.И. Введение в физику полупроводников / В.И. Фистуль. М.: Высшая школа, 1984. 352 с.
3. Бонч-Бруевич, В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. М.: Наука, 1977. 672 с.
4. Смит, Р. Полупроводники / Р.М. Смит. М.: Мир, 1982. 560 с.
5. Росадо, Л. Физическая электроники и микроэлектроника / Л. Росадо. М.: Высшая школа, 1991. 351 с.
6. Солимар, Л. Лекции по электрическим свойствам материалов / Л. Солимар, Д. Уолш. М.: Мир, 1991. 504 с.

Дополнительная литература

1. Ридли, Б. Квантовые процессы в полупроводниках / Б. Ридли, М.: Мир, 1986. 304 с.
2. Займам, Дж. Принципы теории твердого тела / Дж. Займан. М.: Мир, 1974. 379 с.
3. Анималу, А. Квантовая теория кристаллических твердых тел / А.М. Анималу: М.: Мир, 1981. 576 с.
4. Епифанов, Г.И. Физика твердого тела / Г.И.Епифанов. М.: Высшая школа, 1977. 276 с.
5. Гаркуша, Ж.М. Основы физики полупроводников / Ж.М. Гаркуша. М.: Высшая школа, 1981. 295 с.
6. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов / С. Зи. М.: Мир, 1984. 456 с.
7. Тилл, У. Интегральные схемы. Материалы, приборы, изготовление / У. Тилл, Дж. Лаксон. М.: Мир, 1985. 501 с.
8. Гольдаде, В.А. Физика конденсированного состояния / В.А. Гольдаде, Л.С. Пинчук. Минск: Беларуская навука, 2009. 657 с.
9. Гольдаде, В.А. Введение в физику полупроводников / В.А. Гольдаде. Мн. :РИВШ, 2022. – 172 с.