

Учреждение образования
«Брестский государственный университет имени А.С. Пушкина»



*Кафедра
Физики*

ФИЗИКА

ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ

электронный учебно-методический комплекс
для студентов физико-математического факультета второй ступени
получения высшего образования по специальности 1-31 80 05 Физика

Брест
БрГУ имени А.С. Пушкина
2022

Начало

Содержание



Страница 1 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

УДК 538.9
ББК 22.3

Автор-составитель:

Демидчик Александр Владимирович

заведующий кафедрой общей и теоретической физики учреждения образования «Брестский государственный университет имени А.С. Пушкина», кандидат физико-математических наук, доцент

Рецензенты:

Кафедра физики

учреждения образования Брестский государственный технический университет

Сендер Николай Никитич

заведующий кафедрой математического анализа, дифференциальных уравнений и их приложений учреждения образования «Брестский государственный университет имени А.С. Пушкина», кандидат физико-математических наук, доцент

Электронный учебно-методический комплекс предназначен для проведения лекционных и практических занятий по дисциплине «Физика электрических приборов» для специальности магистратуры 1-31 80 05 «Физика».

УДК 538.9

ББК 22.3



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 2 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
СОДЕРЖАНИЕ УЧЕБНОГО МАТЕРИАЛА	7
УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКАЯ КАРТА УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЫ	10
ЛЕКЦИОННЫЙ МАТЕРИАЛ	12
ЗАДАЧИ К ПРАКТИЧЕСКИМ ЗАНЯТИЯМ	192
ПЕРЕЧЕНЬ ЗАНЯТИЙ ПО УПРАВЛЯЕМОЙ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЕ СТУДЕНТОВ (УСР), ТЕМ РЕФЕРАТОВ	198
ПЕРЕЧЕНЬ ЭКЗАМЕНАЦИОННЫХ ВОПРОСОВ	201
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	204



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 3 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

ВВЕДЕНИЕ

Электронный учебно-методический комплекс по учебной дисциплине «Физика электрических приборов» адресуется студентам второй ступени получения высшего образования специальности 1-31 80 05 «Физика». Учебная программа по одноимённой учебной дисциплине разработана на основании ОСВО 1-31 80 05-2019. Специальность 1-31 80 05 Физика, утверждённого и введённого в действие постановлением Министерства образования Республики Беларусь от 26.06.2019 г. № 81. Рассматриваемый в программе материал направлен на формирование знаний о структуре электрических приборов и способах описания физических процессов, в них происходящих.

Учебная дисциплина «Физика электрических приборов» базируется, в основном, на учебный материал курса общей физики, частично – на материал теоретической физики. Дисциплина относится к компоненту УВО, модуль 2.1 «Физические принципы и объекты физики конденсированного состояния».

Цель изучения дисциплины – формирование базовых знаний о строении твёрдого тела, основных процессах, проходящих в нём с привлечением как классической, так и квантовой физики, ознакомление с современными знаниями и достижениями при изучении структуры и свойств твёрдого тела.

Задачи изучения дисциплины:

- Научить студентов второй ступени получения высшего образования пользоваться основами теории твёрдого тела и полупроводников для конструирования и испытания приборов полупроводниковой электроники.
- Ознакомить студентов с приёмами компьютерного моделирования с целью последующего создания новых материалов с заданными свойствами.
- Владение студентами общими принципами и аналитическими методами исследования физических явлений и процессов.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 4 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Магистрант должен **знать** строение твёрдого тела, известные классификации кристаллических решёток, процессы, прежде всего, электронные, происходящие внутри тел, **уметь** описывать эти процессы с помощью математического аппарата и моделировать их с помощью ЭВМ, а также получить **навыки** в расчёте электронной структуры и процессов, происходящих в твёрдых телах.

Специализированные компетенции. Магистр должен быть способным использовать знания о строении и принципах работы электрических приборов.

Методы обучения – словесные (лекция, беседа, дискуссия), практические (практикум по решению задач) и наглядные (мультимедийные презентации).

Форма обучения – лекции и практические занятия.

Самостоятельная подготовка магистрантов подразумевает теоретическую подготовку к экзамену. При изучении курса в качестве метода самостоятельной работы планируется широко использовать средства Интернет.

На дисциплину «Физика электрических приборов» предусмотрено в первом семестре 90 часов (общее количество), из них 42 часа аудиторных (20 часов лекции, 10 часов практические занятия, 12 часов УСР). Изучение курса завершается зачётом в 1 семестре.

ЭУМК предназначен для студентов второй ступени дневной формы получения образования.

Структура учебно-методического комплекса:

- теоритическая часть, содержащая лекционный материал;
- практическая часть, содержащая задачи к практическим занятиям;
- вспомогательная часть, состоящая из содержания учебного материала, учебно-методической карты;
- контролирующая часть (тестовые задания).



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 5 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Цель данного учебно-методического комплекса – систематизировать знания о строении твёрдого тела, основных процессах, проходящих в нём, а также ознакомить с современными знаниями и достижениями в физике конденсированного состояния.

Учебно-методический комплекс разработан в соответствии с требованиями ОСВО 1-31 80 05-2019. Специальность 1-31 80 05 Физика.

Содержание комплекса соответствует:

- учебному плану специальности 1-31 80 05 Физика, регистрационный № G-31-2-149/уч. от 30.05.2019,
- учебной программе «Физика электрических приборов», регистрационный № УД-20-001-19/уч. от 04.07.2019.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 6 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

СОДЕРЖАНИЕ УЧЕБНОГО МАТЕРИАЛА

Глава 1. Общие сведения о твёрдых телах.

§1. Введение в дисциплину. Строение твёрдых тел. Взаимодействие в природе. Силы связи. Ионная, ковалентная, металлическая. Кристаллическая решётка. Тетрайдальная решётка.

Глава 2. Описание движения электронов в твёрдых телах.

§1. Квантовомеханическое описание движения электронов в твёрдых телах. Корпускулярно-волновой дуализм. Волны де-Бройля. Уравнение Шрёдингера. Описание движения валентных электронов в твердых телах. Одноэлектронное приближение.

§3. Одномерная модель. Энергетические зоны. Металлы, полупроводники, диэлектрики.

§4. Движение зонных электронов. Аналогия со свободными частицами. Эффективная масса. Понятие дырки. Собственная электропроводность полупроводников. Приближение электронного газа в твердых телах.

Глава 3. Статистика.

§5. Статистика газообразного состояния. Распределение движущихся частиц в пространстве. Микро- и макрораспределение. Понятие термодинамической вероятности (ТДВ). Равновесное состояние – максимум термодинамической вероятности.

§6. Распределения в пространстве скоростей. Термодинамическая вероятность в пространстве скоростей. Максимизация термодинамической вероятности при условии сохранения суммарной энергии. Распределения Максвелла-Больцмана.

§7. Классическая и квантовая статистики. Обобщение закона



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 7 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

энергетического распределения. Плотность состояний. Выражения термодинамической вероятности для классических частиц, бозонов, фермионов.

§8. Законы распределения. Решение задачи максимума термодинамической вероятности для частиц различной природы. Ферми-газ, жидкость, химический потенциал. Фотонный газ. Формула Планка.

§9. Понятие о вырожденных состояниях. Функция плотности энергетических состояний квантовомеханических частиц. Вырождение идеального газа. Вырожденность фотонного газа. Ультрафиолетовая катастрофа.

§10. Статистика электронов и дырок в полупроводнике. Плотность состояний на краях энергетических зон. Эффективные массы электронов и дырок в полупроводниковых материалах.

§11. Уравнения переноса заряда в полупроводниках. Закон действующих масс. Положение уровня химического потенциала. Собственные и примесные полупроводники. Дрейфовый и диффузионный токи. Определение подвижности и коэффициента диффузии носителей заряда. Формула Эйнштейна. Некоторые эффекты электропроводности: эффект Холла, эффект Ганна.

§12. Неравновесные процессы в полупроводниках. Генерация и рекомбинация свободных носителей. Время жизни свободного носителя. Динамика концентрации носителей.

Глава 4. Электропроводность полупроводников.

§13. Электронно-дырочный переход. Получение p-n перехода, равновесное состояние перехода. Уровень Ферми в переходе. Контактная разность потенциалов. Переходный слой, его толщина.

§14. Стационарно-неравновесный электроннодырочный переход.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 8 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Токи в равновесном переходе. Переход под воздействием внешнего напряжения. Формула Шокли для ВАХ.

§15. Периодически нестационарный режим р–п перехода. Уравнение движения носителей при переменном напряжении на переходе. Диффузионная емкость перехода. Накопленный заряд. Переключение р–п перехода.

§16. Полупроводниковые диоды с р–п переходом. Толстый р–п переход. Пробой перехода. ВАХ с учётом пробоя. Полупроводниковые диоды: вентиль, стабилитрон, туннельный диод, обращенный диод.

Глава 5. Полупроводниковая техника.

§17. Транзисторы. Полевой транзистор с затвором в виде р–п перехода. Уравнение электропроводности полупроводников. Строение полевого транзистора. Уравнения движения носителей, ВАХ. Р и N-канальные транзисторы.

§18. Биполярный транзистор. Строение кристалла биполярного транзистора. Способы формирования кристалла. Уравнения движения носителей ВАХ. n–р–n и р–n–р транзисторы. Модель Эберса–Мола.

§19. Структура «металл–диэлектрик–полупроводник». Идеальный МОП–конденсатор. Обогащение, обеднение, инверсия проводимости подзатворной области. Приборы с зарядовой связью (ПЗС).

§20. МДП–транзистор. Строение кристалла. Уравнения движения зарядов. ВАХ транзистора.

Глава 6. Элементы физики конденсированного состояния.

§21 .Введение в микроэлектронику. Обработка полупроводников. Эпитаксия, диффузия, ионная имплантация, фотолитография. Вакуумное напыление. Процесс изготовления микросхем.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 9 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКАЯ КАРТА УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЫ

Номер раздела, темы	Название раздела, темы, перечень изучаемых вопросов	Количество аудиторных часов					Средства обучения (оборудование, учебно-наглядные пособия и др.)	Форма контроля знаний
		Лекции	Практические занятия	Семинарские занятия	Лабораторные занятия	Количество часов УСП		
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Физика электрических приборов (42 ч)		20		10		12		Зачёт
1	Введение в дисциплину. Строение твёрдых тел	1					мультимедийный проектор	Устный опрос
2	Квантовомеханическое Сописание движения в твёрдых телах	1	2				мультимедийный проектор	Устный опрос
3	Одномерная модель. Энергетические зоны	1				2	мультимедийный проектор	Устный опрос написание реферата
4	Движение зонных электронов	1	2				мультимедийный проектор	Устный опрос
5	Статистика газообразного состояния	1				2	мультимедийный проектор	Устный опрос написание реферата
6	Распределения в пространстве скоростей	1				2	мультимедийный проектор	Устный опрос написание реферата
7	Классическая и квантовая статистики	1				2	мультимедийный проектор	Устный опрос написание реферата
8	Законы распределения	1	2				мультимедийный проектор	Устный опрос написание реферата
9	Понятие о вырожденных состояниях	0,5				2	мультимедийный проектор	Устный опрос написание реферата



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 10 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть



Кафедра
Физики

10	Статистика электронов и дырок в полупроводнике	0,5	2			мультимедийный проектор	Устный опрос
11	Уравнения переноса заряда в полупроводнике	0,5				мультимедийный проектор	Устный опрос
12	Неравновесные процессы в полупроводниках	0,5			2	мультимедийный проектор	Устный опрос написание реферата
13	Электронно-дырочный переход	1				мультимедийный проектор	Устный опрос
14	Стационарно-неравновесный электроннодырочный переход	1				мультимедийный проектор	Устный опрос
15	Периодически нестационарный режим p-n перехода	1				мультимедийный проектор	Устный опрос
16	Полупроводниковые диоды с p-n переходом	1				мультимедийный проектор	Устный опрос
17	Транзисторы. Полевой транзистор с затвором в виде p-n перехода	1	2			мультимедийный проектор	Устный опрос
18	Биполярный транзистор	1				мультимедийный проектор	Устный опрос
19	Структура "металл-диэлектрик-полупроводник"	1				мультимедийный проектор	Устный опрос
20	МДП-транзистор	1				мультимедийный проектор	Устный опрос
21	Введение в микроэлектронику	2				мультимедийный проектор	Устный опрос

Начало

Содержание



Страница 11 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

ЛЕКЦИОННЫЙ МАТЕРИАЛ

Глава 1. Общие сведения о твёрдых телах.

§1. Введение в дисциплину. Строение твёрдых тел. Взаимодействие в природе. Силы связи. Ионная, ковалентная, металлическая. Кристаллическая решётка. Тетраидальная решётка.

Твердое тело является одним из четырех агрегатных состояний вещества. Отличительными признаками такого состояния являются устойчивость формы, а также характер теплового движения частиц твердого тела (атомов, молекул, ионов). В твердом теле они совершают малые колебания относительно некоторых устойчивых положений равновесия.

По внутреннему строению принято разделять твердые тела на кристаллические, аморфные и полимеры.

Исследования внутреннего строения твердых тел с помощью рентгеноструктурного анализа позволили сделать вывод о существовании закономерности в расположении отдельных частиц, из которых они состоят. Закономерное чередование частиц, ограниченное расстояниями порядка расстояний между атомами, называется ближним порядком в структурной организации твердого тела. В случае если строгая закономерность расположения атомов повторяется на сколь угодно больших расстояниях, то такая организация называется дальним порядком. Данные типы структурной организации частиц твердого тела являются одним из основных классификационных признаков твердых тел. Так, аморфные твёрдые тела обладают только ближним порядком расположения атомов. К таким веществам относятся стекло, янтарь, воск. В аморфных телах отсутствует кристаллическая решетка и сохраняется закономерность связи только между соседними атомами. Особенностью в движении частиц в аморфных телах является то, что они совершают не только колебательные движения, но и скачки, что характерно для жидкой фазы состояния вещества. В аморфных телах отсутствуют



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 12 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

симметрия расположения атомов и постоянная температура плавления.

Для них характерна изотропия свойств. В ряде моделей аморфное твердое тело представляется очень вязкой жидкостью. На больших временных масштабах в случае высоких температур и статических нагрузок их поведение аналогично вязкой жидкости, а при низких температурах их поведение соответствует поведению кристаллического твердого тела.

Полимеры представляют собой твердые тела, молекулы которых включают в себя большое число повторяющихся групп атомов (мономеров). Так, в молекуле полиэтилена число мономеров составляет величину 35000. К полимерам относятся органические и биологические вещества: каучук, полипропилен, белки, нуклеиновые кислоты.

Основной интерес в настоящей работе представляют кристаллические твердые тела. Для них присутствует дальний порядок в расположении частиц. Свойством таких тел является симметрия кристаллической решетки (свойство отдельных узлов решетки совмещаться при трансляции перемещения).

Кристаллические тела делятся в свою очередь на монокристаллы, поликристаллы и жидкие кристаллы. Монокристаллическое тело представляет собой вещество с идеальным дальним порядком, определяемым наличием 11 трансляционной симметрии в расположении атомов. В монокристалле различные атомы вещества полностью упорядочены в пространстве. Вдоль каждой из осей Ox, Oy, Oz атомы Na и Cl расположены последовательно друг за другом. Указанный порядок положения атомов в пространстве продолжается на сколь угодно большие расстояния. Для описания подобной закономерности оказывается достаточным задать элементарную или базисную группу атомов каждого вещества и определить вектора смещения, соединяющие соседние элементарные наборы атомов в каждом направлении. Такой вектор смещения, позволяющий совместить элементарную группу атомов саму с собой, называется вектором трансляции.

Так, для кристалла достаточно задать исходные положения атомов $\text{Na}=(0,0,0)$ и



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 13 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$C1=(1/2, 1/2,1/2)$ и вектора трансляции $a1 (1,0,0)$, $a2 (0,1,0)$, $a3 (0,0,1)$.

Свойством кристаллических тел является полиморфизм. Полиморфизм кристаллов - способность некоторых веществ с одним и тем же химическим составом находиться в состояниях с различной кристаллической структурой. Каждое из подобных состояний оказывается устойчивым в определённом диапазоне внешних параметров. Это, прежде всего, температура и давление. Полиморфизмом обладают как простые вещества, так и органические и неорганические соединения. Так карбонат кальция $CaCO_3$ может находиться в двух модификациях кристаллической решетки – кальцита и аргонита.

Большинство кристаллических тел являются поликристаллическими телами. Такие тела, состоят из большого числа различно ориентированных небольших монокристаллов. Каждая из локальных областей поликристалла имеет четко выраженную структуру. Однако кристаллографическая ориентация каждой такой области или гранулы отличается от соседней.

В конце XIX века были открыты материалы, объединяющие в себе ряд свойств жидкостей и кристаллов – жидкие кристаллы. Подобно жидкостям, они обладают текучестью, подобно кристаллам, им свойственна анизотропия. Жидкие кристаллы состоят из определенным образом упорядоченных в пространстве молекул протяженной формы, имеющих свойства вязкой жидкости. Важнейшей характеристикой таких кристаллов является их способность изменять ориентацию молекул в пространстве под воздействием даже сверхслабого внешнего электрического поля. Это свойство реализовано в буквенноцифровых индикаторах, в телевизионных и компьютерных дисплеях и других электронных устройствах.

Твердые тела можно также классифицировать по особенностям связей между атомами и молекулами кристаллического тела.

Атомы в кристаллических твердых телах имеют пространственную периодичность. Установление такой устойчивой пространственной структуры предполагает, что между атомами одновременно действуют противоположные силы



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 14 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

связи.

Первая из них – сила притяжения, препятствующая разбеганию частиц друг от друга. Вторая – сила отталкивания, препятствующая слиянию частиц друг с другом.

Общий подход к оценке энергии связи атомов в твердом теле рассмотрим на простейшем примере двухатомной молекулы. При сближении атомов А и В энергия кулоновского притяжения U атомов уменьшается по сравнению с суммарной энергией изолированных атомов. При этом энергия отталкивания U быстро растет с уменьшением расстояния, поэтому дальнейшего сближения атомов не происходит. Следовательно, на некотором расстоянии r суммарная энергия $U(\mathbf{r}) = U_0 - U$ достигает минимального значения U_{min} , что соответствует равновесному положению атомов и нулевому значению равнодействующей силы:

$$F = \left(\frac{dU(r)}{dr} \right) = 0$$

На рисунке 1 представлены зависимости этих потенциалов от расстояния между атомами и результирующая кривая, соответствующая полной потенциальной энергии системы.

На расстоянии r_0 силы притяжения уравниваются силами отталкивания и образуется молекула АВ со стабильной конфигурацией. Минимальная энергия U_{min} есть энергия связи атомов в молекуле. Рассмотрим основные виды связей между частицами твердого тела.

1. Связью, которая всегда присутствует между частицами твердого тела, является связь Ван-дер-Ваальса. Она обусловлена присутствием у каждого атома флуктуирующего электрического дипольного момента p_i , который определяется мгновенным положением электронов на орбитах атома. Флуктуирующий дипольный момент создает электрическое поле:

$$E_i(r_i) = \frac{p_i}{r_i^3}$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 15 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

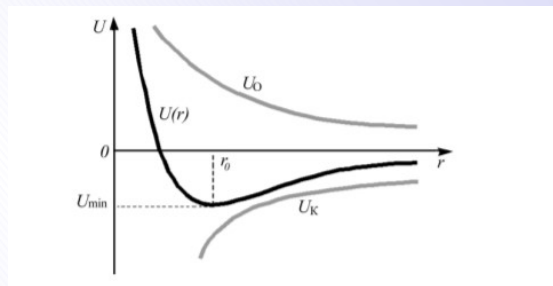


Рисунок 1.1 - Зависимости потенциалов от расстояния между атомами и результирующая кривая.

Под действием возникшего электрического поля происходит поляризация и близкорасположенных атомов. Индуцированные дипольные моменты соседних атомов имеют направления, параллельные друг другу и исходному диполью p_i . Энергия такого диполь-дипольного момента:

$$U(r) \sim \frac{p_i p_j}{r^3} = \alpha \frac{p_i^2}{r_i^6}$$

Силы Ван-дер-Ваальса определяют формирование молекулярных кристаллов органических веществ. Энергия связи молекул в таких кристаллах имеет малую величину, составляющую $\sim 10 - 1$ эВ на атом. Молекулярные кристаллы обладают высоким удельным сопротивлением, малой диэлектрической проницаемостью и малым показателем преломления.

2. Ионная связь характерна для соединений, у которых элементы обладают разным сродством к электрону (количеством энергии, выделяющейся при присоединении электрона к атому). Рассмотрим взаимодействие между галоидами



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 16 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

(Cl, J, Br, F), имеющими высокое сродство к дополнительному электрону и металлами, где такое сродство низкое.

Связь осуществляется за счет перезарядки двух атомов. Электрон от атома металла переходит к атому галоида. Металл становится положительно заряженным, а галоид – отрицательно заряженным. Сила притяжения противоположно заряженных ионов описывается законом Кулона.

Энергия связи атомов:

$$U(r) = -\left(\frac{B}{r^n} - \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r}\right)$$

где: первое слагаемое – потенциал отталкивания, второе – притяжения, $n > 1$ – показатель Борна. Координаты точки минимума энергии связи $U(r)$:

$$U(r_0) = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} \left(1 - \frac{1}{n}\right)$$

Для N молекул кристаллической решетки энергия взаимодействия:

$$U = -NA \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} \left(1 - \frac{1}{n}\right)$$

где: A – постоянная Маделунга.

Средние значения энергии связи в ионных кристаллах составляют 100 эВ на атом. Свойством кристаллов с ионным типом связи является высокое значение удельного электрического сопротивления.

3. Ковалентная связь между атомами в кристаллической решетке осуществляется при обобществлении электронов двух соседних атомов. Эффект обобществления вытекает из следующих соображений. Если расстояние между двумя атомами водорода C и D $r=50 \text{ \AA}$ (Ангстрем= 10^{-10} м), то вероятность, того, что электрон атома C окажется вблизи D ($\sim 1 \text{ \AA}$) равна одному разу в 1012 лет. То есть атомы C и D изолированы. Если же $r \approx 2 \text{ \AA}$, то наступает значительное перекрытие электронных оболочек с частотой 1014 Гц.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 17 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

В случае продолжения сближения атомов частота обмена электронов настолько возрастает, что уже бессмысленно говорить о принадлежности электрона к атому С или атому D. Такое состояние атомов твердого тела соответствует обобществленным электронам. При этом рост плотности электронных состояний между ядрами приводит к уменьшению энергии системы двух атомов и возникновению сил притяжения. То есть обобществленное электронное облако "стягивает" атомы друг к другу.

Кристаллами с ковалентной связью являются алмаз, сфалерит ZnS , а также материалы, широко используемые в твердотельной электронике – кремний, германий, арсенид галлия $GaAs$. Характерными физическими свойствами кристаллов с ковалентной связью является высокая твердость, высокое удельное сопротивление при низких температурах. Величина энергии ковалентной связи близка к значениям для кристаллов с ионной связью.

4. Особый тип связи атомов присущ металлам. Представление о металлической связи атомов в кристаллическом твердом теле дает квантово-механическая модель взаимодействия. Волновые функции, описывающие состояние электронов на внешних оболочках атомов, не так сильно сосредоточены в пространстве, как волновые функции внутренних оболочек. Электроны внешних оболочек слабее связаны с ядрами атомов, чем электроны внутренних, полностью занятых оболочек.

У лития расстояние между $2s$ -электроном и ядром, в среднем, примерно в четыре раза больше, чем между ядром и $1s$ -электронами, поэтому при сильном сближении атомов среднее расстояние $2s$ -электронов до соседних ядер может оказаться меньшим, чем расстояние до своего ядра. Уменьшение расстояния между электронами внешних оболочек и соседними ядрами приводит к уменьшению потенциальной энергии системы и появлению сил притяжения между атомами. Дальнейшему сближению атомов препятствуют силы отталкивания внутренних оболочек.

При сближении атомов до состояния с минимальной энергией происходит



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 18 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

образование периодического потенциального рельефа кристаллического поля. При этом электронные уровни внешних оболочек оказываются общими для всех атомов решетки и соответствующие электроны принадлежат всему кристаллу. В классическом представлении электроны в металле ведут себя подобно одноатомному идеальному газу, а состояние электронов в металле называют электронным газом. Энергия связи в металлах несколько ниже, чем в ионных и ковалентных кристаллах и не превышает 5 эВ на атом.

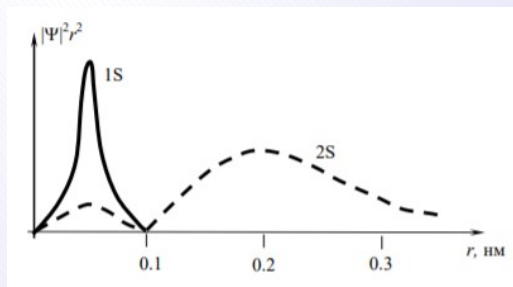


Рисунок 1.2 - Распределение электронной плотности 1s и 2s состояний в атоме лития

Идеальные кристаллы. Решетки Бравэ

Модель кристалла, описывающую расположение атомов (ионов, молекул) в пространстве представляют кристаллической решеткой. При рассмотрении модели идеального кристалла предполагается структура со строгой периодичностью расположения атомов. К моделям решеток относятся решетки Бравэ и решетки с базисом.

Решетки Бравэ задаются с помощью операции параллельного перемещения (трансляции) частиц (атомов, ионов). Такая операция определяется вектором трансляции :



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 19 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

$$\bar{P} = p \cdot \bar{a} + q \cdot \bar{b} + s \cdot \bar{c}$$

где: p, q, s – целые числа.

Для описания положения атомов в кристалле удобно использовать трехмерную систему координат, которая в общем случае не является декартовой, а определяется симметрией кристалла и положением соседних атомов в нем. Ограниченность декартовой системы координат вытекает из требований ортогональности осей и равенства масштабов по осям. Используемая кристаллографическая система координат дает возможность учесть симметрию и анизотропию кристаллов. Как правило, кристаллографическая система координат имеет оси, сонаправленные с векторами, определяющими элементарную ячейку.

Элементарная ячейка кристаллической решетки задает минимальная область кристалла, полностью сохраняющая его структуру. Кристалл можно разбить на одинаковые элементарные ячейки. Все вершины элементарных ячеек являются узлами решетки. Они содержат атомы или группы атомов. Различие элементарных ячеек кристаллических тел определяет семь типов симметрий – сингоний Браве.

Наряду с сингонией кристалла, решетка может различаться заполнением элементарной ячейки отдельными атомами. Выделяется четыре возможные структуры элементарных ячеек.

В примитивной ячейке (ПР) частицы располагаются только в узлах. В этом случае в такой ячейке содержится только один атом.

Базоцентрированная (БЦ) ячейка, наряду с заполнением частицами вершин, включает в себя и частицы в центрах верхней и нижней граней.

Гранецентрированная (ГЦ) ячейка содержит частицы в вершинах и в центрах всех граней

Объемноцентрированная (ОЦ) ячейка содержит частицы в вершинах и еще одну частицу в центре ячейки.

Как следует из представленных возможных комбинаций сингоний и возможных структур ячеек, можно построить только 14 различных решеток Браве.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 20 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Однако кристаллическая структура твердых тел может иметь более сложный характер и не описываться только одной из указанных выше решеток Браве. В этом случае решетки представляются двумя вставленными друг в друга решетками Браве. Дополнительным параметром, возникающим при описании такой решетки, является смещение решеток друг относительно друга. Оно определяется базисным вектором \mathbf{a} .

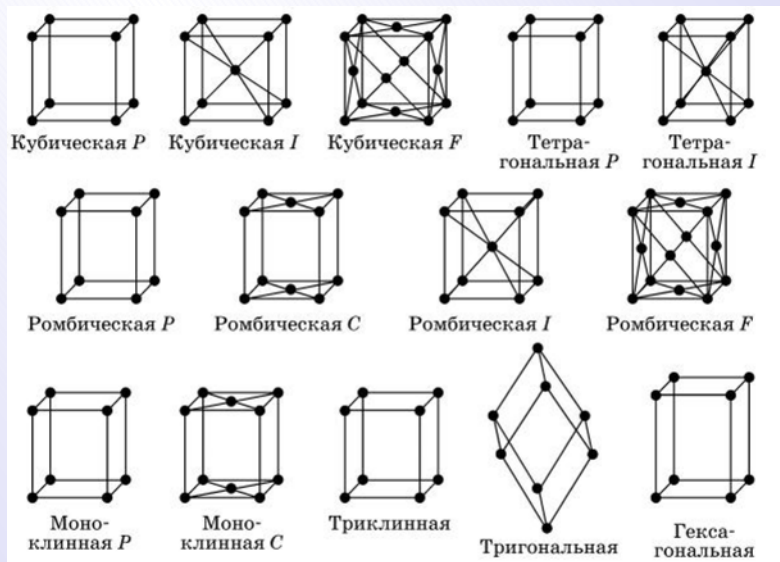


Рисунок 1.3 - Решетки Браве

Построение таких решеток с базисом осуществляется с помощью трансляций каждой элементарной ячейки, смещенной на базисный вектор. Так решетки кристаллов кремния и германия представляют собой две вставленные друг в друга ГЦК решетки, смещенные на четверть диагонали ячейки.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 21 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть



Кафедра
Физики

Кристаллографическая система координат позволяет определить параметры кристаллической решетки, включающие задание координат узлов, ребер, граней. Актуальность контроля направлений в кристалле определяется, прежде всего, свойством анизотропии. В соответствии со структурой кристалла любой сингонии, линейная плотность частиц зависит от выбранного направления. Для целей задания элементов структуры кристалла принято определять индексы Миллера для узлов, направлений и плоскостей.

Точечные координаты элемента решетки задаются с помощью индексов Миллера для узлов. Узел кристаллической решетки в системе с заданным началом координат определяется заданием трех чисел – координат x , y , z :

$$x = p \cdot a \quad y = q \cdot b \quad z = s \cdot c$$

где: a , b , c – масштабные параметры решётки; p , q , s – целые числа.

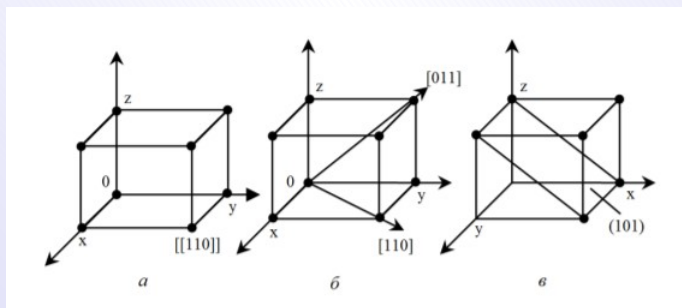


Рисунок 1.4 - Индексы Миллера: а – индексы узла; б – индексы направлений; в – индексы плоскости

При выборе в качестве единичной длины параметров решётки (a , b , c), координатами узла будут p , q , s .

Начало

Содержание



Страница 22 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Такие координаты определяют индексы Миллера для узла и записываются в двойных квадратных скобках – $[[p \ q \ s]]$.

Для описания направления используются индексы Миллера для направлений. Направление в кристалле задается вектором, начинающимся в начале координат и проходящим через узел, который лежит на векторе. Если индексы такого узла $[[p \ q \ s]]$, то индексы направления – $[p \ q \ s]$. Они записываются в одиночных квадратных скобках.

Для задания индексов Миллера для плоскостей определяются отрезки, отсекаемые ею на осях координат- P, Q, S . Обратные величины к отрезкам – $1/P, 1/Q, 1/S$. Следующий шаг – приведение дробей к общему знаменателю D :

$$D = p \cdot P = q \cdot Q = s \cdot S$$

Полученные целые числа – индексы Миллера для плоскостей (m, n, q) . Они записываются в круглых скобках.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 23 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Глава 2. Описание движения электронов в твёрдых телах.

§2. Квантовомеханическое описание движения электронов в твёрдых телах. Корпускулярно-волновой дуализм. Волны де-Бройля. Уравнение Шрёдингера. Описание движения валентных электронов в твердых телах. Одноэлектронное приближение.

Зонная теория твердого тела – квантомеханическая теория движения электронов в твёрдом теле.

Свободные электроны могут иметь любую энергию — их энергетический спектр непрерывен.

Однако, электроны, принадлежащие изолированным атомам, в соответствии с квантовомеханическими представлениями, имеют определённые дискретные значения энергии.

В твёрдом теле энергетический спектр электронов существенно иной, он состоит из отдельных разрешённых энергетических зон, разделённых зонами запрещённых энергий.

Квантовая теория электропроводности твердых тел основывается на так называемой зонной теории твердых тел, которая заключается в изучении энергетического спектра электронов.

Данный спектр подразделяется на разделенные запрещенными промежутками зоны. В случае, если в верхней зоне, где определяется присутствие электронов, они не заполняют каждое из квантовых состояний (в пределах зоны может быть проведено перераспределение энергии и импульса), то данное вещество представляет собой проводник. Подобная зона носит название **зоны проводимости**, вещество — **проводника электрического тока**, тип проводимости такого вещества является **электронным**.

Если в зоне проводимости находится большое количество электронов и свободных квантовых состояний, то значение электропроводности велико.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 24 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

Электроны в условиях зоны проводимости при прохождении электрического тока определяются как носители заряда. Процесс движения подобных электронов может быть описан с помощью законов квантовой механики. Если проводить сравнение с общим количеством электронов, то число таких электронов может считаться малым.

Корпускулярно-волновой дуализм – свойство любой микрочастицы обнаруживать признаки частицы (корпускулы) и волны. Наиболее ярко корпускулярно-волновой дуализм проявляется у элементарных частиц. Электрон, нейтрон, фотон в одних условиях ведут себя как хорошо локализованные в пространстве материальные объекты (частицы), двигающиеся с определёнными энергиями и импульсами по классическим траекториям, а в других – как волны, что проявляется в их способности к интерференции и дифракции. Так электромагнитная волна, рассеиваясь на свободных электронах, ведёт себя как поток отдельных частиц – фотонов, являющихся квантами электромагнитного поля (Комптона эффект), причём импульс фотона даётся формулой:

$$p = \frac{h}{\lambda}$$

где λ – длина электромагнитной волны, а h – постоянная Планка.

Эта формула сама по себе – свидетельство дуализма. В ней слева – импульс отдельной частицы (фотона), а справа – длина волны фотона.

Дуализм электронов, которые мы привыкли считать частицами, проявляется в том, что при отражении от поверхности монокристалла наблюдается дифракционная картина, что является проявлением волновых свойств электронов. Количественная связь между корпускулярными и волновыми характеристиками электрона та же, что и для фотона:

$$p = \frac{h}{\lambda}$$

где p – импульс электрона, а λ – его длина волны де Бройля



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 25 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Корпускулярно-волновой дуализм лежит в основе квантовой физики.

Волны де Бройля – волны, связанные с любой движущейся материальной частицей. Любая движущаяся частица (например, электрон) ведёт себя не только как локализованный в пространстве перемещающийся объект - корпускула, но и как волна, причём длина этой волны даётся формулой:

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

где $h = 6.6 \cdot 10^{-34}$ Дж.сек – постоянная Планка, а p – импульс частицы.

Эта волна и получила название волны де Бройля (в честь французского физика-теоретика Луи де Бройля, впервые высказавшего гипотезу о таких волнах в 1923 г.). Если частица имеет массу m и скорость $v \ll c$ (c – скорость света), то импульс частицы $p = mv$ и дебройлевская длина волны связаны соотношением:

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

Волновые свойства макроскопических объектов не проявляются из-за малых длин волн. Так для тела массой 200 г, движущегося со скоростью 3 м/сек, длина волны $\approx 10^{-31}$ см, что лежит далеко за пределами наблюдательных возможностей. Однако для микрочастиц длины волн лежат в доступной наблюдению области. Например, для электрона, ускоренного разностью потенциалов 100 вольт, длина волны $\approx 10^{-8}$ см, что соответствует размеру атома.

Для расчёта длины волны де Бройля частицы массы m , имеющей кинетическую энергию E , удобно использовать соотношение:

$$\lambda = \frac{\lambda_k}{\left(\frac{2E}{E_0} + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}}$$

где $E_0 = mc^2$ – энергия покоя частицы массы m ,

$\lambda_k = h/mc$ – комптоновская длина волны частицы,

λ_k (электрон) = $2.4 \cdot 10^{-12}$ м = 0.024 Å,

λ_k (протон) = $1.32 \cdot 10^{-15}$ м = 1.32 фм.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 26 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Длина волны де Бройля фотона с энергией E определяется из соотношения

$$\lambda(\text{фм}) = h/p = hc/E = 2\pi \cdot 197 \text{МэВ} \cdot \text{фм}/E(\text{МэВ}).$$

Существование волн де Бройля доказано многочисленными экспериментами, в которых частицы ведут себя как волны. Так при рассеянии пучка электронов с энергией 100 эВ на упорядоченной системе атомов кристалла, играющего роль дифракционной решётки, наблюдается отчётливая дифракционная картина. Существование волн де Бройля лежит в основе работы электронного микроскопа, разрешающая способность которого на много порядков выше, чем у любого оптического микроскопа, что позволяет наблюдать молекулы и атомы, а также в основе методов исследования таких сверхмалых объектов, как атомные ядра и элементарные частицы, бомбардировкой их частицами высоких энергий. Метод дифракции частиц в настоящее время широко используется при изучении строения и свойств вещества.

Аналог классического волнового уравнения был предложен Э. Шредингером в 1925 г. Как и классическое уравнение, уравнение Шредингера связывает производные волновой функции по времени и координате. Уравнение Шредингера описывает поведение любых нерелятивистских систем. На примерах частицы, находящейся в бесконечно глубокой яме, и гармонического осциллятора рассмотрены простейшие квантовые системы, получены дискретные спектры состояний. Возможности описания динамики данных систем ограничены набором квантовых чисел, отражающих универсальные и внутренние симметрии квантовых систем.

В квантовой физике изменение состояния частицы описывается уравнением Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi$$

где \hat{H} – оператор Гамильтона – аналог классической функции Гамильтона



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 27 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

$$H = \frac{p^2}{2m} + U(\vec{r})$$

в которой \vec{p} и \vec{r} заменены операторами импульса $\hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z$ и координаты $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$

$$\begin{aligned} p_x \rightarrow \hat{p}_x &= \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}, & p_y \rightarrow \hat{p}_y &= \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial y}, & p_z \rightarrow \hat{p}_z &= \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial z} \\ x \rightarrow \hat{x} &= x, & y \rightarrow \hat{y} &= y, & z \rightarrow \hat{z} &= z \end{aligned}$$

Уравнение Шредингера:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}}{2m} + U(x, y, z) = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + U(x, y, z)$$

Зависящее от времени уравнение Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi$$

где \hat{H} – гамильтониан системы.

Разделение переменных

Запишем $\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r})\Theta(t)$, где Ψ является функцией координат, а Θ – функция времени. Если \hat{H} не зависит от времени, тогда уравнение $\hat{H}\Psi = i\hbar\Psi$ принимает вид $\Theta\hat{H}\Psi = i\hbar\Psi\Theta$ или

$$\frac{1}{\Psi} \hat{H}\Psi = \frac{i\hbar}{\Theta} \Theta$$

Левая часть является функцией только координат, а правая не зависит от переменной x . Поэтому обе части последнего уравнения должны быть равны одной и той же постоянной, которую обозначим E

$$\frac{1}{\Psi} \hat{H}\Psi = \frac{i\hbar}{\Theta} \Theta = E$$

Следовательно



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 28 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$\Theta(t) = \exp\left(\frac{iEt}{\hbar}\right), \hat{H}\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r}) \text{ и } \Psi(\vec{r}, t) = \text{Psi}(\vec{r})\exp\left(\frac{iEt}{\hbar}\right)$$

Уравнение $\hat{H}\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r})$ называют стационарным уравнением Шредингера. Для одномерной системы с массой m в поле с потенциалом $U(x)$ оно принимает вид:

$$-\left(\frac{\hbar^2}{2m}\right)\left(\frac{d^2\Psi}{dx^2}\right) + U(x)\Psi(x) = E\Psi(x) \text{ или } \frac{d^2\Psi}{dx^2} + \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)[E - U(x)]\Psi(x) = 0$$

Для трехмерной системы с массой m в поле с потенциалом $U(\vec{r})$:

$$-\left(\frac{\hbar^2}{2m}\right)\Delta\Psi(\vec{r}) + U(\vec{r})\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r})$$

где Δ – лапласиан.

Валентная зона – энергетическая область разрешённых электронных состояний в твёрдом теле, заполненная валентными электронами. В зонной теории это первая зона (если двигаться сверху вниз), целиком или большей частью расположенная ниже уровня Ферми.

Верхний край валентной зоны называется её потолком. Его энергия обозначается E_v .

Аналогом энергии верхней границы валентной зоны в молекулярных системах (кластерах) является энергия верхней занятой молекулярной орбитали.

В полупроводниках при абсолютном нуле температуры валентная зона заполнена электронами целиком – и электроны не дают вклада в электропроводность и другие кинетические эффекты, вызываемые внешними полями. При конечной температуре происходит тепловая генерация носителей заряда, в результате которой часть электронов переходит в расположенную выше зону проводимости или на примесные уровни в запрещённой зоне. При этом в валентной зоне образуются дырки, участвующие наряду с электронами в зоне проводимости в переносе электрического тока.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 29 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Дырки в валентной зоне могут также возникать при нетепловом возбуждении полупроводника – освещении, облучении потоком ионизирующих частиц, воздействии сильного электрического поля, который вызывает лавинный пробой полупроводника.

Одноэлектронное приближение – приближённый метод нахождения волновых функций и энергетических состояний квантовой системы со многими электронами. В основе одноэлектронного приближения лежит предположение, что квантовую систему можно описать как систему отдельных электронов, движущихся в усреднённом потенциальном поле, которое учитывает взаимодействие как с ядрами атомов, так и с другими электронами. Волновая функция многоэлектронной системы в одноэлектронном приближении выбирается в виде детерминанта Слэтера определённого набора функций, зависящих от координат одной частицы. Эти функции являются собственными функциями одноэлектронного гамильтониана с усреднённым потенциалом.

В идеале потенциал, в котором движутся электроны, должен быть самосогласованным. Чтобы достичь этой цели, используют итерационную процедуру, например, метод Хартри-Фока или его релятивистское обобщение – приближение Хартри-Фока-Дирака. Однако часто систему описывают модельным потенциалом. Метод одноэлектронного приближения широко используется в квантовой химии и теории твёрдого тела. В частности, на нём основывается зонная теория.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 30 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

§3. Одномерная модель. Энергетические зоны. Металлы, полупроводники, диэлектрики.

Подходы к вычислению электронных состояний в твердых телах. Каждый электрон в кристалле движется в сложном поле, создаваемом ядрами и движущимися электронами. Решить в таком случае уравнение Шредингера для электрона в кристалле и найти тем самым систему энергетических состояний электрона очень сложно и в настоящее время не удастся. Поэтому для решения этой задачи используют различные упрощающие приближения.

Во-первых, рассматривают движение только внешних электронов в потенциале ионных остовов, содержащих ядро атома и электроны внутренних подболочек. В таком случае необходимо также решить уравнение Шредингера для электрона, но в более слабом потенциале ионных остовов, что значительно легче. Однако с помощью и этого подхода к настоящему времени удалось решить только очень упрощенные задачи такого движения электрона, в основном не трех, а одномерные. Во-вторых, рассматривают два наиболее распространенных частных случая:

- 1) Приближение сильной связи.
- 2) Приближение почти свободных электронов.

В рамках приближения сильной связи считают, что энергия взаимодействия электрона со своим атомом много больше, чем энергия взаимодействия с другими атомами. Иными словами, электроны сильно связаны со своим атомом, на который другие атомы оказывают малое влияние своими электромагнитными полями, лишь расщепляя их энергетические уровни. Подобным образом уровни атома расщепляются под воздействием внешнего магнитного поля (эффект Зеемана). В таком случае взаимодействие атомов друг с другом незначительно изменяет картину энергетических уровней электронов изолированного атома.

В рамках приближения почти свободных электронов считают, что электрон движется "почти свободно" в слабом потенциале ионных остовов, который рассматривают как малое возмущение.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 31 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

В таком случае кинетическая энергия электрона намного превосходит энергию взаимодействия этого электрона с ионами. В настоящее время это самый удачный подход, как с научной, так и с методической точки зрения, поскольку позволяет наглядно объяснить почти все важные для практики и наблюдаемые на опыте закономерности и эффекты.

Энергетические зоны в одномерном случае

Мы можем проиллюстрировать полученные общие выводы на примере одномерного случая, в котором возможно лишь двукратное вырождение. В отсутствие взаимодействия зависимость энергии электронных уровней от k имеет вид параболы. В первом порядке по слабому одномерному периодическому потенциалу эта кривая остается неизменной всюду, кроме окрестности брэгговских «плоскостей» (в одномерном случае это точки). Если точка q близка к брэгговской плоскости, отвечающей вектору K обратной решетки (т. е. близка к точке $1/2K$), то, чтобы найти измененные значения энергетических уровней, необходимо вначале построить еще одну кривую зависимости энергии свободных электронов от k — параболу с вершиной в точке K . Заметим, далее, что вырождение в точке пересечения снимается; при этом в данной точке возникает расщепление, равное $2|U_k|$, и обе кривые имеют наклон, равный нулю. При учете всех брэгговских плоскостей и связанных с ними: фурье-компонент мы приходим к совокупности кривых. Этот способ представления энергетических уровней называют схемой расширенных зон.

Если предпочтительнее задавать все уровни посредством векторов k из первой зоны Бриллюэна, мы можем перенести кусочки кривых в первую зону, проделав смещения на векторы обратной решетки. Это представление называют схемой приведенных зон.

Можно также подчеркнуть периодичность описания в пространстве, продолжив периодически, на всё k -пространство.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 32 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

В результате получается, что всякий уровень с заданным k может быть описан также и другими волновыми векторами, отличающимися от k на любой из векторов обратной решетки. Такое представление называют схемой повторяющихся зон. В схеме приведенных зон для задания уровней используются векторы k , лежащие в первой зоне, тогда как в схеме расширенных зон применяются обозначения, подчеркивающие непосредственную связь с уровнями свободных электронов. Схема повторяющихся зон является наиболее общим представлением, но такое описание избыточно — каждый уровень показан много раз для всех эквивалентных волновых векторов k , $k \pm K$, $k \pm 2K$ и т. д.

Энергетические зоны

Обратимся к вопросу об энергетическом спектре электрона, движущегося в периодическом поле.

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 u_p(r) - \frac{i\hbar}{m_0} (p, \nabla u_p) + \frac{p^2}{2m_0} u_p + U(r) u_p = E u_p$$

Под U здесь понимается потенциальная энергия электрона в периодическом поле.

Уравнение выше представляет собой обычную задачу на собственные значения, в которой компоненты вектора p играют роль параметров. Разумеется, от них зависят не только собственные функции, но и собственные значения энергии:

$$E = E(p)$$

При заданных величинах p_x, p_y, p_z уравнение имеет, вообще говоря, много собственных значений и принадлежащих им собственных функций. Пронумеруем их индексом l , расположив значения E в возрастающем порядке:

$$E = E_l(p), \quad u_p(r) = u_{pl}(r)$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 33 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

Причем

$$E_1(p) \leq E_2(p)$$

Собственные функции рассматриваемого уравнения, отвечающие различным значениям l при фиксированных компонентах p , взаимно ортогональны.

$$\int U_{pl}^* U_{pl'} dr = \delta_{ll'}$$

Здесь $\delta_{ll'}$ - символ Кронеккера, интеграл берётся по основному объёму. Зафиксируем временно индекс l и рассмотрим свойства энергии как функции квазиимпульса при данном l .

Заменим, прежде всего, функцию u_p на u_p^* в рассматриваемом уравнении, а также изменим так знак у p . Последняя операция эквивалентна замене i на $-i$ в рассматриваемом уравнении. Иначе говоря, указанные замены превращают уравнение в сопряженное ему. Собственное значение E , будучи вещественным, при этом измениться не может. Следовательно

$$E_l(-p) = E_l(p)$$

энергия электрона в периодическом поле есть чётная функция квазиимпульса. Далее, мы знаем, что значения квазиимпульса, отличающиеся на $\hbar b$ физически эквивалентны. Следовательно, соответствующие значения энергии должны совпадать:

$$E_l(p) = E_l(p + \hbar b)$$

Таким образом, энергия электрона в идеальной решётке есть периодическая функция квазиимпульса с периодом обратной решётки, умноженным на \hbar .



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 34 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

То же самое относится и к функции $u_{pl}(r)$:

$$u_{pl}(r) = u_{p+?b_l}(r)$$

Рассматривая зависимость энергии от квазиимпульса, мы можем ограничиться изменением компонент p в пределах одного периода. Пусть квазиимпульс пробегает зону Бриллюэна. Иначе говоря, её значения квазинепрерывно заполняют некоторый интервал

$$E_{l,min} \leq E_l(p) \leq E_{l,max}$$

В соответствии с формулами разности между последовательными уровнями энергии в пределах данного интервала убывают как $1/L$. При увеличении размеров куба периодичности они становятся сколько угодно малыми, в силу чего энергетический спектр электрона в пределах интервала практически не отличается от непрерывного. По этой причине приставку ‘квази’ часто опускают, говоря просто об области непрерывного спектра. Интервал энергий, в пределах которого значение $E_l(p)$ изменяются непрерывно, носит название **энергетической зоны (или полосы)**. Число различных зон равно числу значений, принимаемых индексом l . По этой причине последний называют номером зоны (или зонным номером).

Иногда удобно рассматривать все функции $E_l(p)$ как различные ветви одной многозначной функции. Тогда индекс l есть номер ветви.

Величины $E_{l,min}$ и $E_{l,max}$ – минимум и максимум энергии в l -той зоне – называют, соответственно, дном и потолком зоны. Разность между ними есть ширина l -той зоны.

Обратимся теперь к зависимости собственных значений энергии от зонного индекса l . Рассмотрим две соседние зоны, характеризуемые функциями $E_l(p)$ и $E_{l+1}(p)$. Может реализоваться одна из двух возможностей:



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 35 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$E_{l,max} < E_{l+1,min} \quad \text{или} \quad E_{l,max} \geq E_{l+1,min}$$

Последнее неравенство, разумеется, так же выполняется, ибо дно l -той и потолок $(l+1)$ -й зоны могут располагаться в различных точках зоны Бриллюэна.

В первом случае мы будем говорить, что l -тая и $(l+1)$ -я зоны разделены **запрещённой зоной**. Ширина последней есть

$$E_{l,l+1} = E_{l+1,min} - E_{l,max}$$

Значения энергии, лежащие в запрещённой зоне, не относятся к собственным значениям гамильтониана. Иначе говоря, в отсутствие внешних полей электрон в идеальном кристалле такую энергию иметь не может, с чем и связано название “запрещённая зона”. В противоположность запрещённым, энергетические зоны, о которых мы говорили выше, называют **разрешёнными**.

Ситуация, соответствующая первому случаю, изображена на рисунке 3.1. Разрешённые зоны, в которых лежат собственные значения энергии, заштрихованы; между ними расположена запрещённая зона.

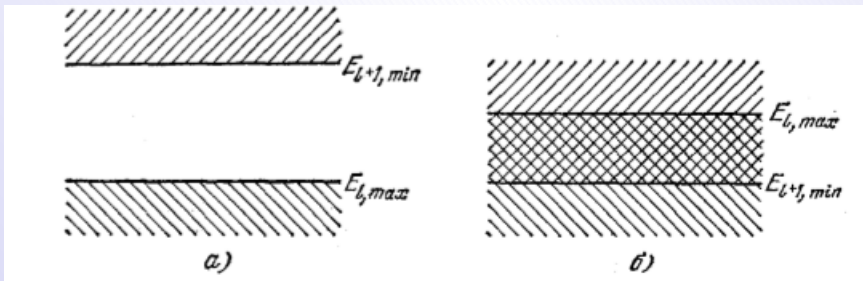


Рисунок 3.1 – Энергетические зоны: а). неперекрывающиеся; б). перекрывающиеся

Во втором случае мы будем говорить, что что l -тая и $(l+1)$ -я зоны перекрываются (или смыкаются, если имеет место знак точного равенства).



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 36 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Запрещённой зоны здесь, очевидно, нет. Такая ситуация изображена на рис. 3.1 б. Разрешённые зоны (что 1-тая и (1+1)-я) заштрихованы там в разных направлениях; значения энергии из области, покрытой двойной штриховкой, принадлежат обоим зонам.

Характеристики зонного спектра, т.е. ширины разрешённых и запрещённых зон, значения квазиимпульса, при которых функции $E_l(p)$ достигают максимумов и минимумов, и т.п. определяются конкретными особенностями данного кристалла. Их можно найти, решая уравнения Шрёдингера для данной конкретной системы. Практически, однако, проще определять необходимые величины непосредственно из опыта.

Металлы, диэлектрики и полупроводники

Электрону в стационарном состоянии соответствует незатухающая средняя скорость, т.е. он свободно перемещается по всему объёму кристалла. На первый взгляд все вещества должны были бы быть очень хорошими проводниками (металлами) с числом электронов проводимости, равным полному числу электронов в теле. На самом деле, даже в металлах число электронов проводимости значительно меньше порядка числа атомов, а в диэлектриках — равно нулю (при абсолютном нуле температуры).

Для того чтобы понять эту ситуацию, рассмотрим совокупность всех NsZ электронов твердого тела, где N — число кристаллических ячеек, s — число атомов в кристаллической ячейке и Z число электронов атома (атомный номер). Взаимодействие между электронами мы учитываем только в среднем посредством самосогласованного поля, но мы учтем принцип Паули, согласно которому в одном квантовом состоянии (характеризующемся волновым вектором k) не может находиться больше двух электронов и только с противоположно направленными спинами. При абсолютном нуле температуры, когда система находится в наинизшем энергетическом состоянии, электроны твердого тела должны занять наинизшие $NsZ/2$ квантовых состояний.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 37 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

При этом возможны два случая: либо наивысший, заполненный электронами уровень энергии совпадет с верхним краем одной из разрешенных зон энергии, либо он попадет внутрь такой зоны. В последнем случае, если приложить к телу даже слабое электрическое поле, то электроны, расположенные вблизи границы ϵ_0 , будут ускоряться и переходить в другие более высокие квантовые состояния, непрерывно примыкающие к ϵ_0 , не занятые другими электронами. В результате число электронов, движущихся по и против поля, не будет одинаково – возникнет электрический ток; тело будет вести себя как металл. В первом случае, когда электроны полностью заполняют верхнюю энергетическую зону, электрическое поле не может вызвать перераспределения электронов, по крайней мере до тех пор, пока оно не слишком велико (меньше 10^6 в/см) и не вызывает переброса электронов в более высокие разрешенные зоны энергии (пробой). В этом случае электрический ток возникнуть не может, тело ведет себя как диэлектрик (изолятор). Также ведут себя и электроны более глубоких, полностью заполненных энергетических зон в металле. Такое простое качественное объяснение отличия между металлом и диэлектриком явилось большим триумфом зоной теории.

Каждая отдельная зона энергии содержит $2N$ квантовых состояний; поэтому для простого кристалла ($s=1$) число заполненных электронами зон равно $NZ:2N=Z/2$. Таким образом, если Z нечетно, то заполнено нецелое число зон, т.е. элементы с нечетным атомным номером, кристаллизующиеся в простой решетке, – металлы. Обратное заключение, что элементы с четным Z (при $s=1$) ведут себя как диэлектрики, неправильно, так как всегда возможно перекрытие энергетических зон, а в этом случае тело будет вести себя как металл. Более сложная структура решетки (меньшая симметрия) и в особенности наличие атомов разных сортов способствуют разделению энергетических зон, т. е. образованию диэлектрика. Твердый водород – диэлектрик, хотя на первый взгляд он должен был бы вести себя как щелочной металл.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 38 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Такое поведение водорода и ряда других элементов связано с тем, что при кристаллизации образуются молекулы вещества, которые связаны в решетке ван-дер-ваальсовскими силами ($s \neq 1$). С зонной точки зрения мы должны, конечно, в этом случае иметь полностью заполненную электронами полосу энергии. Таким образом, при абсолютном нуле температуры все твердые тела ведут себя либо как металлы, либо как диэлектрики.

В случае диэлектрика, когда электроны полностью заполняют самую верхнюю зону (валентную), отделенную от следующей полосы разрешенных энергий (зоны проводимости) запрещенной зоной шириною ε_G , электроны будут при повышении температуры переходить из валентной зоны в зону проводимости.

Если ε_G порядка 1 эв или меньше, то при комнатных температурах и выше чистые кристаллы вещества обнаруживают заметную электропроводность, обусловленную движением электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне.

Такие чистые вещества с узкой запретной зоной получили название собственных полупроводников. Практически чаще приходится иметь дело с примесными полупроводниками, когда поставщиками электронов в зоне проводимости являются доноры, а поставщиками дырок в валентной зоне – акцепторы.

Добавляя различные примесные атомы в разных количествах к чистому веществу, можно получить полупроводники с весьма разнообразными электрическими свойствами. Такие процессы легирования или допирования полупроводника различными примесями наиболее широко были исследованы для германия и кремния, которые получили в последние годы большое техническое применение.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 39 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

§4. Движение зонных электронов. Аналогия со свободными частицами. Эффективная масса. Понятие дырки. Собственная электропроводность полупроводников. Приближение электронного газа в твердых телах.

По идее де- Бройля движение электрона или какой-либо другой частицы связано с волновым процессом, длина волны которого равна:

$$\lambda' = \frac{2\pi h}{mv} = \frac{2\pi h}{P}$$

Где v – скорость движения частицы, m – масса частицы.

Согласно этой гипотезы импульс электрона будет связан с его волновым вектором следующим соотношением:

$$P = h \frac{2}{\lambda'} = \hbar k$$

Скорость поступательного электрона:

$$v = \frac{P}{m} = \frac{\hbar}{m} k$$

Кинетическая энергия электрона будет равна:

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} k^2$$

Эта формула выражающая зависимость энергии свободного электрона от его волнового вектора.

Дифференцируя последнее уравнение по k получим:

$$K = \frac{m}{\hbar^2} \frac{dE}{dk}$$



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 40 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

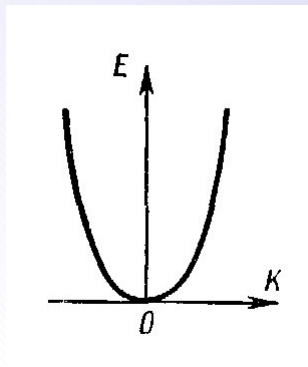


Рисунок 4.1 – Графическая зависимость энергии свободного электрона от его волнового вектора.

Подставив последнее выражение для импульса и скорости найдем:

$$P = \hbar k = \frac{m}{\hbar} \frac{dE}{dk} \quad v = \frac{\hbar}{m} k = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}$$

В таком виде выражение для импульса и скорости поступательного движения оказывается справедливым не только для свободных электронов, но и для электронов, движущихся в периодическом поле. Импульс P в этом случае называют **квазиимпульсом электрона**.

Создадим, в кристалле внешнее поле E . Это поле будет действовать на электрон с силой $F = -gE$, сообщая ему ускорение:

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

За время dt сила F произведет работу:

$$dA = Fvdt = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 41 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Эта работа идет на приращение энергии электрона:

$$dE = \frac{E}{h} \frac{dE}{dk} dt$$

Отсюда находим что:

$$\frac{dk}{dt} = \frac{F}{h}$$

Подставив это выражение в правую часть выражения для ускорения получим:

$$a = \frac{F}{h^2} \frac{d^2 E}{dk^2}$$

Эта формула устанавливает связь между ускорением электрона и внешней силой F , действующей на него со стороны внешнего поля E . Эта формула выражает второй закон Ньютона. Из нее следует, что под действием внешней силы электрон в периодическом поле кристалла движется в среднем так, как двигался бы под действием силы свободный электрон, если бы он обладал массой:

$$m = h^2 / \frac{d^2 E}{dk^2}$$

Эта масса называется **эффективной массой электрона**.

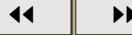
Приписывая электрону, находящемуся в периодическом поле кристалла, массу m , мы можем считать электрон свободным и описывать его движение во внешнем поле так, как описывается движение обычного свободного электрона. Эффективная масса не выражает ни гравитационные, ни инерционные свойства. Она является лишь коэффициентом уравнения и отражает меру взаимодействия электрона и кристаллической решетки. Однако эффективная масса, заключая в себя особенность присущую движению электрона в периодическом поле кристалла, явления своеобразной величиной. Она может быть как положительной, так и отрицательной. По абсолютному значению она может быть как во много раз больше, так и во много раз меньше массы покоя электрона.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 42 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Рассмотрим рисунок 4.2 – зависимость полной энергии электрона, его скорости поступательного движения и эффективной массы от волнового вектора k , который изменяется в пределах от 0 до $\pm\pi/a$.

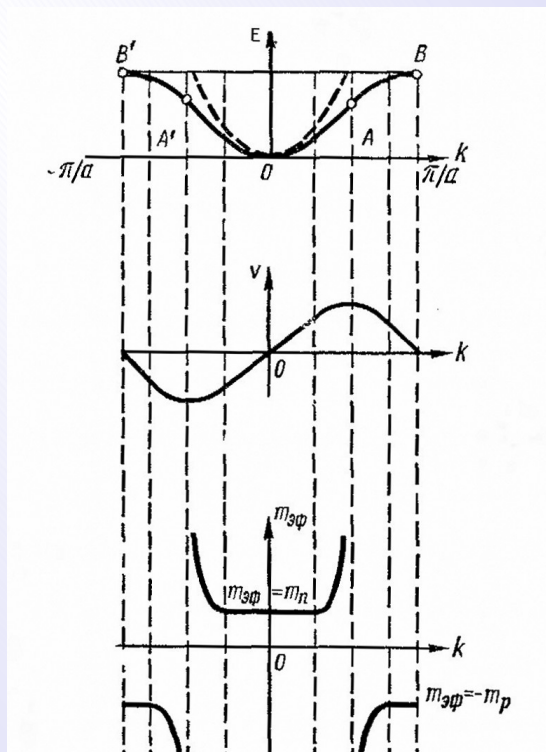


Рисунок 4.2 – зависимость полной энергии электрона, его скорости поступательного движения и эффективной массы от волнового вектора k



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 43 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

У дна разрешенной зоны (то есть вблизи $k=0$), энергия электрона $E(k)$ с увеличением k растет примерно пропорционально k^2 . Скорость поступательного движения электрона $v \sim dE/dk$ увеличивается пропорционально k . Ускорение движения положительно и эффективная масса сохраняет постоянное положительное значение:

$$m = 1/\frac{d^2E}{dk^2}$$

В точке A , то есть в точке перегиба кривое $E(k)$ вторая производная $\frac{d^2E}{dk^2} = 0$, а первая производная $\frac{dE}{dk}$ будет достигать своего максимального значения. Поэтому при приближении к этой точке эффективная масса m будет стремиться в бесконечность $m \rightarrow \infty$, а скорость поступательного движения будет стремиться к своему максимальному значению $v \rightarrow v_{max}$. То что $m \rightarrow \infty$ означает, что на движение электрона, находящегося в состоянии с энергией E_A , внешнее поле не будет создавать никакого воздействия. За точкой перегиба производная $\frac{dE}{dk}$ начнет убывать, поэтому будет убывать и скорость. Ускорение становится, таким образом, отрицательным (так как $\frac{d^2E}{dk^2} < 0$ что при сохранившемся направлении действия внешней силы F эквивалентно изменению знака эффективной массы с положительного на отрицательный. При этом может измениться и абсолютная величина $m = 1/\frac{d^2E}{dk^2}$ если изменяется кривизна кривой $E(k)$, пропорциональная $\frac{d^2E}{dk^2}$ У вершины зоны $E(k)$ снова становится квадратичной функцией k и эффективная масса достигает постоянного отрицательного значения m . Фактически это означает, что под действием сил F электрон находящийся с энергией E_B получает ускорение, противоположное по направлению внешней силы.

Эффективную массу электрона можно также измерить экспериментально. Наиболее распространенные методы определения эффективной массы электронов это циклотронный резонанс, измерение электронной теплоемкости.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 44 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Циклотронный резонанс – это избирательное взаимодействие высококачественного электромагнитного поля с заряженными частицами, движущихся в постоянном магнитном поле, сопровождающиеся резкими увеличениями или уменьшениями энергии частиц. В плоскости перпендикулярной силовым линиям магнитного поля частица (при наличии поперечной составляющей скорости) совершает периодическое движение по круговой траектории под действием силы Лоренца.

Частота ω_y периодического движения называется циклотронной частотой, она связана с индукцией магнитного поля \mathbf{B} соотношением:

$$\omega_y = \frac{qB}{m}$$

Явление циклотронного резонанса происходит при частоте электромагнитного поля равной или кратной ω_y . Поэтому измеряя частоту электромагнитного излучения, определяют ω_y и m .

Химически чистые полупроводники называются **собственными полупроводниками**. К ним относится ряд чистых химических элементов (германий, кремний) и многие химические соединения, такие например, как арсенид галлия, арсенид индия и т.д.

Рассмотрим схему зонной структуры собственного полупроводника (рисунок 4.3 а). При абсолютном нуле его валентная зона заполнена полностью, а зона проводимости является пустой. Поэтому при абсолютном нуле собственный полупроводник, как и диэлектрик, обладает нулевой проводимостью. С повышением температуры вследствие термического возбуждения электронов валентной зоны часть из них приобретает энергию, достаточную для преодоления запрещенной зоны и перехода в зону проводимости (рисунок 4.3 б). Это приводит к появлению в зоне проводимости свободных электронов, а в валентной зоне – свободных уровней, на которые могут переходить электроны этой зоны. При приложении к такому кристаллу внешнего поля в нем возникает направленное движение электронов зоны проводимости и валентной зоны, приводящее к появлению электрического тока.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 45 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Кристалл становится проводящим.

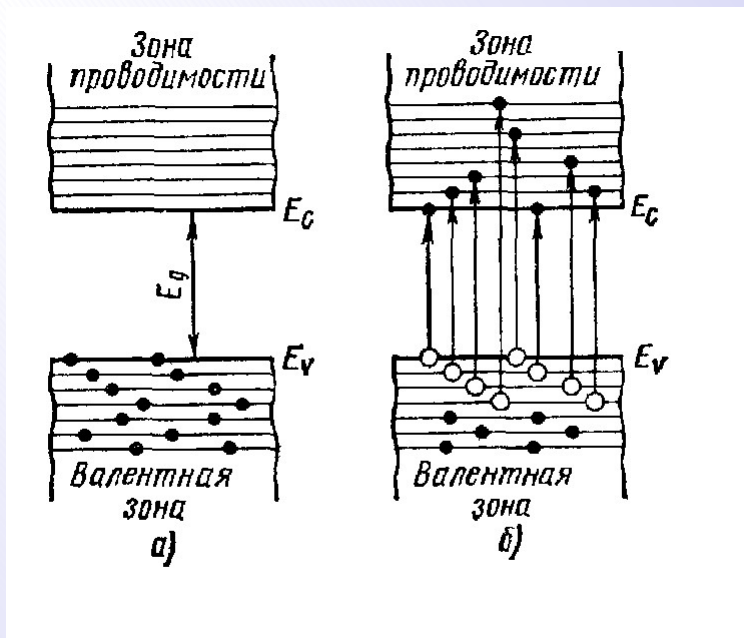


Рисунок 4.3 - Схема зонной структуры собственного полупроводника

Чем уже запрещенная зона и выше температура кристалла, тем больше электронов переходит в зону проводимости, поэтому тем более высокую электропроводность приобретает кристалл. Так у германия, имеющего ширину запретной зоны $E_g = 0,667\text{В}$ уже. При комнатной температуре конденсация электронного газа в зоне проводимости достигает величины $n = 10^{-193}$, а удельное сопротивление составляет всего $0,48\ \text{Ом}\cdot\text{м}$. А у алмаза, имеющего $E_g = 5,2$ при комнатной температуре сопротивление равно $10^8\ \text{Ом}\cdot\text{м}$.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 46 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 47 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Но уже при температуре 600К концентрация электронного газа в кристалле увеличивается на много порядков и удельное сопротивление становится таким же как и у германия при комнатной температуре. Из этого можно сделать вывод, что разделение тел на полупроводники и диэлектрики нашли условный характер. Алмаз, являющийся, диэлектриком при комнатной температуре приобретает замкнутую проводимость при более высокой температуре и может считаться полупроводником. Рассмотрим теперь более подробно поведение электрона в валентной зоне, в которой возникли свободные уровни вследствие перехода частиц электронов в зону проводимости.

Под действием внешнего поля электроны валентной зоны теперь имеют возможность переходить на свободные уровни и создавать в кристалле электрический ток. Сила тока создаваемого одним электроном, движущимся со скоростью v равна:

$$I = -qv$$

Результирующая сила мгновенного тока, созданного всеми электронами валентной зоны равна:

$$I_p = -q \sum_i v_i$$

Для зоны укомплектованной электронами полностью ток равен нулю, так как любому электрону, имеющему скорость $+v_i$ можно составить электрон со скоростью $-v_i$.

Представим, что в валентной зоне заняты все состояния кроме одного, характеризующегося скоростью v_i Суммарная сила тока в такой зоне равна:

$$I = -q \sum_i v_i + qv_i$$

Так как первое слагаемое равно нулю, то $I = qv_i$.

Таким образом, суммарная сила тока всех электронов валентной зоны, имеющей одно валентное состояние, эквивалентно силе тока, обусловленного движением в ней одной частицы с положительным зарядом $+q$, помещенной в это состояние. Такую квазичастицу называют **дыркой**. Приписывая дырке положительный заряд $+q$ численно равный заряду электрона, ей приписывается и положительная эффективная масса m_p , численно равной отрицательной эффективной массе электрона m_n , ранее занимавшего данное вакантное состояние вблизи потолка валентной зоны. Так как только в этом случае ток, созданный дырками, будет совпадать как по величине, так и по направлению с током, созданным электронами почти целиком занятой валентной зоной.

Эффективная масса заряда может быть значительно меньше массы покоя электрона. Например, для германия $m_n = 0,56$, а масса дырок $m_p = 0,59$.

Температурная проводимость характерна для полупроводников, однако есть и некоторые металлы, обладающие дырочной проводимостью.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 48 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Глава 3. Статистика.

§5. Статистика газообразного состояния. Распределение движущихся частиц в пространстве. Микро– и макрораспределение. Понятие термодинамической вероятности (ТДВ). Равновесное состояние – максимум термодинамической вероятности.

Газ, предоставленный самому себе и находящийся в постоянных внешних условиях, приходит в состояние равновесия. С макроскопической точки зрения в нем устанавливаются постоянная температура и постоянное давление. Если газ состоит из нескольких компонентов (как, например, воздух), то и состав газа в разных местах в сосуде будет одинаков. Молекулы газа даже в равновесии движутся беспорядочно, сталкиваясь между собой и со стенками сосуда, непрерывно меняя свою скорость. Однако не все столь хаотично, как кажется на первый взгляд. Как бы ни изменялись скорости отдельных молекул, среднее значение квадрата скорости остается постоянным и равным:

$$\langle V^2 \rangle = \frac{3k_B T}{m_0}$$

Зададим вопрос: сколько молекул (или лучше, какая доля молекул) движется с определенной скоростью (смотри ниже о том, что имеется в виду под «с определенной скоростью») в данный момент? Из предположения о хаотическом характере молекулярного движения следует, что возможно появление молекул с любыми скоростями, так что распределение молекул по скоростям надо характеризовать непрерывной функцией. Несмотря на полную хаотичность молекулярных движений, несмотря на случайный характер столкновений и вызываемых ими изменений скоростей молекул, их распределение по скоростям, как показывают теория и опыт, оказывается вполне определенным. На характер распределения по скоростям не влияют даже внешние поля при условии, что состояние системы является равновесным.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 49 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Будем считать, что возможные значения скорости заключены в интервале от 0 до бесконечности. В реальных системах скорость не может быть бесконечно большой, так как всякая система состоит из большого, но конечного числа молекул. Поэтому даже если представить себе такой практически невероятный случай, при котором все молекулы останутся, передав всю энергию одной единственной молекуле, то и тогда энергия этой молекулы и, следовательно, ее скорость будет конечной. Мы здесь даже не говорим об ограничениях, налагаемых теорией относительности, согласно которой скорость любой молекулы не может превысить скорость света. Очень малые и очень большие по сравнению со средним значением скорости мы будем считать в принципе возможными, но, как мы убедимся, они окажутся маловероятными.

Прежде чем приступить к рассмотрению закона распределения молекул газа по скоростям, выясним сущность задачи о распределении.

Определить распределение молекул по скоростям, казалось бы, означает определить число молекул, обладающих той или иной заданной скоростью. Однако в такой постановке вопрос не имеет смысла, так как число молекул, имеющих точно (математически точно!) заданную скорость, равно нулю. Действительно, число различных значений скорости бесконечно велико (непрерывное множество), число же молекул конечно. Поэтому число молекул, приходящихся на долю каждого точно заданного значения скорости, равно нулю. Вследствие этого вопрос должен быть сформулирован иначе: сколько молекул (или какая доля молекул) обладает скоростями, лежащими в некотором интервале вблизи заданной скорости?

Итак, найти распределение молекул по скоростям — это означает определить, сколько молекул или какая доля молекул из общего числа N обладают скоростями, лежащими в интервале от v до $v + Dv$.

Функция распределения молекул по скоростям. В дальнейшем речь, прежде всего, пойдет о распределении вероятностей для вектора скорости \vec{V} , то есть о том, какова вероятность следующего события:



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 50 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

вектор скорости \vec{V} имеет проекции на оси некоторой декартовой системы координат в пространстве скоростей одновременно принадлежащие следующим интервалам

$$\begin{aligned}V_x &\in [V_x, V_x + dV_x] \\V_y &\in [V_y, V_y + dV_y] \\V_z &\in [V_z, V_z + dV_z]\end{aligned}$$

О чем можно сказать и так: конец вектора \vec{V} находится внутри элемента объема в пространстве скоростей:

$$d^3V = dV_x dV_y dV_z$$

Или: вектор \vec{V} принадлежит элементу объема dV . При использовании в пространстве скоростей не декартовой, а, к примеру, сферической системы координат, изменится лишь набор координат и форма записи элемента объема. При использовании сферической системы координат будем иметь следующее:

$$\begin{aligned}V &\in [V, V + dV] \\ \Theta &\in [\Theta, \Theta + d\Theta] \\ \varphi &\in [\varphi, \varphi + d\varphi]\end{aligned}$$

где, Θ — полярный и φ — азимутальный углы, характеризующие направление вектора \vec{V} .

При этом элемент объема в пространстве скоростей имеет вид:

$$d^3V = V^2 dV \sin\Theta d\Theta d\varphi$$

Для сокращения записи удобно также, кроме вектора \vec{V} , ввести его приращение $d\vec{V}$:

$$d\vec{V} = dV_x \vec{i} + dV_y \vec{j} + dV_z \vec{k}$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 51 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Здесь $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$, как обычно, орты декартовых осей OX, OY и OZ. Соответствующее выражение в сферических координатах мы не выписываем.

Тогда, поставленный выше вопрос можно сформулировать и так: «какова вероятность следующего события»: вектор скорости \vec{V} принадлежит (векторному) интервалу от \vec{V} до $\vec{V} + d\vec{V}$

$$\vec{V} \in [\vec{V}, \vec{V} + d\vec{V}]$$

Последнее выражение можно было бы написать и сразу, однако векторы не образуют упорядоченного множества: неправилен вопрос, какой вектор больше \vec{a} или \vec{b} , поэтому и приведены выше разъяснения того, что имеется в виду под принадлежностью вектора некоторому (векторному) интервалу. Векторный интервал определяет объем в соответствующем пространстве, внутри которого лежит конец вектора, а сам вектор – положение этого объема.

Различия в словах и обозначениях не меняют сути дела, но весьма удобны. Ничто не меняется при переходе от бесконечно малого объема d^3V (интервала $d\vec{V}$) к конечному объему Δ^3V (интервалу $\Delta\vec{V}$).

Если DN — число молекул, имеющих при заданном состоянии системы вектор скорости в интервале от \vec{V} до $\vec{V} + d\vec{V}$, то это число, в общем случае, вообще говоря, зависит от:

- общего числа молекул N в системе;
- величины объема в пространстве скоростей Δ^3V (интервалу $\Delta\vec{V}$);
- самого вектора скорости \vec{V} (так как при одинаковых по величине элементах объема, но при разных его положениях в пространстве скоростей, в общем случае, число частиц будет различным).



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 52 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Таким образом:

$$\Delta N = \Delta N(N, \vec{V}, \Delta \vec{V})$$

Однако, выше было заявлено и обосновано, что в состоянии термодинамического равновесия распределение молекул по направлениям движения изотропное. На «языке» функции ΔN это означает, что она может зависеть только от модуля вектора скорости и не может зависеть от его направления.

Следовательно, во-первых:

$$\Delta N = \Delta N(N, |\vec{V}|, \Delta \vec{V}) = \Delta N(N, V, \Delta^3 V)$$

Во-вторых, естественно предположить, что при достаточно малых величинах объема $\Delta^3 V$, число молекул в нём (число молекул с вектором скорости, принадлежащем этому объёму) будет пропорционально его величине, то есть:

$$\Delta N \approx n(N, V) \Delta^3 V$$

Можно показать, что при стремлении объема в пространстве скоростей $\Delta^3 V$ к нулю, написанное выше приближенное равенство переходит в точное. Введенная выше функция $n(N, V)$ имеет простой смысл: это концентрация частиц в пространстве скоростей:

$$n(N, V) = \lim_{\Delta^3 V} \frac{\Delta N}{\Delta^3 V} = \frac{dN}{\Delta^3 V}$$

В-третьих, представляется очевидным, что чем больше частиц в системе, тем «при прочих равных» будет больше частиц и в объеме $\Delta^3 V$ и их концентрация $n(N, V)$. Поэтому естественно от концентрации частиц перейти к удельной величине не зависящей от полного числа частиц в системе:

$$F(V) = \frac{1}{n} n(N, V)$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 53 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

Эта функция зависит только от скорости и дает относительное количество (долю) молекул, имеющих скорость в единичном объеме в пространстве скоростей вблизи скорости с модулем $V = |\vec{V}|$. Эта функция $F(V)$ называется функцией распределения молекул для вектора скорости. Если взять несколько порций одного и того же газа, находящихся в идентичных условиях (одинаковы p и T), то распределение молекул по скоростям в них также будет идентично. Зная вид $F(V)$, можно найти количество молекул dN из общего числа молекул N , проекции вектора скорости которых одновременно принадлежат интервалам:

$$\begin{aligned} V_x &\in [V_x, V_x + dV_x] \\ V_y &\in [V_y, V_y + dV_y] \\ V_z &\in [V_z, V_z + dV_z] \end{aligned}$$

Это число равно:

$$dN = NF(V)dV_x dV_y dV_z$$

или, при использовании сферических координат в пространстве скоростей:

$$dN = NF(V)V^2 dV \sin\Theta d\Theta d\varphi$$

Подчеркнем, что это распределение вероятностей для вектора скорости, то есть сразу для трех величин: либо для $V_x V_y V_z$ либо для (V, Θ, φ) , в зависимости от используемой в пространстве скоростей системы координат.

Концентрация частиц в пространстве скоростей должна подчиняться условию, имеющему простой физический смысл: число молекул со всевозможными векторами скорости, которым соответствуют все возможные объемы $\Delta^3 V$, на которые можно разбить всё пространство скоростей, должно быть равно полному числу частиц в системе. При переходе к пределу, то есть от $\Delta^3 V$ к $d^3 V$, суммирование превращается в интегрирование по всему пространству скоростей и мы имеем:



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 54 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$\int dN = \int n(N, V) d^3V = N \int F(V) d^3V = N$$

откуда следует условие нормировки функции распределения:

$$\int F(V) d^3V = 1$$

Вычисление, написанного выше, нормировочного интеграла разумеется возможно при использовании любой системы координат в пространстве скоростей. Например, в декартовой системе:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dV_x \int_{-\infty}^{+\infty} dV_y \int_{-\infty}^{+\infty} dV_z F(\sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}) = 1$$

Однако, «грех» не воспользоваться фактом изотропности распределения молекул по направлениям движения, отражением которого является зависимость функции распределения $F(V)$ только от модуля вектора скорости. В сферических координатах нормировочный интеграл имеет существенно проще, так как два из трех интегрирований можно провести в общем виде:

$$\int F(V) d^3V = \int_0^{\infty} F(V) V^2 dV \int_0^{\pi} \sin\Theta d\Theta \int_0^{2\pi} d\varphi = 4\pi \int_0^{\infty} F(V) V^2 dV = 1$$

Функция распределения для газов была найдена теоретически Максвеллом (1859) и носит его имя. Далее мы установим ее вид.

Распределение Максвелла. Поскольку все направления движения молекул в пространстве равноправны, распределение скоростей должно быть изотропным и функция распределения $n(v)$ не может зависеть от направления скорости. Это означает, что $n(v)$ не может быть произвольной функцией от компонент скорости v_x , v_y , v_z а должна зависеть лишь от абсолютной величины скорости:

$$v = |\vec{V}| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 55 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

В зависимости от выбранной системы координат вероятность $F(V)d^3V = dN/N$ имеет различный вид.

В декартовой системе:

$$\frac{dN}{N} = F(v)dv_x dv_y dv_z$$

В цилиндрической системе:

$$\frac{dN}{N} = v_r dv_r dv_z d\varphi$$

Далее предлагается простой, хотя и не вполне строгий вывод вида функции распределения. Рассмотрим процесс столкновения двух частиц, движущихся со скоростями v_1 и v_2 . Пусть в результате соударения скорости молекул изменяются и превращаются в v_3 и v_4 . Число таких столкновений в единицу времени в единице объема газа должно быть пропорционально числу молекул со скоростями вблизи v_1 и v_2 , то есть произведению $n(v_1)$ и $n(v_2)$. Рассмотрим далее процесс соударения, являющийся обратным данному. При этом скорости молекул изменяются от значений v_3 и v_4 до значений v_1 и v_2 . Число таких соударений в единицу времени в объеме пропорционально количеству молекул со скоростями вблизи v_3 и v_4 , то есть произведению $n(v_3)$ и $n(v_4)$.

В силу предположения о молекулярном хаосе и предположения о том, что число молекул с данными значениями скорости не изменяется процессами молекулярных столкновений в газе, находящемся в стационарном состоянии, можно считать, что число молекул, у которых скорости изменяются от значений v_1 и v_2 до значений v_3 и v_4 , равно числу молекул, у которых скорости изменяются от v_3 и v_4 до v_1 и v_2 . Отсюда следует, что:

$$n(v_1)n(v_2) = n(v_3)n(v_4)$$

Равенство выражает баланс частиц, получающих и теряющих соответствующую скорость, причем в процессе таких упругих соударений энергия молекул сохраняется (m_0 – масса молекулы):



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 56 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$\frac{m_0 v_1^2}{2} + \frac{m_0 v_2^2}{2} = \frac{m_0 v_3^2}{2} + \frac{m_0 v_4^2}{2}$$

Равенства представляют совокупности условий, которым должна удовлетворять искомая функция распределения.

Выразим v_4 через v_1, v_2, v_3 :

$$v_4 = \sqrt{v_1^2 + v_2^2 - v_3^2}$$

Функциональные уравнения легко превратить в простое дифференциальное уравнение. Взяв логарифм, имеем:

$$\ln n(v_1) + \ln n(v_2) = \ln n(v_3) + \ln n(v_4)$$

Продифференцируем по аргументу v_1 :

$$\frac{d}{dv_1} \ln n(v_1) = \frac{d \ln n(v_4)}{dv_4} \frac{\partial v_4}{\partial v_1}$$

Аналогично:

$$\frac{d}{dv_2} \ln n(v_2) = \frac{d \ln n(v_4)}{dv_4} \frac{\partial v_4}{\partial v_2}$$

Соответственно находим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_4}{\partial v_1} &= \frac{v_1}{v_4} \\ \frac{\partial v_4}{\partial v_2} &= \frac{v_2}{v_4} \end{aligned}$$

Подставляя в правые части соотношений приходим к равенству:

$$\frac{1}{v_1} \frac{d}{dv_1} \ln n(v_1) = \frac{1}{v_2} \frac{d}{dv_2} \ln n(v_2)$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 57 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

При этом мы должны помнить, что это равенство справедливо при совершенно произвольных значениях v_1 и v_2 которые являются независимыми переменными. Это значит, что равенство должно иметь место при совершенно произвольных значениях скоростей, поэтому оно может быть выполнено только тогда, когда правая и левая части равны некоторой постоянной (которую мы обозначим через $-\alpha$):

$$\frac{d \ln n(v)}{v dv} = -\alpha$$

где переменная v может принимать значения v_1 и v_2 или любое иное.

Разделяя переменные, записываем в виде:

$$d \ln n(v) = \frac{-\alpha}{2} d(v^2)$$

Интегрируя, находим:

$$n(v) = A \exp\left(\frac{-\alpha}{2} v^2\right)$$

где A — постоянная интегрирования.

Из физических соображений очевидно, что

$$n \rightarrow 0 \text{ при } v \rightarrow \infty$$

Большие скорости молекул маловероятны. Поэтому коэффициент $\alpha > 0$.

Постоянная A определяется из условия нормировки:

$$A = N \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^{3/2}$$

Функции распределения Максвелла для модуля вектора скорости $f(v)$:

$$f(v) = 4\pi n(v) v^2 = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{m_0 v^2}{2k_B T}\right)$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 58 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Односторонность самопроизвольного протекания процессов является естественным следствием молекулярной природы вещества, из которой, в свою очередь, следует возможность определить состояние системы двумя различными способами.

- Задаются значения термодинамических параметров (Т, Р, состав и др.), которые являются усредненными, т.е. задается **макросостояние** системы.
- Задаются координаты и скорости всех составляющих систему частиц, т.е. задается **микросостояние** системы.

Очевидно, что одно и то же макросостояние можно задать большим количеством микросостояний. Число микросостояний, которыми реализуется данное макросостояние, называется **термодинамической вероятностью (W)**.

В отличие от математической вероятности, изменяющейся в пределах от нуля до единицы, $W \geq 1$. Она является числителем математической вероятности (это отношение числа исходов, благоприятствующих данному событию, к общему числу исходов). Как и математическая вероятность, величина W обладает свойством **мультипликативности**, т.е. если две системы с термодинамическими вероятностями W_1 и W_2 объединяются в одну сложную систему, то для нее $W = W_1 \cdot W_2$.

Термодинамическая вероятность – это свойство системы, значит, она не зависит от пути, по которому система пришла в данное состояние. В общем случае, если N частиц, образующих систему, распределены по s состояниям так, что каждому состоянию отвечает:

$$W = \frac{N!}{N_1!N_2!N_3!\dots N_s!}$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 59 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Поскольку в пределах одного какого-либо состояния частицы неразличимы, то из общего числа микросостояний $N!$, определяемого числом перестановок всех частиц, исключаются перестановки, не задающие новых микросостояний. Из приведенного выражения следует, что значение W тем больше, чем равномернее, а значит, хаотичнее распределение частиц по состояниям. Поэтому термодинамическая вероятность может служить критерием направленности процессов в изолированных системах. С использованием данного понятия можно дать еще одну формулировку второго закона термодинамики (статистическую).

Второй закон: предоставленная самой себе, т.е. изолированная, система переходит из состояния с меньшей термодинамической вероятностью в состояние с большей ее величиной. В состоянии равновесия термодинамическая вероятность максимальна.

Статистический характер второго закона проявляется в том, что он с высокой точностью выполняется лишь для очень большого числа частиц. С уменьшением размеров системы применимость его снижается, поскольку «размываются» границы между более равномерным и менее равномерным распределением частиц (между порядком и беспорядком). Отклонения от равномерного распределения частиц, а, следовательно, и свойств вещества, существуют и в больших системах. Как правило, они кратковременны и (или) сосредоточены в микроскопических объемах. Такие отклонения называются **флуктуациями**. Их существование в реальных системах показывает, что локальные (во времени и в пространстве) отклонения от второго закона возможны, и закон возрастания термодинамической вероятности выполняется только в среднем для относительно большого промежутка времени. Роль флуктуаций велика при протекании многих процессов, например, при кристаллизации жидкости.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 60 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

§6. Распределения в пространстве скоростей. Термодинамическая вероятность в пространстве скоростей. Максимизация термодинамической вероятности при условии сохранения суммарной энергии. Распределения Максвелла-Больцмана.

С течением времени молекулы физической системы вследствие взаимодействия друг с другом изменяют свою энергию и переходят из одного энергетического интервала в другой. Хотя энергия отдельно взятых частиц с течением времени меняется, но для равновесной системы в каждом из выделенных энергетических интервалов число частиц будет оставаться в среднем одним и тем же. Происходит как бы непрерывная перестановка частиц по всем возможным для них энергетическим состояниям.

Если каким-либо способом молекулы удалось бы сделать различимыми и приписать им порядковые номера, то можно было бы увидеть, что одно и то же равновесное состояние системы (макросостояние) реализуется не одним, а множеством микросостояний системы, характеризующихся определенным распределением частиц по энергетическим уровням. Число микросостояний, которыми может быть реализовано данное макросостояние, называется **термодинамической вероятностью**. Для равновесного состояния термодинамическая вероятность максимальна.

Самопроизвольный переход системы из неравновесного состояния в равновесное объясняется тем, что система стремится перейти в состояние с максимальным значением термодинамической вероятности. Следует отметить, что в отличие от математической вероятности, представляющей собой всегда правильную дробь, **термодинамическая вероятность равна целому числу** (обычно очень большому). К термодинамической вероятности применимы все теоремы, установленные для математической вероятности (теоремы сложения, умножения вероятностей и др.). Расчет термодинамической вероятности достаточно сложен.

В классической статистике число микросостояний определяется так.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 61 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

По всем энергетическим уровням распределено N молекул, число же всех возможных перестановок этих молекул с учетом как тех перестановок, когда одна молекула переходит с одного энергетического уровня на другой, так и тех, когда меняются местами молекулы, находящиеся на одном и том же энергетическом уровне, по теории сочетаний равно произведению натурального ряда чисел от единицы до N :

$$1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot \dots \cdot N = N!$$

Для определения термодинамической вероятности необходимо исключить из формулы перестановки молекул на каждом энергетическом уровне. (Согласно классической статистике перестановки внутри энергетических ячеек не дают новых микросостояний.) Таких перестановок внутри первой энергетической ячейки будет $N_1!$ внутри второй $N_2!$. Для их исключения необходимо формулу разделить на произведение $N_1!$, $N_2!$, $N_3!$... Так определяется термодинамическая вероятность W в классической статистике:

$$W = \frac{N!}{N_1!N_2!N_3!\dots} = \frac{N!}{\prod N_i!}$$

где \prod символ произведения факториалов, взятых по всем энергетическим уровням.

Для иллюстрации последней формулы рассмотрим распределение шести частиц в двух ячейках (рисунок 6.1). Количественно, без учета различимости частиц, в данном примере возможно семь способов (макросостояний) их распределений по двум ячейкам. Каждому из них соответствует некоторое число микросостояний (число перестановок между ячейками). Для седьмого макросостояния, когда в каждой из ячеек частиц будет поровну, термодинамическая вероятность наибольшая и равна 20 (при вычислениях следует помнить, что $0! = 1$).

Состояние системы характеризуется не только распределением частиц по энергиям, но и их распределением в пространстве. Найдем распределение N молекул идеального газа в объеме V .



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 62 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Микросостояния	Число частиц в ячейке		W	Микросостояния	Число частиц в ячейке		W
	1	2			1	2	
Первое	6	0	1	Пятое	4	2	15
Второе	0	6	1	Шестое	2	4	15
Третье	1	5	6	Седьмое	3	3	20
Четвертое	5	1	6				

Рисунок 6.1 – Термодинамическая вероятность для системы из шести частиц и двух энергетических ячеек

Разобьем объем на Z ячеек: V_1, V_2, V_3 , так что:

$$V = \sum_i V_i$$

Будем сперва считать, что все молекулы различимы. Тогда вероятность попадания одной из таких молекул в i ячейку равна: V_i/V . Вероятность же попадания x меченых частиц в указанную ячейку определится выражением $(V_i/V)^x$. Распределение N меченых частиц по всем элементарным объемам:

$$N = \sum_i x_i$$

где x_i число частиц в объеме V_i .

Является сложным событием, и его вероятность определяется через произведение вероятностей заполнения отдельных элементарных объемов:

$$\prod \left(\frac{V_i}{V}\right)_i^x$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 63 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Для определения вероятности распределения частиц по элементарным объемам без учета их индивидуальных особенностей следует написанное выше выражение умножить на термодинамическую вероятность:

$$W = \frac{N!}{\prod x_i!} \prod \left(\frac{V_i}{V}\right)_i^x$$

Пусть все ячейки одинаковы:

$$V_i = \frac{V}{Z}t$$

Введя среднюю пространственную концентрацию молекул:

$$n = \frac{N}{V}$$

И используя соотношение:

$$\frac{t}{V} = \frac{tn}{Vn} = \frac{B}{N}$$

Получим:

$$W = \frac{N!}{\prod x_i!} \prod \left(\frac{B}{N}\right)_i^x$$

Где $B = V_in$ среднее число частиц, приходящихся на выбранный элементарный объем системы.

Преыдущее выражение можно представить в форме:

$$W = \frac{N!}{N^N} \prod \frac{B^{x_i}}{x_i!}$$

Используя формулу Стерлинга $N! = N^N/e^N$ из последнего выражения можно получить:



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 64 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$W = \prod e^{-B \frac{B^{x_i}}{x!}}$$

Если фиксировать через равные произвольные промежутки времени числа частиц по ячейкам (числа заполнений x) то формула укажет вероятность обнаружения в таких опытах любого из наперед заданных распределений. Каждый из сомножителей:

$$W(x_i) = \prod e^{-B \frac{B^{x_i}}{x!}}$$

Согласно закону умножения вероятностей следует трактовать как вероятность обнаружения заданного числа частиц x элементарной ячейке системы при фиксировании состояний через равные произвольные промежутки времени.

Ячейка с номером i ничем не отличается от других, поэтому формула, аналогичная предыдущей, характеризует усредненную картину распределения частиц по всем элементарным объемам системы:

$$W(x) = \prod e^{-B \frac{B^x}{x!}}$$

Это выражение называется **распределением Пуассона**, оно определяет долю всех Z ячеек, заполненных тем или иным числом молекул.

Попадание какой-либо молекулы в тот или иной элементарный объем является случайным событием. При большом же общем числе молекул их случайные перемещения в объеме обуславливают определенную закономерность пространственного распределения – описываемого распределением Пуассона.

В качестве примера рассмотрим случай, когда элементарные объемы малы, так что $B = 1$ ($Z = N$). При выборе таких элементарных ячеек вероятность обнаружения их заполненными по одной молекуле ($x=1$) согласно распределению Пуассона равна:

$$W(1) = \frac{1}{e}$$

Иначе говоря, в данном примере только $N \frac{1}{e}$ ячеек будет содержать по одной молекуле.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 65 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Такова же вероятность обнаружения пустых ячеек:

$$W(0) = \frac{1}{e}$$

Вероятность заполнения ячеек по две частицы будет:

$$W(2) = \frac{1}{2e}$$

По три частицы:

$$W(3) = \frac{1}{6e}$$

и т.д.

Выберем элементарные объемы достаточно большими, так что $B \gg 1$. Найдем вероятность заполнения ячеек числом частиц, равным $x = B$:

$$W = e^{-B} \frac{e^{-B}}{B!}$$

Учитывая, что B велико, можно, использовав формулу Стирлинга $B! = B^B / e^B$ получить:

$$W(B) = 1$$

Таким образом, если объем газа разбить на достаточно большие ячейки $B \gg 1$ то распределение газа по таким ячейкам будет равномерным.

Стало быть, только для относительно больших частей объема можно говорить о равномерном пространственном распределении частиц газа. Относительно же малых ячеек объема, как было показано выше, имеет место определенное отклонение распределения молекул от равномерного. Такого рода отклонения называются **флуктуациями плотности**.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 66 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

§7. Классическая и квантовая статистики. Обобщение закона энергетического распределения. Плотность состояний. Выражения термодинамической вероятности для классических частиц, бозонов, фермионов.

Статистика — это наука о поведении ансамбля, т. е. большого числа частиц. Для одной частицы она определяет вероятность иметь определенные значения скорости, импульса, энергии и т. д.

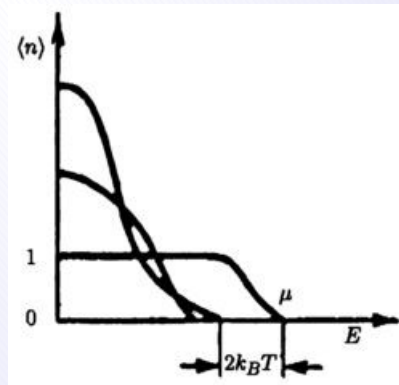


Рисунок 7.1 – Графики трёх распределений: Бозе-Эйнштейна, Максвелла-Больцмана и Ферми-Дирака (по убыванию максимумов)

Квантовая статистика Бозе-Эйнштейна

В системах, описываемых симметричными волновыми функциями, осуществляется **статистика Бозе-Эйнштейна** (**распределение Бозе-Эйнштейна**); ей подчиняются системы частиц с целым спином — бозоны (например, фотоны и некоторые ядра) — без ограничений на число частиц, которые могут находиться в данной клетке 6 -мерного фазового пространства.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 67 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Для отыскания функции распределения в статистике Бозе-Эйнштейна весь фазовый объем разбивают на малые i -тые элементы в каждом из которых содержится N_i состояний с энергией от E_i до $E_i + \Delta E_i$. Если в i -том элементе фазового объема содержится n_i частиц, то они могут всевозможными способами распределиться между N_i состояниями с энергией E_i . Термодинамическая вероятность распределения частиц по состояниям в фазовом пространстве позволяет найти наиболее вероятное распределение при условии сохранения в системе полного числа частиц n и полной энергии E :

$$\sum_i n_i = n \quad \sum_i E_i n_i = E$$

Вместо числа частиц n_i в интервале энергии ΔE_i обычно определяют среднюю «заселённость» состояний с данной энергией, т. е. среднее число частиц n_i в одном состоянии, которое называется **функцией распределения Бозе — Эйнштейна**:

$$n_i = \frac{n_i}{N} = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_i - \mu}{k_B T}\right) - 1}$$

где μ — химический потенциал, отнесенный к одной частице, k_B — постоянная Больцмана. Индекс i иногда опускается, ибо эта функция распределения справедлива для любого из элементов фазового объема.

Классическая статистика Максвелла-Больцмана

В статистической механике, **статистика Максвелла-Больцмана (распределение Максвелла-Больцмана)** — статистическое распределение материальных частиц с различными энергетическими состояниями в термодинамическом равновесии, когда температура достаточно высока, плотность достаточно низка, а квантовые эффекты незначительны; применима к почти любым земным явлениям, для которых температура выше нескольких десятков кельвинов.

«Заселённость» состояния с энергией E_i для статистики Максвелла-Больцмана равна:



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 68 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$n_i = \frac{n_i}{N} = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_i - \mu}{k_B T}\right) - 1} = \frac{\exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}{Z}$$

где:

n_i — число частиц в состоянии i ;

E_i — энергия i -го состояния;

N_i — кратность состояния частиц с энергией E_i ;

μ — химический потенциал;

k_B — постоянная Больцмана;

T — абсолютная температура;

Z — статистическая сумма:

$$Z = \sum_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) N_i$$

Квантовая статистика Ферми-Дирака

В системах частиц, описываемых антисимметричными волновыми функциями, осуществляется **статистика Ферми-Дирака (распределение Ферми-Дирака)**, которая описывает поведение систем фермионов (электронов, протонов, нейтронов и др.) — частиц, подчиняющихся принципу запрета Паули и имеющих полу целый спин. В таких системах в одном квантовом состоянии может находиться **не более одной частицы**.

Решение задачи о наиболее вероятном распределении частиц по состояниям, при условии сохранения полной энергии системы и полного числа ее частиц, приводит к распределению Ферми — Дирака:

$$n_i = \frac{n_i}{N} = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_i - \mu}{k_B T}\right) + 1}$$

Обозначения здесь те же, что и для распределения Бозе-Эйнштейна.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 69 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Единая формула

Функции распределения в классической и квантовых статистиках могут быть записаны в единой формуле:

$$n_i = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_i - \mu}{k_B T}\right) + \delta}$$

для квантового **распределения Бозе-Эйнштейна** $\delta = -1$;

для классического **распределения Максвелла-Больцмана** $\delta = 0$ $\mu = 0$;

для квантового **распределения Ферми-Дирака** $\delta = +1$.

На рисунке 7.1 показаны эти три распределения.

Обобщение законов энергетического распределения. Функция распределения Максвелла — Больцмана

Выражение для закона распределения частиц невырожденного газа по энергиям:

$$N(E)dE = \frac{2N}{\sqrt{\pi}(kT)^2} \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) E^{1/2} dE$$

Получим функцию распределения Максвелла — Больцмана:

$$f_B = \frac{n}{2s+1} \left(\frac{h^2}{2\pi m kT}\right)^{3/2} \exp(-E/kT)$$

Законы распределения равновесных носителей заряда в энергетических зонах. Распределение Ферми-Дирака

Вероятность фактического нахождения электрона на энергетическом уровне и закономерность распределения уровней определяется с помощью статистики Ферми-Дирака. Она позволяет вычислить вероятность заполнения электронами энергетического уровня с энергией:

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



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 70 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

Все разрешенные энергетические уровни, лежащие выше уровня Ферми свободны, а ниже – заполнены. Вероятность заполнения выше равна 0, а ниже уровня Ферми равна 1. Если температура отлична от 0, то она размывается. Вероятность нахождения дырки равна вероятности нахождения электрона:

$$F_p = 1 - F_a$$

Если концентрация электронов в зоне проводимости меньше числа разрешенных энергетических состояний, то вероятность что электрон окажется в одном и том же энергетическом состоянии очень мала. Следовательно пользуются классической статистикой Максвелла-Больцмана

$$E = \exp - \frac{E - E_f}{kT}$$

Для невырожденных полупроводников (электроны и дырки которых подчиняются этой статистике)

$E_f - E_v \gg kT$ т.е. уровень Ферми лежит в запрещенной зоне на расстоянии большем $(2 - 3)kT$.

$E_c - E_f \gg kT$ от ее границ, следовательно **концентрация электронов:**

$$n = N_c \exp \left(- \frac{E_f - E_c}{kT} \right)$$

Где N_c - эффективная плотность состояний в З.П. Равна удвоенной концентрации разрешенных уровней в одном см³ в интервале от E_c до $E_c + kT$

Концентрация дырок:

$$p = N_v \exp \left(- \frac{E_f - E_v}{kT} \right)$$

Где N_v - эффективная плотность состояний в В.З. Равна удвоенной концентрации разрешенных уровней в одном см³ в интервале от E_v до $E_v + kT$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 71 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$n \cdot p = N_c N_v \exp\left(-\frac{\Delta E_3}{kT}\right) = N_c N_v \exp\left(-\frac{\varphi_3}{\varphi_T}\right)$$

где:

$$\Delta E_3 = E_c - E_v, \quad \Delta \varphi_3 = \varphi_c - \varphi_v$$

В собственном полупроводнике концентрации электронов и дырок одинаковы:

$$n = p = n_i$$

$$n_i = \sqrt{N_c N_v \exp\left(-\frac{\Delta \varphi_3}{2\varphi_T}\right)} \text{ Следовательно } n \cdot p = 2n_i$$

где n_i - концентрация собственных Н.З. ,она увеличивается при увеличении T и уменьшается при уменьшении ширины З.З.

Уровень Ферми – такая характерная энергия, выше которой при T = 0K все уровни свободны, ниже – заняты. В полупроводниках n-типа уровень Ферми находится в верхней части З.З. ,а в р-типа в нижней части З.З. В собственном полупроводнике уровень Ферми расположен вблизи середины З.З.

Потенциал $\varphi = E/q, \varphi_T = kT/q$ – температурный потенциал

Плотность состояний – величина, определяющая количество энергетических уровней в единичном интервале энергий на единицу объёма в трёхмерном случае (на единицу площади — в двумерном случае). Является важным параметром в статистической физике и физике твёрдого тела. Термин может применяться к фотонам, электронам, квазичастицам в твёрдом теле и т. п.

Применяется только для одночастичных задач, то есть для систем, где можно пренебречь взаимодействием (невзаимодействующие частицы) или добавить взаимодействие в качестве возмущения (это приведёт к модификации плотности состояний).



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 72 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Термодинамическая вероятность – число возможных микроскопических комбинаций, совместимое с данным состоянием в целом.

Термодинамической вероятностью – определенной число микросостояний, посредством которых можно провести необходимое макросостояние концепции. Чтобы найти термодинамическую вероятность ее начального состояния, следует подсчитать количество комбинаций, которые помогут осуществить любое пространственное распределение элементарных частиц. Этот параметр определяется числом перестановок из наличного движения частиц. Одному и тому макросостоянию может соответствовать множество второстепенных микросостояний. По Л. Больцману, чем большим числом таких положений может реализоваться конкретное макросостояние, тем оно на практике более вероятно. Термодинамической вероятностью состоянию концепции называется число микросостояний, реализующих в итоге макросостояние.

Сопоставим статистическое и термодинамическое условия равновесия замкнутой системы. Со статистической точки зрения переход системы из неравновесного состояния в равновесное представляет собой переход из менее вероятного состояния, осуществляемого меньшим числом способов, в более вероятное, осуществляемое большим числом способов. В состоянии равновесия термодинамическая вероятность достигает максимального значения. С термодинамической точки зрения переход системы из неравновесного состояния в равновесное сопровождается ростом энтропии. В состоянии равновесия энтропия достигает максимального значения. Поэтому естественно ожидать, что между энтропией системы S и термодинамической вероятностью W должна существовать связь. Такая связь была установлена впервые Больцманом. Он показал, что энтропия пропорциональна натуральному логарифму из термодинамической вероятности W :

$$S = k \ln W$$

где k – постоянная Больцмана. Соотношение называется принципом Больцмана.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 73 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

§8. Законы распределения. Решение задачи максимума термодинамической вероятности для частиц различной природы. Ферми-газ, жидкость, химический потенциал. Фотонный газ. Формула Планка.

Функция распределения для невырожденного идеального газа.

Для невырожденного газа число состояний значительно больше числа частиц. Поэтому средняя плотность заполнения этих состояний значительно меньше единицы:

$$f(E) \ll 1$$

Это соотношение можно рассматривать как критерий невырожденности идеального газа. Функция распределения $f(E)$ для невырожденного газа имеет следующий вид:

$$f(E) = \exp\left(\frac{\mu}{kT}\right) \exp\left(\frac{-E}{kT}\right)$$

где μ — химический потенциал газа, k — постоянная Больцмана.

Функция распределения Максвелла — Больцмана

Выражение для закона распределения частиц невырожденного газа по энергиям:

$$N(E)dE = \frac{2N}{\sqrt{\pi}(kT)^2} \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) E^{1/2} dE$$

Получим функцию распределения Максвелла — Больцмана:

$$f_B = \frac{n}{2s+1} \left(\frac{h^2}{2\pi mkT}\right)^{3/2} \exp(-E/kT)$$

Законы распределения равновесных носителей заряда в энергетических зонах. Распределение Ферми-Дирака

Вероятность фактического нахождения электрона на энергетическом уровне и закономерность распределения уровней определяется с помощью статистики Ферми-Дирака. Она позволяет вычислить вероятность заполнения электронами энергетического уровня с энергией:



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 74 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

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

Все разрешенные энергетические уровни, лежащие выше уровня Ферми свободны, а ниже – заполнены. Вероятность заполнения выше равна 0, а ниже уровня Ферми равна 1. Если температура отлична от 0, то она размывается. Вероятность нахождения дырки равна вероятности нахождения электрона:

$$F_p = 1 - F_a$$

Если концентрация электронов в зоне проводимости меньше числа разрешенных энергетических состояний, то вероятность что электрон окажется в одном и том же энергетическом состоянии очень мала. Следовательно пользуются классической статистикой Максвелла-Больцмана

$$E = \exp - \frac{E - E_f}{kT}$$

Для невырожденных полупроводников (электроны и дырки которых подчиняются этой статистике)

$E_f - E_v \gg kT$ т.е. уровень Ферми лежит в запрещенной зоне на расстоянии большем $(2 - 3)kT$.

$E_c - E_f \gg kT$ от ее границ, следовательно **концентрация электронов:**

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_f - E_v}{kT}\right)$$

Где N_c - эффективная плотность состояний в З.П. Равна удвоенной концентрации разрешенных уровней в одном см^3 в интервале от E_c до $E_c + kT$

Концентрация дырок:

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_f - E_v}{kT}\right)$$

Где N_v - эффективная плотность состояний в В.З. Равна удвоенной концентрации разрешенных уровней в одном см^3 в интервале от E_v до $E_v + kT$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 75 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$n \cdot p = N_c N_v \exp\left(-\frac{\Delta E_3}{kT}\right) = N_c N_v \exp\left(-\frac{\varphi_3}{\varphi_T}\right)$$

где:

$$\Delta E_3 = E_c - E_v, \quad \Delta \varphi_3 = \varphi_c - \varphi_v$$

В собственном полупроводнике концентрации электронов и дырок одинаковы:

$$n = p = n_i$$

$$n_i = \sqrt{N_c N_v \exp\left(-\frac{\Delta \varphi_3}{2\varphi_T}\right)} \text{ Следовательно } n \cdot p = 2n_i$$

где n_i - концентрация собственных Н.З., она увеличивается при увеличении T и уменьшается при уменьшении ширины З.З.

Уровень Ферми – такая характерная энергия, выше которой при $T = 0\text{K}$ все уровни свободны, ниже – заняты. В полупроводниках n-типа уровень Ферми находится в верхней части З.З., а в p-типа в нижней части З.З. В собственном полупроводнике уровень Ферми расположен вблизи середины З.З.

Потенциал $\varphi = E/q, \varphi_T = kT/q$ – температурный потенциал.

$X_n = \varphi_T \ln n/n_i$ - Химический потенциал.

Наличие разности химических потенциалов $X_p = \varphi_T \ln p/p_i$ означает разность концентраций следовательно происходит диффузия и перемещение носителей.

Уровень Ферми является суммой электростатического и химического потенциалов – это электрохимический потенциал:

$$\varphi F = \varphi E + \varphi_T \ln n/n_i$$

Решение задачи максимума термодинамической вероятности для частиц различной природы



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 76 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Можно показать, что число способов, которыми могут быть размещены N молекул между двумя равными частями сосуда так, чтобы в первом объеме их было n , а во втором $(N-n)$, равно:

$$W = \frac{N!}{n!(N-n)!}$$

Число микросостояний W , которым может быть реализовано данное макросостояние, называется термодинамической вероятностью этого состояния. При значительном числе частиц N функция имеет острый максимум, отвечающий равномерному распределению частиц по объему. Подсчет по формуле показывает, что для 1 м^3 газа при нормальных условиях термодинамическая вероятность равномерного распределения частиц по объему в $10^{10^{10}}$ раз больше вероятности состояния, при котором все молекулы газа располагаются лишь в одной из половин этого объема. Поэтому замкнутая система, предоставленная самой себе, будет находиться практически всегда в наиболее вероятном состоянии, которому соответствует максимум термодинамической вероятности. Это состояние будет соответствовать состоянию статистического равновесия. Отклонения от этого состояния возможны, но тем менее вероятны, чем они больше.

Сопоставим статистическое и термодинамическое условия равновесия замкнутой системы. Со статистической точки зрения переход системы из неравновесного состояния в равновесное представляет собой переход из менее вероятного состояния, осуществляемого меньшим числом способов, в более вероятное, осуществляемое большим числом способов. В состоянии равновесия термодинамическая вероятность достигает максимального значения.

С термодинамической точки зрения переход системы из неравновесного состояния в равновесное сопровождается ростом энтропии. В состоянии равновесия энтропия достигает максимального значения. Поэтому естественно ожидать, что между энтропией системы S и термодинамической вероятностью W должна существовать связь.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 77 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Такая связь была установлена впервые Больцманом. Он показал, что энтропия пропорциональна натуральному логарифму из термодинамической вероятности W :

$$S = k \ln W$$

где k — постоянная Больцмана. Соотношение называется принципом Больцмана.

Ферми-газ, жидкость, химический потенциал

Идеальный ферми-газ при $T=0$

Рассмотрим модельную задачу большого числа N невзаимодействующих фермионов со спином $1/2$, заключённых в объёме V при $T=0$.

Наша цель — определить, в каких состояниях находятся эти частицы. Для свободной частицы уравнение Шредингера имеет решения в форме плоских волн:

$$\Psi_{\vec{k}} = e^{i\vec{k}\vec{r}}$$

Энергия состояния с волновым вектором \vec{k} равна:

$$E_{\vec{k}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

Ограниченный объём образца приводит к необходимости ввести граничные условия. Как и в случае упругих колебаний, для большого образца объёмные физические свойства не должны зависеть от выбора граничных условий и формы — поэтому их можно выбрать математически удобным способом. Например, можно выбрать форму образца в виде куба со стороной L и наложить на волновые функции периодические граничные условия:

$$\Psi(x, y, z) = \Psi(x + L, y, z)$$

$$\Psi(x, y, z) = \Psi(x, y + L, z)$$

$$\Psi(x, y, z) = \Psi(x, y, z + L)$$



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 78 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Тогда мы получим условия для возможных значений компонент волнового вектора:

$$e^{ik_a L} = 1$$

то есть:

$$k_x, k_y, k_z = 0, \pm \frac{2\pi}{L}, \pm \frac{4\pi}{L} \dots$$

«Разрешённые» значения волнового вектора образуют сетку с шагом $\frac{2\pi}{L}$ в k-пространстве. На одно состояние в k-пространстве приходится объём k-пространства:

$$d^3 k = \frac{(2\pi)^3}{L^3} = \frac{(2\pi)^3}{V}$$

При нулевой температуре полная энергия нашей системы (сумма кинетических энергий всех невзаимодействующих частиц) должна быть минимальна. Однако из-за принципа Паули в состоянии с одинаковыми значениями волнового вектора может находиться только две частицы (отличающиеся проекцией спина на выбранную ось).

Это значит, что в состоянии с минимальной энергией $E=0$ поместится только две частицы, а следующие частицы будут занимать новые и новые состояния со всё нарастающим $|\vec{k}|$.

Для большого числа частиц N занятые состояния займут места внутри некоторой сферы (ферми-сферы) в k-пространстве. Поверхность этой сферы называется поверхностью Ферми. Радиус этой сферы (называемый радиусом Ферми) определяется числом частиц:

$$\frac{4}{3}\pi k_F^3 = \frac{N}{2} \frac{(2\pi)^3}{V} = (2\pi)^3 \frac{n}{2}$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 79 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

где n - концентрация частиц, N – полное число ферми-частиц.

Деление числа частиц пополам связано со спиновым вырождением и отражает тот факт, что в одном состоянии в импульсном пространстве могут находиться две частицы со спином $1/2$.

Энергия частиц с фермиевским импульсом $p_F = \hbar k_F$ называется энергией Ферми или уровнем Ферми, она равна:

$$E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3}$$

Скорость электронов на уровне Ферми называют скоростью Ферми:

$$V_F = \frac{p_F}{m} = \frac{\hbar k_F}{m} = \sqrt{\frac{2E_F}{m}}$$

Оценим характерные величины фермиевского волнового вектора и энергии для типичного металла. При постоянной решётки 2Å и одном свободном электроне на элементарную ячейку концентрация электронов $n \simeq 10^{23} \text{ 1/см}^3$, откуда $k_F \simeq 10^8 \text{ 1/см}$ (порядка типичной длины бриллюэновского волнового вектора).

Скорость Ферми $V_F \sim 10^8 \text{ см/сек} = 1000 \text{ км/сек}$ и $E_F \simeq 5 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} \simeq 3\text{эВ}$.

Эта оценка означает, что для электронов в металле квантовые свойства, связанные с принципом Паули, проявляются уже при комнатной температуре ($E_F/k_B \simeq 300\text{K}$).

Зависимость химического потенциала вырожденного ферми-газа от температуры

Рассмотрим сначала этот вопрос качественно, при качественном рассмотрении ограничимся только трёхмерным случаем. Температуру будем считать малой, так что числа заполнения отличаются от значений при $T=0$ только в узкой окрестности энергии Ферми.

Построим графике (рисунок 8.1) зависимость чисел заполнения от энергии при нашей температуре $n(T)$ и «ступенькообразную» фермиевскую функцию при $T=0$ для того же значения химического потенциала $n(T=0)$.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 80 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

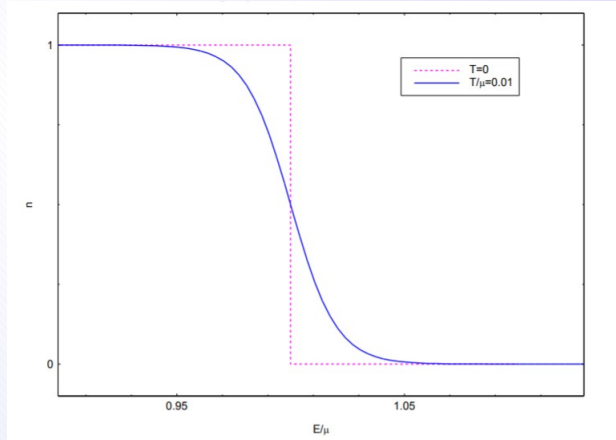


Рисунок 8.1 – График сравнения чисел заполнения при $T=0$ (пунктир) и при небольшой конечной температуре (сплошная кривая) при совпадающих значениях химического потенциала

Эти кривые пересекаются при $E = \mu$:

$$n(E = \mu) = 1/2$$

Заметим, что при $E < \mu$:

$$n(T = 0) - n(T) = 1 - \frac{1}{e^{(E-\mu)/T} + 1} = \frac{1}{e^{|E-\mu|/T} + 1}$$

А при $E > \mu$:

$$n(T) - n(T = 0) = \frac{1}{e^{|E-\mu|/T} + 1}$$

где μ — химпотенциал при данной температуре.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 81 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Эти функции совпадают, а значит площади криволинейных треугольников, образующихся между кривыми $n(T=0)$ и $n(T)$ совпадают, эти площади равны:

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{e^{\varepsilon/T} + 1} d\varepsilon = T \int_0^{\infty} \frac{dx}{e^x + 1} = T \ln 2$$

С другой стороны, мы должны соблюдать условие нормировки:

$$N = \int_0^{\infty} n(E) D(E) dE$$

А плотность состояний для трёхмерного случая является растущей функцией энергии:

$$D(E) = \frac{3N}{2} \frac{1}{E_F} \sqrt{\frac{E}{E_F}}$$

Для грубой оценки можно считать, что в правом криволинейном треугольнике плотность состояний больше чем в левом на:

$$\Delta D \simeq \left. \frac{dD}{dE} \right|_{E=\mu_0} T = \frac{3}{4} N \frac{T}{\mu_0^2}$$

где μ_0 — значение химпотенциала при $T=0$.

Это означает, что если бы химпотенциал остался неизменным, то вычисленное по условию нормировки число частиц увеличилось бы на:

$$\Delta N \simeq N \frac{T^2}{\mu_0^2}$$

с точностью нашей оценки, это изменение равно произведению площади криволинейного треугольника на характерную разницу плотностей состояний.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 82 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Чтобы скомпенсировать этот эффект необходимо уменьшить химпотенциал — других степеней свободы в этой задаче нет. Так как при нулевой температуре:

$$\mu_0 \propto N^{2/3}$$

то с точностью нашей оценки:

$$\frac{\delta\mu}{\mu_0} = \frac{\delta N}{N}$$

Следовательно:

$$\mu(T) = \mu_0 \left(1 - a \frac{T^2}{\mu_0^2} \right)$$

где $a \sim 1$

Точный расчёт, даёт ответ:

$$\mu(T) = \mu_0 - \frac{\pi^2}{12} \frac{T^2}{\mu_0}$$

Отметим, что в двумерном случае химический потенциал оказывается с этой точностью не зависящим от температуры, а в одномерном он наоборот растёт с температурой.

Формула Планка (закон Планка) — формула, описывающая спектральную плотность излучения, которое создаётся абсолютно чёрным телом определённой температуры. Формула была открыта Максом Планком в 1900 году и названа по его фамилии. Её открытие сопровождалось появлением гипотезы о том, что энергия может принимать только дискретные значения. Эта гипотеза некоторое время после открытия не считалась значимой, но, как принято считать, дала рождение квантовой физике.

Формула Планка — выражение для спектральной плотности излучения, создаваемого абсолютно чёрным телом определённой температуры.

Энергетическая яркость

Формула, выражающая спектральную плотность энергетической яркости, выглядит следующим образом:



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 83 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$B_\nu(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1}$$

где ν — частота излучения, T — температура абсолютно чёрного тела, h — постоянная Планка, c — скорость света, k — постоянная Больцмана.

В системе СИ величина B_ν в этой формуле имеет размерность Вт·м⁻² · Гц⁻¹ · ср⁻¹. Её физический смысл — энергетическая яркость в малом диапазоне частот ($\nu; \nu+d\nu$), делённая на $d\nu$. Можно использовать аналогичную формулу, в которой энергетическая яркость будет функцией длины волны λ , а не частоты:

$$B_\lambda(\lambda, T) = \frac{2hc^3}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1}$$

В этом случае B_ν имеет размерность Вт·м⁻² · м⁻¹ · ср⁻¹ и соответствует энергетической яркости в малом диапазоне длин волн ($\lambda; \lambda+d\lambda$), делённой на $d\lambda$

Формула Планка применима для излучения, которое находится в тепловом равновесии с веществом при определённой температуре. Она применима для абсолютно чёрных тел любой формы вне зависимости от состава и структуры при условии, что размеры излучающего тела и деталей его поверхности гораздо больше длин волн, на которых тело в основном излучает.

В случае если тело не является абсолютно чёрным, то спектр его равновесного теплового излучения не описывается законом Планка, но связан с ним законом излучения Кирхгофа. Согласно этому закону, отношение излучательной и поглощательной способностей тела одинаково для всех длин волн и зависит только от температуры. Так, например, при одной температуре распределение энергии в спектре абсолютно серого тела будет таким же, как и в спектре абсолютно чёрного, но суммарная энергетическая яркость излучения будет меньше.

Формула Планка также используется и для описания реальных тел, спектр излучения которых отличается от планковского.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 84 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Для этого вводится понятие эффективной температуры тела: это та температура, при которой абсолютно чёрное тело излучает столько же энергии на единицу площади, что и данное тело. Аналогичным образом определяется яркостная температура, равная температуре абсолютно чёрного тела, излучающего столько же энергии на единицу площади на определённой длине волны, и цветовая температура, равная температуре абсолютно чёрного тела с таким же распределением энергии в определённом участке спектра.

Например, для Солнца эффективная температура составляет около 5780 К, а яркостная температура, в зависимости от длины волны, принимает различные значения: на длине волны 1500 Å она достигает минимального значения в 4200 К, а в видимом диапазоне на длине волны 5500 Å составляет около 6400 К, в то время как для абсолютно чёрного тела температуры, определяемые таким образом, совпадают.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 85 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

§9. Понятие о вырожденных состояниях. Функция плотности энергетических состояний квантовомеханических частиц. Вырождение идеального газа. Вырожденность фотонного газа. Ультрафиолетовая катастрофа.

Предположим, что N одинаковых частиц распределены по G различным энергетическим состояниям. Мерой «частоты встреч» микрочастиц может служить отношение N/G . Под «встречей» понимается попадание двух частиц в одно и то же состояние. Микрочастицы будут встречаться редко, если выполняется следующее условие: $N/G \ll 1$.

В этом случае степень заполнения энергетических состояний много меньше единицы, т.е. в кристалле в распоряжении каждой микрочастицы имеется множество различных свободных состояний, и вопрос о заселении одного и того же состояния несколькими частицами практически не возникает.

Такие коллективы называются невырожденными, а условие $N/G \ll 1$ называют условием невырожденности. Если же число частиц N сравнимо с числом состояний, по которым они могут быть распределены, т.е. если выполняется условие $N/G \geq 1$, то вопрос о том, как заселять состояние – поодиночке или коллективно, становится весьма актуальным. Такие коллективы называются вырожденными. Их могут образовать только квантовые объекты.

По характеру поведения в коллективе все микрочастицы можно разделить на две группы: фермионы и бозоны. К фермионам относят электроны, протоны, нейтроны и другие частицы с полуцелым спином: $1/2\hbar$, $3/2\hbar$ и т.д.

К бозонам относят фононы, фотоны и другие частицы, обладающие целочисленным спином: 0 , \hbar , $2\hbar$. В коллективе фермионы проявляют ярко выраженное «стремление к уединению». Если данное квантовое состояние уже занято фермионом, то никакой другой фермион данного типа не может попасть на это состояние. В этом заключается известный принцип запрета Паули, которому подчиняются фермионы.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 86 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Бозоны, напротив, проявляют «стремление к объединению».

Снятие вырождения

При выполнении критерия невырожденности $N/G \ll 1$ любой газ, в том числе и электронный, должен стать невырожденным. Рассмотрим это более подробно.

Согласно данному условию газ является невырожденным, если средняя плотность заполнения состояний частицами значительно меньше единицы. Так как функция распределения $f(E)$ как раз и выражает среднюю плотность заполнения состояний электронами, то условие невырожденности можно записать так:

$$f(E) \ll 1$$

Функция Ферми–Дирака будет существенно меньше 1, если величина, стоящая в знаменателе этой функции, окажется значительно больше единицы:

$$\exp\left(\frac{E-\mu}{kT}\right) \gg 1$$

Это неравенство должно выполняться для всех состояний, в том числе и для состояний с $E = 0$:

$$\exp\left(\frac{-\mu}{kT}\right) \gg 1$$

Это возможно в том случае, если химический потенциал электронного газа μ является величиной отрицательной и по абсолютному значению превышает kT :

$$|\mu| \gg kT$$

При этом единицей в знаменателе функции распределения Ферми–Дирака можно пренебречь.

Тогда получим следующее выражение для $f(E)$:



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 87 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

$$f(E) = \exp\left(\frac{\mu}{kT}\right) \exp\left(\frac{-E}{kT}\right)$$

Оно совпадает с функцией Максвелла – Больцмана. Это свидетельствует о том, что при выполнении условия $N/G \ll 1$ или $f(E) \ll 1$ вырождение у электронного газа снимается и он становится невырожденным.

С таким электронным газом приходится иметь дело, например, в невырожденных полупроводниках.

Ультрафиолетовая катастрофа

Несмотря на детальное изучение характеристик теплового излучения, математический вид функции $\varepsilon(\lambda, T)$ долгое время оставался для физиков загадкой.

Английские учёные Дж. Рэлей и Дж. Джинс попытались теоретически вывести зависимость $\varepsilon(\lambda, T)$, исходя из теоремы классической статистики о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Они предположили, что на каждое электромагнитное колебание приходится в среднем энергия, равная двум половинкам kT – одна половинка на электрическую, вторая – на магнитную энергию волны (по классическим представлениям на каждую степень свободы приходится в среднем энергия, равная $kT/2$). Получалось, что средняя энергия классического осциллятора равна:

$$\langle \varepsilon \rangle = kT$$

Спектральная энергетическая светимость связана со средней энергией осциллятора $\langle \varepsilon \rangle$:

$$r_{\nu T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon \rangle$$

Поэтому Рэлей и Джинс получили:

$$r_{\nu T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 88 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Эти результаты хорошо согласовывались с данными опыта только в области малых частот излучения. На рисунке 9.1 пунктир соответствует формуле Рэля-Джинса; сплошная кривая – экспериментальная зависимость. Для больших частот даёт $r_{\nu T} \rightarrow 0$. Полная энергетическая светимость по формуле Рэля-Джинса также равна бесконечности. С точки зрения классической физики вывод формулы Рэля-Джинса безупречен, но она оказалась неверна.

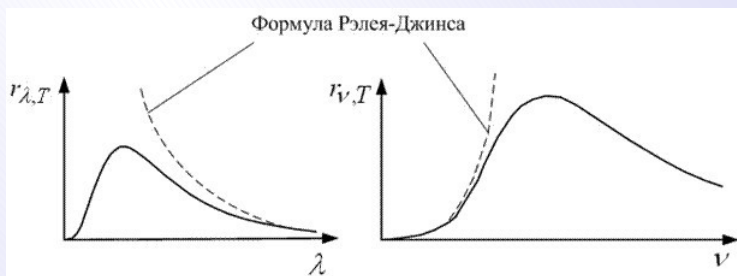


Рисунок 9.1 – Формула Рэля-Джинса

Классическая физика оказалась несостоятельной при описании теплового излучения. Невозможность решения проблемы теплового излучения методами классической физики назвали «**ультрафиолетовой катастрофой**».



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 89 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

§10. Статистика электронов и дырок в полупроводнике. Плотность состояний на краях энергетических зон. Эффективные массы электронов и дырок в полупроводниковых материалах.

Из анализа формулы для концентрации электронов:

$$n = \int_0^{\infty} g(E)f(E)dE$$

Видно, что для вычисления концентрации электронов, помимо функции распределения электронов по состояниям, нужно знать вид функции плотности состояний $g(E)$. Если dN - число состояний в интервале энергий от E до $E+dE$, то по определению:

$$g(E) = \frac{dN}{dE}$$

Зная конкретный вид функции $E(k)$, можно вычислить объем dV_k , соответствующий изменению энергии от E до $E+dE$ и заключенный между двумя изоэнергетическими поверхностями с энергиями E и $E+dE$.

Тогда:

$$g(k) = \frac{dN}{d\tau_k}$$

где $g(k)$ является плотностью состояний в k - пространстве, которая задается выражением:

$$g(E) = \frac{dN}{dE} = \frac{g(k)dV_k}{dE}$$

Эта величина определяет число состояний в единице объема k - пространства, где $d\tau_k$ - элемент объема k - пространства, равный dk_x, dk_y, dk_z .

Рассчитаем величину $g(k)$, пользуясь условием квантования состояний в k -пространстве:

$$k_i = \frac{2\pi n_i}{L_i} \quad n_i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 90 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Число разрешенных состояний, очевидно, будет соответствовать числу возможных значений n_i . Тогда:

$$dn_i = \frac{L_i}{2\pi} dk_i$$

$$dN_i = dn_x dn_y dn_z = \frac{L_x L_y L_z}{8\pi^3} dk_x dk_y dk_z = \frac{V}{8\pi^3} d\tau_k$$

где V — объем кристалла. Следовательно, число состояний в единице объема кристалла, приходящееся на единичный объем k - пространства равно:

$$g(k) = \frac{1}{V} \frac{dN_i}{d\tau_k} = \frac{1}{8\pi^3}$$

Эту величину следует увеличить в два раза, так как каждой энергии, заданной набором квантовых чисел k_x, k_y, k_z соответствуют два состояния со значениями спина $+1/2$ и $-1/2$. Мы учтем спиновой множитель 2 позднее.

Теперь подсчитаем объем k - пространства dV в котором энергия изменяется от E до $E+dE$. Зная закон дисперсии $E(k)$ в разрешенных зонах можно найти функцию плотности состояний $g(E)$ для этих зон энергии. Для параболической зоны проводимости с экстремумом в точке $k = 0$ и скалярной эффективной массы закон дисперсии имеет вид в малой окрестности E_c :

$$E(k) = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^*}$$

Где m_n^* - эффективная масса электрона (здесь скалярная величина).

Такой тип закона дисперсии наблюдается для зоны проводимости в некоторых соединениях АІІВV и АІІВVI. Поверхность постоянной энергии в k - пространстве в этом случае есть сфера с радиусом:

$$a = \sqrt{\frac{1}{\hbar} 2m_n^* (E - E_c)}$$

Объем этой сферы V_k можно найти в виде:



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 91 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$V_k = \frac{4}{3}\pi a^3 = \frac{4}{3}\pi \frac{2m_n^*(E-E_c)}{h^2}$$

Исходя из этого, приращение объема dV_k при изменении энергии от E до $E+dE$ равно:

$$dV_k = \frac{\delta V_k}{\delta E} dE = 2\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} dE$$

Число состояний dN в объеме dV_k равно:

$$dN = g(k)dV_k = \frac{1}{8\pi^3} 2\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} dE$$

$$g(E) = \frac{dN}{dE} = 2\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2}$$

с учетом того, что $h = 2\pi\hbar$. Для простой сферической валентной зоны с экстремумом E_v в точке $k = 0$ закон дисперсии имеет вид в малой окрестности E_v :

$$E(k) = E_v + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p^*}$$

Проводя аналогичные вычисления, получим для простой зоны:

$$g(E) = \frac{dN}{dE} = 2\pi \left(\frac{2m_p^*}{h^2} \right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2}$$

Концентрацию электронов в зоне проводимости можно представить в виде:

$$n = \int_{E_{cmin}}^{E_{cmax}} g(E) f(E) dE$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 92 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

При значениях энергии выше энергии Ферми функция $f(E)$ быстро спадает до нуля. Поэтому, подставляя в уравнение выше вид $g(E)$, найденный из предыдущих условий, и учитывая спиновый множитель 2, имеем:

$$n = \int_{E_c}^{\infty} \frac{2\pi \left(\frac{2m_{dn}^*}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} dE}{\exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) + 1}$$

Произведем замену переменных:

$$\frac{E - E_c}{k_B T} = \varepsilon \quad \frac{E_F - E_c}{k_B T} = \eta$$

где ε и η - приведенные в единицах $k_B T$ энергия электрона в зоне проводимости и энергия Ферми, отсчитанные от дна зоны проводимости E_c .

Тогда, произведя подстановку, получим:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_{dn}^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{\exp(\varepsilon - \eta) + 1} = N_c F_{1/2}(\eta)$$

где величина N_c , выражается как:

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_{dn}^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$$

А интеграл $F_{1/2}(\eta)$, называемый интегралом Ферми порядка 1/2, есть:

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{\exp(\varepsilon - \eta) + 1}$$

При проведении различных статистических расчетов для явлений, связанных с участием электронов зоны проводимости, могут получаться интегралы типа приведенных выше, но с другими значениями степени приведенной энергии ε в числителе подынтегрального выражения. Они образуют совокупность интегралов Ферми, задаваемых формулой:



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 93 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\Gamma(i+1)} \int_0^{\infty} \frac{e^j d\varepsilon}{\exp(\varepsilon-\eta)+1}$$

где $\Gamma(i+1)$ - гамма-функция Эйлера

Интегралы Ферми не вычисляются точно, однако существуют таблицы значений важнейших интегралов Ферми. Имеются асимптотические выражения для интегралов Ферми порядка 1/2, которые упрощают вид формулы для концентрации электронов:

$$F_{1/2}(\eta) = \begin{cases} e^\varepsilon, & \text{для } \infty < \eta < -1 \text{ (a)} \\ \frac{e^\eta}{0,27e^\eta+1}, & \text{для } -\infty < \eta < 5 \text{ (b)} \\ \frac{4}{3\sqrt{\pi}}\eta^{3/2}, & \text{для } 5 < \eta < \infty \text{ (c)} \end{cases}$$

Принимая во внимание указанные в формулах (a) пределы для приведенного уровня Ферми и учитывая условие выше, можно заключить, что формула (a) пригодна для невырожденных полупроводников, а (c) для сильно вырожденных полупроводников и металлов. Формула (b) представляет собой приближение Эренберга—Блэйкмора и пригодна для расчетов как невырожденных полупроводников, где она дает более высокую точность, чем формула (a), так и при слабом вырождении. Для концентрации электронов в зоне проводимости в невырожденном полупроводнике в соответствии с формулами выше имеем:

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_c - E_F}{k_B T}\right)$$

Формула выше имеет наглядный физический смысл: экспоненциальный множитель соответствует функции распределения по состояниям Максвелла - Больцмана, взятой в точке $E = E_c$, тогда величина N_c , представляет собой эффективное число состояний в зоне проводимости, приведенной к ее дну, т. е. к уровню E_c . Формулу ранее можно представить в более удобном для расчетов виде:

$$N_c = 4,831 \cdot 10^{15} \left(\frac{m_{dn}^*}{m}\right)^{3/2} T^{3/2}$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 94 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Оценка для $T \approx 300$ и m_{dn}^* дает $N_c \approx 2,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Число состояний зависит от эффективной массы и температуры. В полупроводниках с небольшой эффективной массой электронов (например, в некоторых узкозонных соединениях АПВV и АПВVI) эффективное число состояний сравнительно невелико. Тогда заполнение зоны проводимости быстро растет с температурой, и полупроводник может стать вырожденным. Для сильного вырождения формула (с) выше концентрация электронов в зоне проводимости получается в виде:

$$n = \frac{4N_c}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{E_F - E_c}{k_B T} \right) = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_{dn}^*}{h^2} \right)^{3/2} (E_F - E_c)^{3/2}$$

Видно, что при сильном вырождении концентрация перестает зависеть от температуры (слабой зависимостью энергии Ферми от температуры здесь можно пренебречь). В случае невырожденного полупроводника уровень Ферми лежит ниже дна зоны проводимости по крайней мере, на $k_B T$. При вырождении уровень Ферми поднимается в зону проводимости на несколько $k_B T$. Площади заштрихованных областей в зонах проводимости пропорциональны концентрациям электронов. Видно, что полупроводник невырожден, когда концентрация электронов в зоне проводимости невелика.

Для вычисления концентрации дырок p в валентной зоне можно записать аналогично самой первой формуле:

$$n = \int_{E_{vmin}}^{E_{vmax}} g(E) f_p(E) dE$$

И, подставляя $f_p(E) = 1 - f_n(E)$ и $g(E)$ для валентной зоны и заменяя нижний предел на $-\infty$, а также учитывая быстрый спад функции распределения по состояниям $f_p(E)$, получим:

$$p = 4\pi \left(\frac{2m_{dp}^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{E_v} \frac{(E_v - E)^{1/2} dE}{\exp\left(\frac{E_F - E}{k_B T}\right) + 1}$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 95 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Используя подстановки и вводя обозначения:

$$\varepsilon = \frac{E - E_c}{k_B T}$$

$$\Delta\varepsilon = \frac{E_c - E_v}{k_B T}$$

$$\varepsilon_p = \frac{E_v - E}{k_B T} = -\varepsilon - \Delta\varepsilon$$

Подставив их получим:

$$p = N_v \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_p^{1/2} d\varepsilon_p}{\exp(\varepsilon_p + \Delta\varepsilon + \eta) + 1} = N_v F_{1/2}(-\Delta\varepsilon - \eta)$$

Где $N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_{dp}^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$ - эффективное число состояний в валентной зоне, а интеграл Ферми порядка одной второй имеет аргумент, определяемый энергией Ферми, отсчитанной от потолка валентной зоны E_v в единицах $k_B T$

$$-\Delta\varepsilon - \eta = \frac{-E_c + E_v - E_F + E_c}{k_B T} = \frac{E_v - E_F}{k_B T}$$

Выражение для концентрации дырок аналогично выражению электронов в зоне проводимости. Асимптотические выражения для интеграла Ферми:

$$F_{1/2}(-\Delta\varepsilon - \eta) = F_{1/2} \frac{E_v - E_F}{k_B T}$$

аналогичны соответствующим выражениям для интеграла $F_{1/2}(\eta)$:

$$F_{1/2}(\eta) = \begin{cases} e^{-\Delta\varepsilon - \eta}, & \text{для } \infty < -\Delta\varepsilon - \eta < -1 \text{ (a)} \\ \frac{e^{-\Delta\varepsilon - \eta}}{0,27e^{-\Delta\varepsilon - \eta} + 1}, & \text{для } -\infty < -\Delta\varepsilon - \eta < 5 \text{ (b)} \\ \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (-\Delta\varepsilon - \eta)^{3/2}, & \text{для } 5 < \Delta\varepsilon - \eta < \infty \text{ (c)} \end{cases}$$

Таким образом, для невырожденного полупроводника справедлива формула (a), а концентрация дырок в невырожденном полупроводнике имеет вид:



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 96 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$p = N_v \exp(-\Delta\varepsilon - \eta) = N_v \exp\left(-\frac{E_v - E_F}{k_B T}\right)$$

Из которого наглядно определяется смысл величины как эффективного числа состояний в валентной зоне, приведенной к ее потолку. Для сильно вырожденного полупроводника справедливо выражение:

$$p = \frac{4N_v}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{E_v - E_F}{k_B T}\right)^{3/2} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_{dp}^*}{h^2}\right)^{3/2} (E_v - E_F)^{3/2}$$

Анализ этого выражения приводит нас к выводу, что при сильном вырождении концентрация дырок становится большой и перестает зависеть от температуры, как и концентрация электронов в случае сильного вырождения в зоне проводимости.

Эффективная масса электрона в кристалле. Электроны и дырки.

В физике твёрдого тела, эффективной массой частицы называется динамическая масса, которая появляется при движении частицы в периодическом потенциале кристалла. Можно показать, что электроны и дырки в кристалле реагируют на электрическое поле так, как если бы они свободно двигались в вакууме, но с некой эффективной массой, которую обычно определяют в единицах массы покоя электрона $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг.

Она отлична от массы покоя электрона. Эффективная масса определяется из аналогии со вторым законом Ньютона $\vec{F} = m \vec{a}$ с помощью квантовой механики можно показать, что для электрона во внешнем электрическом поле E:

$$\vec{a} = \frac{q}{h^2} \frac{d^2 \varepsilon}{dk^2} \vec{E}$$

где a — ускорение, h — постоянная Планка, k — волновой вектор, который определяется из импульса как $k = p/h$, $\varepsilon(k)$ — закон дисперсии, который связывает энергию с волновым вектором k.

В присутствии электрического поля на электрон действует сила $\vec{F} = q \vec{E}$, где заряд обозначен q. Отсюда можно получить выражение для эффективной массы m^* :



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 97 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$m^* = \hbar^2 \left(\frac{d^2 \varepsilon}{dk^2} \right)^{-1}$$

Для свободной частицы закон дисперсии квадратичен, и таким образом эффективная масса является постоянной и равной массе покоя.

В кристалле ситуация более сложна и закон дисперсии отличается от квадратичного. В этом случае только в экстремумах кривой закона дисперсии, там где можно аппроксимировать параболой можно использовать понятие массы.

Эффективная масса зависит от направления в кристалле и является в общем случае тензором. **Тензор эффективной массы** — термин физики твёрдого тела, характеризующий сложную природу эффективной массы квазичастицы (электрона, дырки) в твёрдом теле. Тензорная природа эффективной массы иллюстрирует тот факт, что в кристаллической решётке электрон движется не как частица с массой покоя, а как квазичастица, у которой масса зависит от направления движения относительно кристаллографических осей кристалла. Эффективная масса вводится, когда имеется параболический закон дисперсии, иначе масса начинает зависеть от энергии. В связи с этим возможна отрицательная эффективная масса. По определению эффективную массу находят из закона дисперсии $\varepsilon = \varepsilon(\vec{k})$:

$$m_{ij}^{-1} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\delta \varepsilon}{\delta k} \delta_{ij} + \frac{1}{\hbar^2} \left(\frac{\delta^2 \varepsilon}{\delta k^2} - \frac{1}{k} \frac{\delta \varepsilon}{\delta k} \right) \frac{k_i k_j}{k^2}$$

Где k — волновой вектор, δ_{ij} — символ Кронекера, \hbar — постоянная Планка.

Электрон — стабильная, отрицательно заряженная элементарная частица, одна из основных структурных единиц вещества. Является фермионом (т.е. имеет полуцелый спин). Относится к лептонам (единственная стабильная частица среди заряженных лептонов). Из электронов состоят электронные оболочки атомов, где их число и положение определяет почти все химические свойства веществ. Движение свободных электронов обуславливает такие явления, как электрический ток в проводниках и вакууме.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 98 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Если электрон находится в периодическом потенциале, его движение рассматривается как движение квазичастицы. Его состояния описываются квазиволновым вектором. Основной динамической характеристикой в случае квадратичного закона дисперсии является эффективная масса, которая может значительно отличаться от массы свободного электрона и в общем случае является тензором.

Заряд электрона неделим и равен $1,602176487(40) \cdot 10^{219}$ Кл.

$m_e = 9,10938215(45) \cdot 10^{-31}$ кг – масса электрона.

$e_0/m_e = -1,758804786 \cdot 10^{11}$ Кл/кг – удельный заряд электрона.

$s = 1/2$ – спин электрона в единицах \hbar .

Согласно современным представлениям физики элементарных частиц, электрон неделим и бесструктурен (как минимум до расстояний 10^{217} см). Электрон участвует в слабом, электромагнитном и гравитационном взаимодействиях. Он принадлежит к группе лептонов и является (вместе со своей античастицей, позитроном) легчайшим из заряженных лептонов. До открытия массы нейтрино электрон считался наиболее лёгкой из массивных частиц — его масса примерно в 1836 раз меньше массы протона. Спин электрона равен $1/2$, и, таким образом, электрон относится к фермионам. Как и любая заряженная частица со спином, электрон обладает магнитным моментом, причем магнитный момент делится на нормальную часть и аномальный магнитный момент.

Иногда к электронам относят как собственно электроны, так и позитроны (например, рассматривая их как общее электрон-позитронное поле, решение уравнения Дирака). В этом случае отрицательно заряженный электрон называют негатроном, положительно заряженный — позитроном. Находясь в периодическом потенциале кристалла, электрон рассматривается как квазичастица, эффективная масса которой может значительно отличаться от массы электрона. Свободный электрон не может поглотить фотон, хотя и может рассеять его.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 99 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

Дырка — квазичастица, носитель положительного заряда, равного элементарному заряду в полупроводниках. Определение по ГОСТ 22622-77: Незаполненная валентная связь, которая проявляет себя как положительный заряд, численно равный заряду электрона. Понятие дырки вводится в зонной теории для описания электронных явлений в не полностью заполненной электронами валентной зоне. В электронном спектре валентной зоны часто возникает несколько зон, различающихся величиной эффективной массы и энергетическим положением (зоны легких и тяжёлых дырок, зона спин-орбитально отщепленных дырок).



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 100 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

§11. Уравнения переноса заряда в полупроводниках. Закон действующих масс. Положение уровня химического потенциала. Собственные и примесные полупроводники. Дрейфовый и диффузионный токи. Определение подвижности и коэффициента диффузии носителей заряда. Формула Эйнштейна. Некоторые эффекты электропроводности: эффект Холла, эффект Ганна.

Процесс переноса заряда в полупроводнике, осуществляемый свободными носителями двух типов, может быть описан следующей системой уравнений:

$$\nabla^2 \Psi + (q/\epsilon)(p - n + N_D - N_A + N_Q) = 0$$

$$J_n = qD_n \nabla n - \mu_n n \nabla(\Psi + \Delta V_C)$$

$$J_p = qD_p \nabla p - \mu_p p \nabla(\Psi + \Delta V_V)$$

Из закона сохранения заряда следует:

$$\nabla J_n - q \left(\frac{\delta n}{\delta t} + R_n \right) = 0$$

$$\nabla J_p + q \left(\frac{\delta p}{\delta t} + R_p \right) = 0$$

Закон действующих масс

Для данной температуры произведение равновесных концентраций основных и неосновных носителей заряда есть величина постоянная и равная квадрату концентрации собственных носителей:

$$n_{n0} p_{n0} = n_{p0} p_{p0} = n_i^2$$

Положение уровня химического потенциала

$$2 \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\mu}{k_B T}\right) = 2 \left(\frac{2\pi m_p k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\mu + E_g}{k_B T}\right) + N_d^0 \left(1 + \exp\left(\frac{\mu + E_d}{k_B T}\right) \right)^{-1}$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 101 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Собственные и примесные полупроводники

Собственными называются полупроводники, не содержащие примесных атомов. Концентрации электронов и дырок в собственных полупроводниках одинаковы и для определенного полупроводника зависят только от температуры.

Примесными называются полупроводники, легированные определенными примесными атомами с целью регулировки концентраций электронов и дырок. Для этого используются примесные атомы – доноры и акцепторы, создающие в запрещенной зоне мелкие примесные уровни.

Дрейфовый и диффузионный токи

Электрический ток может возникнуть в полупроводнике только при направленном движении носителей заряда, которое создается либо под воздействием электрического поля (дрейф), либо вследствие неравномерного распределения носителей заряда по объему кристалла (диффузия).

Направленное движение носителей заряда под действием сил электрического поля называют дрейфом, а вызванный этим движением ток – дрейфовым током. При этом характер тока может быть электронным, если он вызван движением электронов, или дырочным, если он создается направленным перемещением дырок.

Направленное движение носителей заряда из слоя с более высокой их концентрацией в слой, где концентрация ниже, называют диффузией, а ток, вызванный этим явлением, – диффузионным током. Этот ток, как и дрейфовый, может быть электронным или дырочным.

Определение подвижности и коэффициента диффузии носителей заряда

Подвижность носителей заряда в электронных проводниках – отношение скорости направленного движения носителей заряда – электронов проводимости и дырок (дрейфовой скорости $v_{др}$), вызванного электрическим полем, к напряжённости E этого поля:

$$\mu = v_{др}/E$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 102 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Дрейфовая скорость и, следовательно, подвижность носителей заряда ограничиваются процессами их рассеяния, которое происходит на дефектах кристаллической решётки, а также на тепловых колебаниях кристаллической решётки (испускающая или поглощая фон, электрон изменяет свой квазиимпульс, а следовательно и скорость $v_{др}$). Поэтому подвижность носителей заряда зависит от температуры. С ее понижением доминирующим становится рассеяние на заряженных дефектах, вероятность которого растёт с уменьшением энергии носителей.

Средняя дрейфовая скорость:

$$\overline{v_{др}} = eE\tau/m$$

Отсюда:

$$\mu = e\tau/m$$

Диффузия носителей заряда в полупроводниках - перемещение носителей заряда (электронов проводимости и дырок) в полупроводниках, обусловленное неоднородностью их концентраций. Количественной мерой диффузии носителей заряда в полупроводниках являются коэффициент диффузии электронов и дырок $DЭ$, $DД$ - коэффициент пропорциональности между градиентом концентрации и диффузионным потоком соответствующих носителей (обычно $DЭ > DД$).

Вблизи состояния термодинамического равновесия коэффициент диффузии носителей в невырожденном полупроводнике связаны с подвижностями соотношением:

$$D = \frac{n+p}{n/D_d + p/D_s}$$

Соотношения Эйнштейна

Соотношением Эйнштейна — Смолуховского) называется выражение, связывающее подвижность молекулы (молекулярный параметр) с коэффициентом диффузии и температурой (макропараметры):



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 103 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$D = \mu_p k_B T$$

Величина подвижности не всегда легко определяется, поэтому если предположить, что числа Рейнольдса малы, то для силы сопротивления, испытываемой макроскопическим шариком (частицей), можно использовать формулу Стокса. Таким образом, получается выражение:

$$D = \frac{k_B T}{6\pi\eta r}$$

Эффект Холла

Эффект Холла – это возникновение в электрическом проводнике разности потенциалов на краях образца (напряжения Холла) помещённом в поперечное магнитное поле, при протекании тока, перпендикулярному полю.

При помещении в магнитное поле пластины-проводника или полупроводника под 90 градусов к направлению силовых линий магнитного потока произойдет перемещение электронов по поперечине пластины под действием силы Лоренца. Их направление зависит от того, в какую сторону идет сила тока и силовые линии магнитного потока. Иначе говоря, эффект Холла – это частный случай действия силы Лоренца, то есть действия магнитного поля на заряженную частицу.

Эффект Ганна

Эффект Ганна – явление возникновения осцилляций тока ($\sim 1-10$ ГГц) в однородном многодолинном полупроводнике при приложении к нему сильного электрического поля. Впервые этот эффект наблюдался Джоном Ганном в 1963 г. на арсениде галлия, затем явление осцилляций тока было обнаружено в фосфиде индия, фосфиде галлия и ряде других полупроводниковых соединений.

Эффект Ганна наблюдается главным образом в так называемых многодолинных полупроводниках, зона проводимости которых состоит из одной нижней долины и одной или нескольких верхних долин. Подвижность электронов в верхних долинах значительно меньше, чем в нижней долине.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 104 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

В сильных электрических полях происходит разогрев электронов (появляются так называемые горячие электроны) и часть электронов переходит из нижней долины в верхние, вследствие чего средняя подвижность носителей заряда и электропроводность падают. Это приводит к падению плотности тока с ростом напряжения в полях, превышающих некоторое критическое поле $E_{кр}$.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 105 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

§12. Неравновесные процессы в полупроводниках. Генерация и рекомбинация свободных носителей. Время жизни свободного носителя. Динамика концентрации носителей.

Генерация свободных носителей

При температуре, отличной от абсолютного нуля, любой полупроводник характеризуется некоторой концентрацией свободных носителей. Чем выше температура, тем, вообще говоря, выше концентрация свободных носителей. Появление свободных носителей объясняется переходом электронов из валентной зоны или с донорных уровней в зону проводимости. Этот процесс называется генерацией свободных носителей (рисунок 12.1).

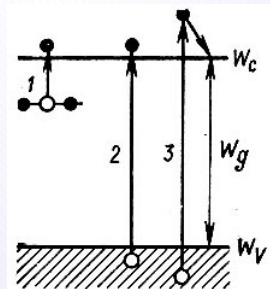


Рисунок 12.1 – Процесс генерации свободных носителей

Рекомбинация свободных носителей

Однако если бы процесс генерации был единственным в полупроводнике, то к уже перешедшим в зону проводимости электронам присоединялись бы все новые и новые и через некоторое время в зоне проводимости оказались бы все валентные электроны.

Экспериментально такая картина не наблюдается. Объясняется это тем, что наряду с процессом генерации одновременно происходит процесс рекомбинации.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 106 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

По истечении некоторого промежутка времени электроны из зоны проводимости возвращаются в валентную зону или на пустые места какого-либо примесного уровня (рисунок 12.2).

Иначе говоря, свободный электрон, пропутешествовав в межатомном пространстве кристалла, рано или поздно встречается с вакантным местом и занимает его. При этом если это вакантное место - положительно заряженный ион примеси, то происходит исчезновение одного электрона проводимости, а если вакантным местом является разорванная связь в кристаллической решетке - дырка, то происходит исчезновение сразу двух свободных носителей: и электрона, и дырки.

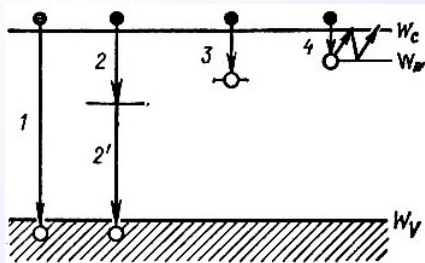


Рисунок 12.2 – Процесс рекомбинации свободных носителей

Равновесные носители

Концентрация свободных носителей в полупроводнике определяется одновременно протекающими встречными процессами - генерацией и рекомбинацией. Тепловые процессы в твердых телах всегда инерционны, то есть протекают достаточно медленно, поэтому практически при любой температуре процессы тепловой генерации и рекомбинации успевают прийти в равновесие.

Благодаря этому и концентрация носителей, определяемая только тепловыми процессами, называется равновесной, а сами носители - равновесными.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 107 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Поскольку для равновесных носителей процессы генерации и рекомбинации всегда оказываются уравновешенными (взамен каждой рекомбинирующей пары вследствие термического возбуждения тут же создается новая пара носителей заряда), то обычно сами процессы генерации и рекомбинации в условиях теплового равновесия не принимаются во внимание.

Неравновесные носители

Наряду с тепловым возбуждением могут действовать и другие факторы, создающие свободные носители в полупроводниках, например облучение светом, бомбардировка различными частицами, вызывающими ионизацию, и т. д. Свободные носители могут также проникать через контакт из другого тела. Свободные носители, появляющиеся в полупроводнике, благодаря этим факторам являются избыточными по отношению к равновесным и называются неравновесными носителями.

Механизм возникновения неравновесных носителей принципиально отличается от механизма образования равновесных носителей. При тепловой генерации подводимое извне тепло определяет увеличение энергии тепловых колебаний атомов в решетке кристалла, и когда энергии этих колебаний оказывается достаточно для разрыва связей валентных электронов, происходит ионизация атомов, сопровождающаяся образованием равновесных носителей. Таким образом, подводимое тепло создает свободные носители, действуя через посредника - кристаллическую решетку полупроводника. Благодаря этому концентрация равновесных носителей оказывается одинаковой во всем объеме полупроводника.

При создании же неравновесных носителей энергия внешнего источника возбуждения (энергия фотонов света, энергия бомбардирующих электронов или других частиц) передается непосредственно валентным электронам, в то время как энергия кристаллической решетки сохраняется практически неизменной. Поэтому, во-первых, неравновесные носители при их возникновении не находятся в тепловом равновесии с кристаллом.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 108 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Во-вторых, распределение их плотности по объему может быть очень неравномерным - концентрация неравновесных носителей обычно уменьшается по мере удаления от поверхности кристалла или от освещенного места.

Непосредственная передача энергии носителю заряда часто приводит к тому, что электрон, например, приобретает энергию большую, чем необходимо для возможности преодоления им запрещенной зоны. В этом случае избыточные электроны забрасываются в зону проводимости на высокие энергетические уровни (переход 3 на рисунке 1), причем кинетическая энергия таких неравновесных носителей оказывается значительно больше средней энергии $3/2kT$, которой обладают располагающиеся у дна зоны проводимости тепловые равновесные электроны.

В дальнейшем эта избыточная кинетическая энергия быстро рассеивается в процессе столкновений неравновесных электронов с дефектами кристаллической решетки. За время 10^{-10} с быстрые электроны претерпевают около тысячи актов рассеяния, в результате чего их кинетическая энергия становится одинаковой с энергией тепловых электронов. Можно считать, что кинетическая энергия неравновесных носителей практически сразу после их возникновения становится сравнимой с энергией равновесных носителей, благодаря чему их подвижность имеет то же значение, что и подвижность равновесных носителей. Поэтому изменение проводимости при образовании неравновесных носителей обусловлено лишь изменением суммарной концентрации носителей; мгновенные отличия энергии и подвижности неравновесных носителей, имеющиеся непосредственно после их создания, не играют роли.

Условие электронейтральности

Обозначив через Δn и Δp концентрации избыточных электронов и дырок, можно записать полные концентрации носителей так:

$$n = n_0 + \Delta n$$

$$p = p_0 + \Delta p$$



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 109 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Где n_0 и p_0 - соответственно равновесные концентрации электронов и дырок. Если при внешнем воздействии на полупроводник создавались только собственные носители заряда (возбуждались переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости), а сам полупроводник не содержит какого-либо объемного заряда, то концентрация неравновесных электронов должна быть равна концентрации избыточных дырок:

$$\Delta n = \Delta p$$

Это - условие электронейтральности.

Так как подвижность избыточных носителей практически не отличается от подвижности равновесных носителей, то для дополнительной электропроводности $\Delta\sigma$, возникающей в полупроводнике под воздействием внешнего возбуждающего источника, можно записать выражение:

$$\Delta\sigma = e(U_n\Delta n + U_p\Delta p)$$

А для полной электропроводности – выражение:

$$\sigma = e(U_n(n_0 + \Delta n) + U_p(p_0 + \Delta p))$$

После выключения возбуждающего источника полупроводник постепенно возвращается в состояние равновесия. При этом концентрация свободных носителей в нем вновь становится равновесной. Восстановление равновесия происходит благодаря процессу рекомбинации. Однако до акта рекомбинации (до встречи электрона с дыркой) каждый носитель некоторое время находится в свободном состоянии. Это время зависит от многих причин и колеблется в широких пределах - от 10^2 до 10^{-9} с. Поэтому для характеристики коллектива неравновесных носителей в целом вводят так называемое среднее время жизни: для неравновесных электронов τ_n и для дырок τ_p .



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 110 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Практически среднее время жизни, например, электрона определяется как средний отрезок времени между моментом генерации избыточного электрона и моментом захвата его дыркой.

Скорость рекомбинации

С понятием среднего времени жизни связано понятие скорости рекомбинации (скорости изменения концентрации избыточных носителей). За скорость рекомбинации принимают число рекомбинирующих пар носителей в единицу времени $\Delta n / \tau_n$ (где Δn - концентрация неравновесных носителей в данный момент времени t).

Понятно, что скорость рекомбинации тем больше, чем больше концентрация неравновесных носителей. Со временем скорость рекомбинации уменьшается, так как благодаря процессу рекомбинации число избыточных носителей падает.

Простой расчет показывает, что убывание концентрации неравновесных носителей со временем происходит по экспоненциальному закону:

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp(-t/\tau_n)$$

Где Δn_0 - начальная концентрация избыточных носителей в момент времени $t = 0$ (момент выключения возбуждающего источника).

Из этой формулы следует, что по истечении времени τ_n после выключения возбуждающего источника концентрация неравновесных носителей уменьшится в e раз. Действительно, при $t = \tau_n$ концентрация Δn становится равной $\Delta n_0/e$.

График зависимости Δn от t приведен на рисунке 12.3. По этому графику можно практически определить величину τ_n как отрезок, отсекаемый на оси времени касательной к кривой в точке $t = 0$.

Понятие сечения захвата

Процесс рекомбинации предполагает захват электрона дыркой. Способность дырки совершать захват электрона характеризуется сечением захвата.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 111 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

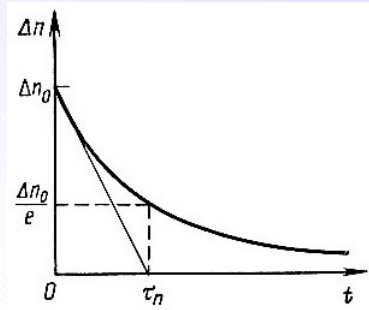


Рисунок 12.3 – График зависимости Δn от t

Проведем через дырку плоскость, перпендикулярную направлению движения электрона, приближающегося к дырке.

Если электрон, пересекая эту плоскость, пролетает мимо дырки на большом расстоянии, то он не будет захвачен, а лишь в большей или меньшей мере изменит направление своего движения. Но если электрон пересекает эту плоскость на малом расстоянии от дырки, т. е. внутри круга достаточно малого радиуса, то он оказывается захваченным ею. Площадь этого круга и называется эффективным сечением захвата или просто сечением захвата. Сечение захвата сильно зависит от скорости электрона относительно дырки и природы этой дырки.

Пути рекомбинации

Различают два случая рекомбинации носителей заряда. В одном случае электрон совершает прямой переход из зоны проводимости в валентную зону (переход 1 на рисунке 12.2). Это так называемая межзонная рекомбинация. В другом случае переход электрона из зоны проводимости в валентную зону происходит в два этапа: сначала электрон из зоны проводимости переходит на некоторый промежуточный уровень (переход 2), созданный в кристалле каким-либо примесным атомом, а потом он с этого уровня переходит на свободное место в валентную зону (переход 2').



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 112 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Такой процесс называется рекомбинацией через примесные центры. В обоих случаях переход электрона из зоны проводимости в валентную зону сопровождается выделением энергии, приблизительно равной ширине запрещенной зоны W_g (как правило, в рекомбинации участвуют электроны, находящиеся у дна зоны проводимости, и дырки, расположенные у потолка валентной зоны).

Освобождающаяся при рекомбинации энергия может выделиться в виде кванта излучения либо перейти в энергию кристаллической решетки. В соответствии с этим говорят об излучательной и безызлучательной рекомбинации.

Излучательная рекомбинация

При излучательной рекомбинации энергия электрона, объединяющегося с дыркой, преобразуется в энергию фотона $h\nu$. В этом случае акт рекомбинации подобен возвращению возбужденного атома в основное состояние (электрон с возбужденной орбиты переходит на основную орбиту). Энергия фотона, испускаемого при межзонной рекомбинации, согласно закону сохранения энергии равна:

$$h\nu = W_c - W_v = W_g'$$

где W_c - энергия электрона до рекомбинации (у дна зоны проводимости), а W_v - энергия электрона после рекомбинации (у потолка валентной зоны).

Излучательная рекомбинация в большинстве случаев связана с прямыми межзонными переходами электронов. Однако такие переходы в полупроводниках имеют место лишь в хорошо очищенных кристаллах с узкой запрещенной зоной, например в кристаллах антимонида индия (InSb), у которых ширина запрещенной зоны W_g равна всего 0,18 эВ. Время жизни электрона в этих кристаллах по отношению к излучательной рекомбинации мало (порядка 10^{-7} с). Поэтому практически все электроны рекомбинируют с испусканием фотона.

По мере увеличения ширины запрещенной зоны вероятность излучательной рекомбинации становится все меньше.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 113 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Например, в собственном германии, для которого при комнатной температуре $W_g = 0,72$ эВ, время жизни электрона по отношению к излучательной рекомбинации составляет 1 с, в то время как по отношению к безызлучательной рекомбинации время жизни по порядку величины равно $10^{-3} - 10^{-4}$ с. Это означает, что на несколько тысяч безызлучательных рекомбинационных переходов приходится всего один акт рекомбинации с испусканием фотона.

Безызлучательная рекомбинация

Безызлучательная рекомбинация, характерная для полупроводников с достаточно широкой запрещенной зоной, протекает, как правило, с участием примесных центров. Объясняется это тем, что высвобождающаяся при переходе электрона из зоны проводимости в валентную зону довольно большая энергия не может быть передана кристаллической решетке за один раз. Вероятность такого акта столь же мала, как, например, вероятность одновременного столкновения в одной точке сразу десяти частиц. В случае же рекомбинации через примесные уровни энергия электрона передается кристаллической решетке в два этапа.

При этом чем ближе к середине запрещенной зоны находится энергетический уровень примесного атома, тем более вероятной оказывается рекомбинация через него, потому что энергия в этом случае выделяется в виде двух приблизительно одинаковых порций, каждая из которых равна приблизительно половине W_g . На языке зонной теории это означает, что на первом этапе примесный центр захватывает электрон, а на втором - дырку.

В принципе этапы этого процесса могут происходить и в обратном порядке. Их последовательность определяется вероятностью захвата примесным центром электрона и дырки. Если энергетический уровень примесного центра расположен ближе к дну зоны проводимости, то вероятность захвата электрона будет выше вероятности захвата дырки, так как при захвате электрона будет выделяться меньшая энергия (вообще, чем меньше выделяемая энергия, тем процесс более вероятен).



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 114 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

В этом случае электрону после его захвата примесным центром приходится некоторое время "ждать" дырку. Дело в том, что хотя дырок может быть и много, не с каждой из них может прорекомбинировать электрон. Рекомбинация возможна лишь в тех случаях, когда электрон имеет возможность отдать выделяемую энергию кристаллической решетке.

Центры захвата и центры прилипания

Может случиться так, что процесс рекомбинации избыточных носителей уже закончился, а электрон, находясь на примесном центре, так и не дождался нужной дырки. Обычно такая ситуация бывает, когда уровень примесного центра находится достаточно далеко от середины запрещенной зоны (переход 3 на рисунке 12.2). В этом случае примесный центр называется центром захвата электрона.

Если уровень примесного центра расположен недалеко от дна зоны проводимости, так что энергетическое расстояние $W_c - W_{np}$ оказывается сравнимым с энергией тепловых колебаний решетки, то электрон, попавший в такой центр, может быть снова заброшен в зону проводимости (случай 4 на рисунке 12.2). Этот процесс может повториться многократно, прежде чем электрон "свалится" в валентную зону. Такие примесные центры называются Центрами прилипания. Наличие центров прилипания может существенно увеличить среднее время жизни неравновесных носителей.

В высокочастотных полупроводниковых приборах необходимо, чтобы избыточные носители быстро исчезали после выключения возбуждающего сигнала. Именно поэтому в таких приборах, создаваемых на основе моноатомных кристаллов кремния или германия, для получения большой скорости рекомбинации используются примеси золота, никеля, меди и некоторых других элементов, которые создают рекомбинационные уровни вблизи середины запрещенной зоны.

Поверхностная рекомбинация

Исчезновение свободных носителей может происходить не только в результате объемной рекомбинации, но и вследствие поверхностной рекомбинации.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 115 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Которая в большинстве случаев протекает гораздо более интенсивно, чем объемная. Объясняется это тем, что на поверхности полупроводника всегда имеется большое количество адсорбированных примесных атомов и различных дефектов, являющихся эффективными центрами рекомбинации. Особенно значительна роль поверхностной рекомбинации в случае тонких образцов, когда объем мал, а поверхность относительно велика.

Поскольку рекомбинация на поверхности протекает всегда более интенсивно, чем в объеме, то вблизи поверхности число свободных носителей оказывается меньшим, чем в глубине полупроводника. Образующийся перепад концентрации вызывает поток свободных носителей изнутри полупроводника к поверхности. Чем больше разность концентраций (то есть чем интенсивнее протекает рекомбинация носителей на поверхности), тем с большей скоростью движутся носители к границе полупроводника. Для уменьшения интенсивности процесса поверхностной рекомбинации образцы полупроводника подвергаются специальной обработке (химическому травлению, тщательной отмывке и т. п.), обеспечивающей удаление с поверхности рекомбинационных центров. При хорошей обработке поверхности удается снизить скорость процесса поверхностной рекомбинации в сотни раз.



*Кафедра
Физики*

[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 116 из 204

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Заккрыть](#)

Глава 4. Электропроводность полупроводников.

§13. Электронно-дырочный переход. Получение р–п перехода, равновесное состояние перехода. Уровень Ферми в переходе. Контактная разность потенциалов. Переходный слой, его толщина.

Электронно-дырочный переход (р — п-переход), область полупроводника, в которой имеет место пространственное изменение типа проводимости (от электронной п к дырочной р).

Поскольку в р-области э.д.п. концентрация дырок гораздо выше, чем в п-области, дырки из п -области стремятся диффундировать в электронную область. Электроны диффундируют в р-область. Однако после ухода дырок в п-области остаются отрицательно заряженные акцепторные атомы, а после ухода электронов в р-области – положительно заряженные донорные атомы. Т. к. акцепторные и донорные атомы неподвижны, то в области э.д.п. образуется двойной слой пространственного заряда – отрицательные заряды в р-области и положительные заряды в п-области (рисунок 13.1).

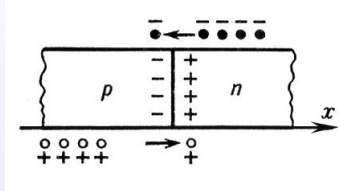


Рисунок 13.1 – Электронно-дырочный переход

Возникающее при этом контактное электрическое поле по величине и направлению таково, что оно противодействует диффузии свободных носителей тока через э.д.п. В условиях теплового равновесия при отсутствии внешнего электрического напряжения полный ток через э.д.п. равен нулю. В э.д.п. существует динамическое равновесие, при котором небольшой ток, создаваемый неосновными носителями (электронами в р-области и дырками в п-области), течёт к э.д.п.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 117 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

И проходит через него под действием контактного поля, а равный по величине ток, создаваемый диффузией основных носителей (электронами в *n*-области и дырками в *p*-области), протекает через э.д.п. в обратном направлении

Получение *p-n* перехода, равновесное состояние перехода

Контакт между электронным и дырочным полупроводниками можно получить и путем прямого тесного соединения двух образцов, имеющих различные типы проводимости. Однако использовать такой контакт для создания прибора практически невозможно, так как наличие различных дефектов и примесей, и в первую очередь окисной пленки, всегда присутствующей на поверхности полупроводника, вносит резкие изменения в свойства границы раздела полупроводников. Поэтому для получения *p-n*-перехода с хорошо контролируемыми и постоянными свойствами необходимо создать его в виде внутренней границы раздела, на которой полупроводник одного типа переходил бы непрерывно в полупроводник другого типа.

Контакт между электронным и дырочным полупроводниками можно получить и путем прямого тесного соединения двух образцов, имеющих различные типы проводимости. Однако использовать такой контакт для создания прибора практически невозможно, так как наличие различных дефектов и примесей, и в первую очередь окисной пленки, всегда присутствующей на поверхности полупроводника, вносит резкие изменения в свойства границы раздела полупроводников. Поэтому для получения *p-n*-перехода с хорошо контролируемыми и постоянными свойствами необходимо создать его в виде внутренней границы раздела, на которой полупроводник одного типа переходил бы непрерывно в полупроводник другого типа.

Если к *p-n* полупроводнику не приложено внешнее напряжение, то имеет место равновесное состояние *p-n*-перехода. При отсутствии внешнего напряжения движение электрических зарядов через *p-n* переход носит характер диффузии основных носителей заряда из одной области проводимости в другую.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 118 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Где они становятся неосновными носителями и через определенное время рекомбинируют с основными носителями. В результате диффузии и рекомбинации носителей заряда нарушается электрическая нейтральность примыкающих к металлургическому контакту частей монокристалла полупроводника.

Уровень Ферми в переходе

Уровень Ферми – энергетическое состояние частицы, вероятность замещения которого равна 0,5.

Важной характеристикой энергетической системы является функция плотности энергетического состояния. Это закон изменения числа энергетических состояний за какой-то элементарный интервал времени в зависимости от расположения этого интервала на оси энергии.

$$S_{KB}(W) = \frac{dZ}{dW}$$

В собственном п/п уровень Ферми располагается посреди запрещенной зоны. Кривая распределения ($F_{KB}(W)$) всегда симметрична относительно уровня Ферми. Положение уровня Ферми и значение функции $F_{KB}(W)$ зависит от концентрации носителей и от температуры.

Контактная разность потенциалов

Контактная разность потенциалов - это максимальное значение потенциала, определяющего высоту потенциального барьера для равновесного состояния. Зависит от материала полупроводника, концентрации примесей, температуры. При увеличении температуры контактная разность потенциалов уменьшается, так как несмотря на то, что T увеличивается, n_i возрастает быстрее.

$$\varphi_k = \varphi_p - \varphi_n = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2}$$

Где:

k - постоянная Больцмана;



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 119 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

T - абсолютная температура;

q - заряд электрона;

$N_D N_A$ - концентрации донорных и акцепторных примесей в соответствующих зонах;

n_i - концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике.

Переходной слой, его ширина

$$l_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_k}{qN_A^2\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}}$$

$$l_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_k}{qN_D^2\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}}$$

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_k}{q}\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}$$

Где:

ε - диэлектрическая проницаемость полупроводника;

ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума;

φ_k - контактная разность потенциалов;

q - заряд электрона;

$N_D N_A$ - концентрации донорных и акцепторных примесей в соответствующих зонах;



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 120 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

§14. Стационарно-неравновесный электроннодырочный переход. Токи в равновесном переходе. Переход под воздействием внешнего напряжения. Формула Шокли для ВАХ.

Неравновесное состояние р-п-перехода наступает при подаче внешнего напряжения U и характеризуется протеканием тока через переход. Сопротивление обедненного слоя значительно выше сопротивления нейтральных областей, поэтому внешнее напряжение U практически оказывается приложенным к самому обедненному слою и влияет на величину потенциального барьера. В зависимости от полярности напряжения U потенциальный барьер может возрастать или уменьшаться.

Принято называть напряжение на р-п-переходе прямым, если оно понижает барьер. Это будет в том случае, если плюс источника питания присоединен к р-области, а минус – к п-области. Потенциальный барьер при прямом напряжении:

$$\varphi = \varphi_k - U \quad U > 0$$

Внешнее поле складывается с контактным полем и потенциальный барьер возрастает, если плюс источника присоединяется к п-области. Такое напряжение называется обратным и считается отрицательным. Потенциальный барьер в этом случае:

$$\varphi = \varphi_k + |U| \quad U < 0$$

Очевидно, что предыдущее соотношение применимо при любом напряжении, если U брать со своим знаком ($U > 0$, $U < 0$) – то есть:

$$\varphi = \varphi_k - U$$

Толщина р-п-перехода

Изменение высоты потенциального барьера при подаче внешнего напряжения сопровождается изменением толщины обедненного слоя. Поясним эту связь.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 121 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Потенциальный барьер (разность потенциалов) может создаваться только зарядами, при этом для увеличения барьера требуется больше зарядов. В случае р-п-перехода барьер связан с зарядом ионов акцепторов и ионов доноров Q_a и Q_d .

Для получения контактной разности потенциалов (состояния равновесия) необходим определенный заряд $Q_a = Q_d$, а следовательно, по соотношениям выше эти заряды могут находиться в определенных объемах $I_p S$ и $I_n S$.

При подаче напряжения устанавливается новый потенциальный барьер ($\varphi = \varphi_k - U$, для существования которого уже требуется другой заряд $Q_a = Q_d$), а следовательно, и другой объем и толщина перехода.

Другими словами, при изменении внешнего напряжения происходит изменение толщины перехода. При прямом напряжении барьер уменьшается ($j < j_k$) и переход должен сужаться, а при обратном напряжении барьер растет ($j > j_k$) и переход должен расширяться. Очевидно, что зависимость толщины перехода от напряжения легко написать, используя формулы:

$$I = I_p + I_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{N_d + N_a}{N_d N_a} \varphi_k}$$

или

$$I \approx I_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q N_a} \varphi_k}$$

в которые вместо потенциального барьера (j_k следует в общем случае поставить $\varphi = \varphi_k - U$, т.е. получим:

$$I = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{N_d + N_a}{N_d N_a} (\varphi_k - U)}$$

или

$$I = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q N_a} (\varphi_k - U)}$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 122 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть



Кафедра
Физики

Начало

Содержание

Назад

На весь экран

Закрыть

Уменьшение толщины перехода при прямом напряжении происходит в результате прихода основных носителей из областей к переходу для нейтрализации части зарядов Q_a и Q_d (дырки из p-области входят в приграничный слой перехода и там нейтрализуют заряд ионов акцепторов, а электроны из n-области входят в приграничный слой перехода для нейтрализации там зарядов ионов доноров). При обратном напряжении основные носители уходят из слоев p- и n-областей вблизи перехода, «открывая» заряды акцепторных и донорных ионов, т.е. расширяя переход. Перестройка перехода происходит за время порядка 10^{-12} с.

Энергетические диаграммы p-n-перехода

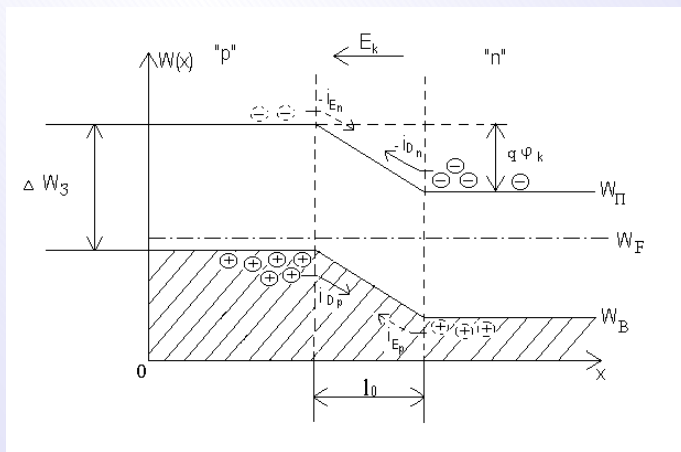


Рисунок 14.1 – Энергетические диаграммы p-n-перехода

Энергетические диаграммы p-n-перехода для прямого и обратного напряжений показаны на рисунке 14.1. Уровни Ферми в p- и n-областях в отличие от диаграммы для равновесного состояния располагаются на разной высоте, так что интервал между ними равен $q|U|$, т.е. пропорционален приложенному напряжению.

Смещение границ зоны проводимости пропорционально высоте потенциального барьера и составляет $q\varphi = q(\varphi_k - U)$ и поясняет соотношение диффузионных и дрейфовых потоков носителей в переходе.

При прямом напряжении из-за снижения потенциального барьера нарушается равенство диффузионного и дрейфового потоков как дырок, так и электронов: диффузионный поток дырок из р-области в п-область преобладает над встречным дрейфовым потоком дырок из п-области, а диффузия электронов из п-области в р-область – над встречным дрейфом электронов из р-области. В результате происходит увеличение концентрации неосновных носителей вне перехода в р- и п-областях. Этот процесс называется **инжекцией неосновных носителей**.

При обратном напряжении из-за увеличения потенциального барьера происходит ослабление диффузионных потоков по сравнению с состоянием равновесия. Уже при сравнительно небольшом обратном напряжении (порядка десятых долей вольта) диффузионный поток становится настолько малым, что дрейфовые потоки начинают преобладать над диффузионными. В результате дрейфа неосновных носителей происходит уменьшение концентраций неосновных носителей у границ перехода: электронов в р-области и дырок в п-области. Это явление называется **экстракцией (выведением) неосновных носителей**.

Токи в равновесном состоянии

Непрерывным условием равновесного состояния р-п перехода является равенство нулю суммарного тока через р-п переход. Направления токов в р-п переходе в равновесном состоянии иллюстрируются рисунке 14.2.

Ток в р-п переходе в основном определяется дырочной составляющей тока диффузии полупроводника р-типа и дырочной составляющей дрейфового тока полупроводника п-типа. Поэтому для плотности тока через р-п переход следует записать условие равновесного состояния р-п перехода в виде:

$$i_D + i_E = 0$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 124 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

иначе:

$$i_{Dn} + i_{Dp} + i_{En} + i_{Ep} = 0$$

или приближенно:

$$i_{Dp} + i_{Ep} = 0$$

так как:

$$i_{Dp} \gg i_{Dn} \text{ и } i_{Ep} \gg i_{En}$$

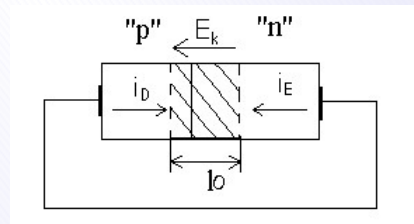


Рисунок 14.2 – Токи в равновесном p-n переходе

Уравнение Шокли для ВАХ

Если к p-n переходу приложено внешнее напряжение U , то оно суммируется с контактным напряжением U_0 . Будем считать положительным внешнее напряжение $-U$, если оно приложено плюсом к p-области и минусом к n-области. Соответственно положительным будет считаться ток через переход, текущий от p-области к n-области. Часто данную полярность напряжения и направление тока называют **прямыми**, а противоположные — **обратными**. При этих условиях контактная разность потенциалов на переходе и дрейфовый ток через него отрицательны. Напротив, диффузионный ток положителен.

Если к p-n-переходу приложено напряжение положительной полярности $-U$ (прямое напряжение), оно вычитается из контактного напряжения U_0 .



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 125 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Суммарное напряжение на переходе уменьшается и становится равным $-(U_0 \sim U)$. Потенциальный барьер, препятствующий диффузионному току, уменьшается, что вызывает увеличение диффузионного тока. Следует иметь в виду, что, несмотря на небольшую величину контактного напряжения $U_0 \approx 0,5 \sim 1$ В. Изменить знак напряжения на переходе с помощью противоположного по знаку внешнего напряжения невозможно. Уменьшение разности $(U_0 \sim U)$ приводит к резкому росту диффузионного тока через переход, который задолго до нулевой величины этой разности становится столь большим, что расплавляет области перехода. Из этого следует, что величина дрейфового тока через переход, определяемая полярностью напряжения на переходе не зависит от внешнего напряжения.

Результирующий ток перехода, равный разности диффузионного и дрейфового тока, выражается формулой Шокли:

$$I = I_{\text{диф}} - I_{\text{др}} = I_{\text{др}}(e^{U/U_r} - 1)$$

Формула Шокли выражает вольтамперную характеристику (ВАХ) перехода–зависимость тока от напряжения. Налицо односторонняя проводимость р-п перехода. Отрицательные напряжения на переходе вызывают очень малый дрейфовый ток, в то время как положительные напряжения – сильный диффузионный ток.

Влияние внешнего напряжения на толщину перехода и его емкость выражается формулой:

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_a}{q} \frac{N_D + N_a}{N_D N_a} (U_0 - U)}$$

$$C = \frac{\varepsilon_a S}{w} = S \sqrt{\frac{\varepsilon_a q_0}{2(U_0 - U)} \frac{N_D N_a}{N_D + N_a}}$$

В случае отрицательного внешнего напряжения оно, суммируясь с контактным, может в широких пределах изменять толщину перехода и его емкость.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 126 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

§15. Периодически нестационарный режим р–n перехода. Уравнение движения носителей при переменном напряжении на переходе. Диффузионная емкость перехода. Накопленный заряд. Переключение р–n перехода.

Примером нестационарного процесса в р-n переходе является переключение его из нейтрального состояния в режим прямого смещения воздействием импульса тока или напряжения.

В общем случае движение носителей заряда в полупроводниках обусловлено двумя физическими процессами: **диффузией** и **дрейфом**. Диффузией называется направленное перемещение носителей зарядов вследствие неравномерности их концентрации, т. е. перемещение под действием градиента концентрации носителей заряда. Дрейфом называется направленное перемещение носителей заряда под действием электрического поля.

Известно, что плотность потока частиц при диффузии (число частиц, пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную направлению градиента концентрации) пропорционален градиенту концентрации этих частиц:

$$\vec{\Phi} = -D \text{grad } n$$

Вектор градиента концентрации направлен в сторону возрастания аргумента, а частицы диффундируют туда, где их меньше, т. е. против градиента концентрации. Поэтому знаки перед правой и левой частями соотношения различны.

Остановимся на процессе диффузии электронов и дырок в полупроводниках, т. е. на диффузии заряженных частиц (или квазичастиц). Так как всякое направленное движение одноименно заряженных частиц есть электрический ток, то плотность электронной составляющей диффузионного тока может быть получена путем умножения правой части на элементарный заряд электрона.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 127 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Электроны диффундируют против вектора градиента концентрации и имеют отрицательный заряд.

Поэтому направление вектора плотности диффузионного тока электронов должно совпадать с направлением вектора градиента концентрации электронов, то есть:

$$\vec{J}_{\text{диф}} = q \vec{\Phi}$$

Где $\vec{J}_{\text{диф}}$ – плотность диффузионного потока, q - заряд электрона.

Одновременно с процессом диффузии неравновесных носителей происходит процесс их рекомбинации. Поэтому избыточная концентрация уменьшается в направлении от места источника этой избыточной концентрации носителей.

Расстояние, на котором при одномерной диффузии в полупроводнике без электрического поля в нем избыточная концентрация носителей заряда уменьшается вследствие рекомбинации в $e = 2,718 \dots$ раза, называют **диффузионной длиной**.

Иначе говоря, это расстояние, на которое носитель диффундирует за время жизни. Таким образом, диффузионная длина связана с временем жизни носителей заряда следующим соотношением:

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

Частотные свойства р-п перехода показывают, как работает р-п переход при подаче на него переменного напряжения высокой частоты. Частотные свойства р-п перехода определяются двумя видами ёмкости перехода.

Первый вид ёмкости – это ёмкость, обусловленная неподвижными зарядами ионов донорной и акцепторной примеси. Она называется зарядной, или барьерной ёмкостью.

Второй тип ёмкости – это диффузионная ёмкость, обусловленная диффузией подвижных носителей заряда через р-п переход при прямом включении.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 128 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 129 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Если на р-п переход подавать переменное напряжение, то ёмкостное сопротивление р-п перехода будет уменьшаться с увеличением частоты, и при некоторых больших частотах ёмкостное сопротивление может сравняться с внутренним сопротивлением р-п перехода при прямом включении.

В этом случае при обратном включении через эту ёмкость потечёт достаточно большой обратный ток, и р-п переход потеряет свойство односторонней проводимости. Вывод:

Чем меньше величина ёмкости р-п перехода, тем на более высоких частотах он может работать.

Диффузионная ёмкость перехода

Ёмкость р-п перехода состоит из барьерной и диффузионной ёмкостей. Барьерная ёмкость определяется нескомпенсированными зарядами ионов вблизи р-п перехода и изменяется при изменении его толщины под воздействием запирающего напряжения. Идеальный р-п переход при анализе можно представить в виде плоского конденсатора, ёмкость которого вычисляется при помощи следующей формулы:

$$C_{\text{бар}} = \frac{\varepsilon\Pi}{\delta}$$

Толщина р-п перехода зависит от поданного на него обратного напряжения, соответственно меняется и его ёмкость. Зависимость барьерной ёмкости от приложенного к р-п переходу обратного напряжения описывается формулой:

$$C_{\text{бар}} = \frac{C_0}{\left(1 + \frac{|U_{\text{обр}}|}{U_k}\right)^{1/2}}$$

При протекании диффузионного тока через р-п переход, при подаче напряжения в прямом направлении, растёт концентрация неосновных носителей заряда, инжектированных в р- и п-области.

Это приводит к накоплению заряда вблизи р-п перехода. Это явление можно рассматривать как появление дополнительной емкости, а так как она образуется диффузионным током, то эта ёмкость получила название диффузионной.

Теперь определим значение диффузионной ёмкости. Любую ёмкость можно найти из выражения:

$$C = \frac{dQ}{dU}$$

Воспользовавшись выражениями выше, определим значение диффузионной ёмкости:

$$C_{\text{диф}} = \frac{q\Pi(L_n n_{p0} + L_p p_{n0})}{\varphi_T} e^{\frac{U}{\varphi_T}}$$

Зависимость величины диффузионной ёмкости от прямого напряжения на р-п переходе показана на рисунке 15.1

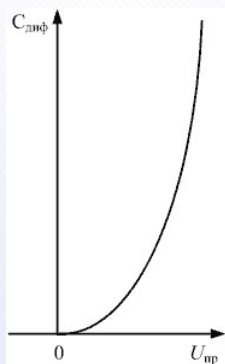


Рисунок 15.1 – Зависимость диффузионной ёмкости от напряжения

Полная емкость р-п перехода определяется суммой барьерной и диффузионной емкостей:



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 130 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$C_{\text{пер}} = C_{\text{бар}} + C_{\text{диф}}$$

При прямом включении р-п перехода преобладает диффузионная емкость, а при обратном — барьерная.

Следует заметить, что диффузионная ёмкость имеет большое значение в формировании частотных характеристик таких электронных приборов, как биполярные транзисторы. В высокочастотных схемах приходится эти ёмкости включать в состав согласующих цепей, которые часто используются на входе и выходе усилительных каскадов.

Переключение р-п перехода

Переходные процессы в р-п-переходе связаны в основном с двумя явлениями, происходящими при быстром изменении напряжения на р-п-переходе или тока через р-п-переход.

Первое из них – это накопление неосновных носителей заряда в базе р-п-перехода при его прямом включении и их рассасывание при уменьшении напряжения. Так как электрическое поле в базе р-п-перехода обычно невелико, то движение неосновных носителей в базе определяется законами диффузии и происходят относительно медленно. Поэтому накопление носителей в базе и их рассасывание будут влиять на свойства полупроводниковых приборов, принцип действия которых основан на свойствах р-п-переходов (диоды, транзисторы), работающих в режиме переключения.

Второе явление, происходящее в р-п-переходах при их переключении, – это перезарядка барьерной емкости, что также происходит не мгновенно и поэтому может влиять на свойства р-п-переходов.

При сравнительно больших плотностях прямого тока через р-п-переход существенно накопление неосновных носителей в базе, а перезарядка барьерной емкости р-п-перехода является второстепенным процессом. При малых плотностях тока переходные процессы в р-п-переходе определяются перезарядкой барьерной емкости, накопление же неосновных носителей в базе практически не сказывается.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 131 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Временные зависимости напряжения и тока, характеризующие переходные процессы в р-п-переходе, зависят также от сопротивления внешней цепи, в которую включен р-п-переход.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 132 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

§16. Полупроводниковые диоды с р–n переходом. Толстый р–n переход. Пробой перехода. ВАХ с учётом пробоя. Полупроводниковые диоды: вентиль, стабилитрон, туннельный диод, обращенный диод.

Полупроводниковым диодом называется электропреобразовательный полупроводниковый прибор с одним выпрямляющим электрическим переходом, имеющий 2 вывода.

Буквами р и n обозначены слои полупроводника с проводимостями соответственно р-типа и n-типа.

Обычно концентрации основных носителей заряда (дырок в слое р и электронов в слое n) сильно различаются. Слой полупроводника, имеющий большую концентрацию, называют эмиттером, а имеющий меньшую концентрацию — базой.

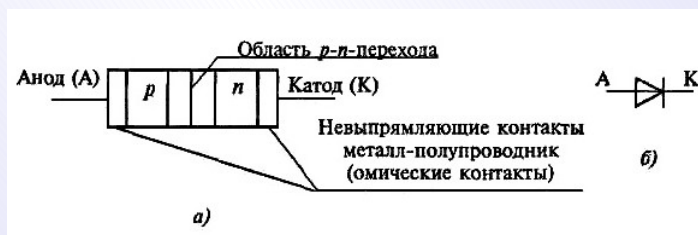


Рисунок 16.1 – а). Схема полупроводникового диода; б) Отображение диода на схеме

Полупроводниковым р-п- переходом называют тонкий слой, образующийся в месте контакта двух областей полупроводников акцепторного и донорного типов. Обе области полупроводника электрически нейтральны, поскольку как сам материал полупроводника, так и примеси электрически нейтральны.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 133 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Отличия этих областей - в том, что левая из них содержит свободно перемещающиеся дырки, а правая свободно перемещающиеся электроны.

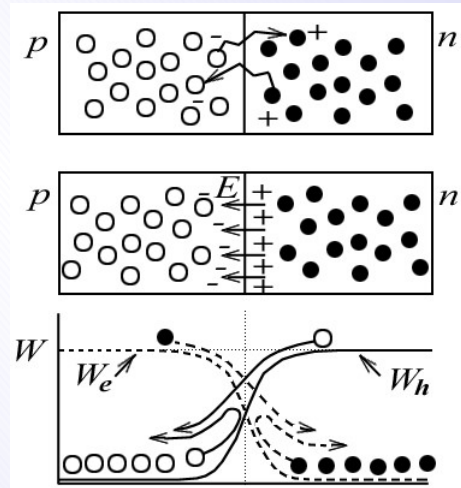


Рисунок 16.2 – Схема полупроводникового p-n-перехода

В результате теплового хаотического движения одна из дырок из левой области p-типа может попасть в правую область n-типа, где быстро рекомбинирует с одним из электронов. В результате этого в правой области появится избыточный положительный заряд, а в левой области - избыточный отрицательный заряд. Аналогично, в результате теплового движения один из электронов из левой области может попасть в правую, где быстро рекомбинирует с одной из дырок. В результате этого в правой области также появится избыточный положительный заряд, а в левой области - избыточный отрицательный заряд.

Появление этих зарядов приведет к появлению электрического поля E на границе областей полупроводника.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀◀ ▶▶

Страница 134 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Это поле будет отталкивать дырки р- области от границы раздела полупроводников, а электроны п-области - вправо от этой границы. С электрическим полем E можно связать потенциальную энергию дырки и электрона в областях. Получается, что дырка для перехода из р-области в п-область должна "забраться" на потенциальный порог высоты W . На аналогичный порог должен "забраться" электрон для перехода из п-области в р-область. Вероятность такого прохода пропорциональна множителю Больцмана:

$$P = P_0 e^{-W/kT}$$

Рассмотренные переходы основных носителей сформируют плотность тока основных носителей через р-п -переход:

$$J_{\text{осн}} = J_0 e^{-W/kT}$$

В состоянии равновесия этот ток будет компенсироваться током неосновных носителей, формируемым неосновными носителями - дырками п-области и электронами р-области. Однако этих носителей очень мало, и ток неосновных носителей лимитируется именно их числом, хотя поле E "содействует" этому току.

Если к р-п-переходу приложить внешнюю разность потенциалов U (это - так называемое прямое включение р-п-перехода), то внешнее поле E уменьшит существующее в кристалле поле E , и высота порогов уменьшится, тогда ток основных носителей возрастет в соответствии с формулой:

$$J_{\text{осн}} = J_0 e^{(-W-U_e)/kT}$$

Пробой перехода. ВАХ с учётом пробоя

Резкое возрастание обратного тока, наступающее при незначительном увеличении обратного напряжения сверх определенного значения – **пробоем перехода**. Природа пробоя может быть различной: он может быть **электрическим**, при котором р п-переход не разрушается и сохраняет работоспособность, и **тепловым**, при котором разрушается кристаллическая структура полупроводника.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 135 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Электрический пробой связан со значительным увеличением напряжённости электрического поля в р-п переходе (более $7 \dots 10$ В/см). Наблюдаются два типа электрического пробоя.

В полупроводниках с узким р-п переходом (что обеспечивается высокой концентрацией примесей) возникает **туннельный пробой**, связанный с **туннельным эффектом**, когда под воздействием очень сильного поля носители заряда могут переходить из одной области в другую через р-п переход без затраты энергии. Туннельный пробой наблюдается при обратном напряжении порядка нескольких вольт (до 10 В).

В полупроводниках с широким р-п переходом может произойти **лавинный пробой**. Его механизм состоит в том, что в сильном электрическом поле может возникнуть ударная ионизация атомов р-п перехода; носители заряда на длине свободного пробега приобретают кинетическую энергию, достаточную для того, чтобы при столкновении с атомом кристаллической решётки полупроводника выбить электроны из ковалентных связей. Образовавшаяся при этом пара свободных носителей заряда (электрон – дырка) тоже примет участие в ударной ионизации. Процесс нарастает лавинообразно и приводит к значительному возрастанию обратного тока. Пробивное напряжение лавинного пробоя составляет десятки и сотни вольт.

Тепловой пробой возникает тогда, когда энергия, выделяемая в р-п переходе при прохождении через него обратного тока, превышает энергию, которую способен рассеять р-п переход. Происходит значительный перегрев перехода, и обратный ток, который является тепловым, резко возрастает, а перегрев увеличивается. Это приводит к лавинообразному увеличению тока, в результате чего и возникает тепловой пробой р-п перехода.

ВАХ р-п - перехода:

$$R_{\text{ста}} = \frac{U_a}{I_a} = \text{ctg } \alpha$$



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 136 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

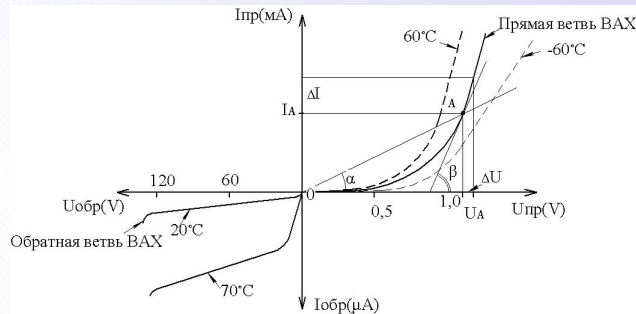


Рисунок 16.3 – ВАХ р-п - перехода

Статическое сопротивление р-п перехода в рабочей точке (А) определяется как отношение напряжения в этой точке к току, соответствующему этому напряжению или равно $\text{ctg } \alpha$ – угла образованного прямой, проходящей через начало координат и рабочую точку(А) и осью абсцисс(X).

Дифференциальное сопротивление р-п перехода в рабочей точке(А) определяется как отношение приращения напряжения в этой точке к приращению тока, соответствующего этому приращению напряжения.

$$R_{\text{диф}} = \frac{\delta U_a}{\delta I_a} = \text{ctg } \beta$$

Реальная ветвь(прямая) ВАХ перехода отклоняется от идеальной ВАХ в основном за счёт падения напряжения на сопротивлении базы, с учётом этого, уравнение перехода может быть определено:

$$I = I_0 e^{\frac{E_{\text{ВН}} - I r}{\phi t}} - 1$$

Полупроводниковые диоды: вентиль, стабилитрон, туннельный диод, обращенный диод



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 137 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Полупроводниковым диодом называют прибор с одним электрическим переходом, который, в большинстве случаев, является переходом р-п типа. Как правило такой переход размещён в герметичном корпусе (металлическом, пластмассовом или металлостеклянном) и имеет два вывода.

По функциональному назначению диоды делят на следующие основные группы:

1. Выпрямительные.
2. Высокочастотные.
3. Импульсные.
4. Стабилитроны.
5. Варикапы.
6. Туннельные.
7. Фотодиоды.
8. Светодиоды.
9. Магнитодиодные.
10. Диоды Гана.
11. Генераторы шума и др.

Большинство полупроводниковых диодов выполняют на основе несимметричных р-п переходов: низкоомная область – эмиттер; высокоомная область – база. Используют р-і, n-і переходы, а также переходы металл-полупроводник (переходы Шоттки).

Вентиль — это прибор, проводящий ток в прямом направлении от анода к катоду и не пропускающий его в обратном направлении. Главная особенность диодов состоит в том, что они пропускают ток лишь в одном направлении и совсем или почти совсем не пропускают его в обратном направлении. Первое направление прохождения тока называют прямым током, противоположное — обратным током. Иными словами, электрическое сопротивление диода при прохождении прямого тока очень мало, а при обратном токе — велико. Поэтому полупроводниковые диоды используют главным образом в качестве электрических вентиляей.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 138 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Свое название электрический клапан получил по аналогии с обратным клапаном (вентилем) в водяном трубопроводе. Такой клапан легко пропускает воду в «прямом» направлении. Если же направление потока воды изменится, то клапан автоматически под действием напора воды закроется и запрет трубу. Вода в обратном направлении благодаря клапану проходить не сможет. **Стабилитроны** отличаются от диодов режимом работы. Для стабилитрона нормальным рабочим режимом является электрический пробой. Благодаря этому свойству стабилитроны используются для поддержания постоянным (стабилизации) напряжения на определенных участках электрических цепей.

Например, если в цепь с изменяющимся напряжением включают аппарат, рассчитанный для работы на ограниченном напряжении, то параллельно ему присоединяют стабилитрон. Рабочее напряжение аппарата должно быть равно напряжению пробоя стабилитрона. Если напряжение в цепи будет повышаться выше нормы, то происходит пробой стабилитрона, через него проходит ток и предупреждается дальнейшее повышение напряжения на зажимах стабилитрона и присоединенного к нему прибора. При этом ток пробоя стабилитрона не должен превышать определенной величины во избежание теплового пробоя, разрушающего полупроводник.

Таким образом, стабилитрон напоминает плотину электростанции на реке. Она поддерживает определенный уровень воды, создавая постоянный напор на турбинах. Излишняя вода сливается через плотину, предупреждая чрезмерный рост напора при увеличении расхода воды (например, при паводке).

Туннельный диод - полупроводниковый диод на основе вырожденного полупроводника, на вольт-амперной характеристике которого при приложении напряжения в прямом направлении имеется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением, обусловленным туннельным эффектом. Туннельный диод представляет собой полупроводниковый прибор с p-n-переходом, образованным материалами с высокой концентрацией атомов примесей.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 139 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Электропроводность таких полупроводников приближена к электропроводности металла.

Особенностями туннельных диодов являются: малая толщина запирающего слоя; высокая напряженность электрического поля.

Эти особенности получены в результате использования сильно легированных полупроводниковых материалов (концентрация примесей составляет $10^{19} - 10^{20}$ атомов на см^3). Такие полупроводники обладают очень малым удельным сопротивлением (в сотни или тысячи раз меньше, чем в обычных диодах) и называются вырожденными.

Обращенный диод – диод на основе полупроводника с несколько меньшей концентрацией примеси, чем у туннельного диода, при которой туннельный эффект при прямом напряжении выражен слабо (или совсем отсутствует), а при обратном напряжении проявляется как у туннельного диода.

У обращенного диода обратная ветвь характеристики используется в качестве прямой, а прямая – в качестве обратной (отсюда и название диода). Если к обращенному диоду приложить прямое напряжение $U_{пр} = 0,3\text{В}$, то прямой ток будет приблизительно равен нулю. При небольшом обратном напряжении (десятки мВ) обратный ток достигает значений нескольких миллиампер.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 140 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

Глава 5. Полупроводниковая техника.

§17. Транзисторы. Полевой транзистор с затвором в виде p–n перехода. Уравнение электропроводности полупроводников. Строение полевого транзистора. Уравнения движения носителей, ВАХ. P и N-канальные транзисторы.

Устройство и принцип действия транзисторов

Транзистором называется электропреобразовательный прибор с одним или несколькими электрическими переходами, пригодный для усиления мощности и имеющий три и более выводов. Действие транзисторов основано на управлении движением носителей электрических зарядов в кристалле полупроводника.

По характеру переноса носителей заряда различают биполярные и полевые транзисторы. В биполярных транзисторах (БТ) в процессах токопрохождения участвуют основные и неосновные носители зарядов, а в полевых (униполярных) – носители одного знака. По числу p-n-переходов транзисторы подразделяются на однопереходные, двухпереходные и многопереходные. Наибольшее распространение среди биполярных транзисторов получили двухпереходные транзисторы.

В транзисторе чередуются по типу проводимости три области полупроводника. В зависимости от порядка чередования областей различают транзисторы типа p-p и n-p-n. Принцип действия обоих типов транзисторов одинаков. По характеру распределения атомов примеси и движению носителей заряда транзисторы разделяются на бездрейфовые и дрейфовые.

Структура и условные изображения транзисторов n-p-n и p-n-p приведены на рисунке 17.1, а, б соответственно. Стрелки на рисунке указывают направление прямого тока эмиттерного перехода. В этих структурах существуют два перехода с неодинаковой площадью. Одна из крайних областей легирована сильнее, чем другая. Сильнолегированная область с меньшей площадью называется эмиттером (Э), а другая область – коллектором (К). Средняя область называется базой (Б). К областям эмиттера, базы и коллектора припаиваются невыпрямляющие контакты.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 141 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Они служат выводами эмиттера, базы и коллектора.

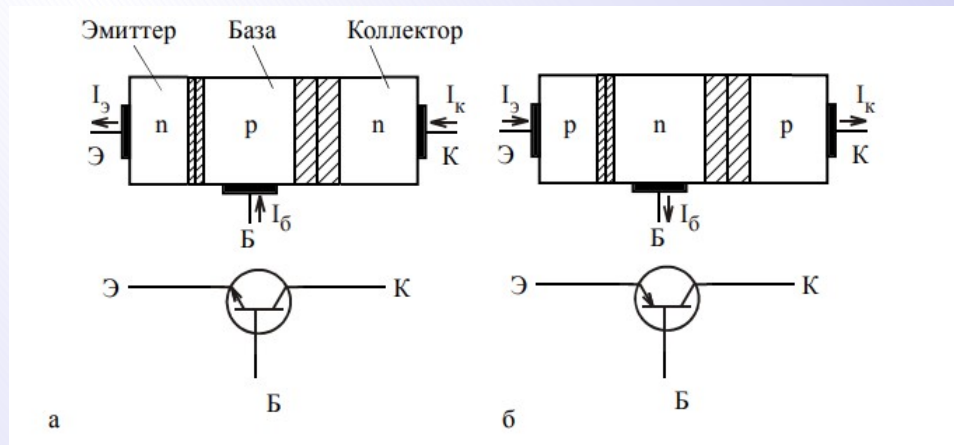


Рисунок 17.1 – Условные изображения транзисторов: а). n-p-n; б). p-n-p

Устройство реального транзистора типа p-n-p представлено на рисунке 17.2 а, б

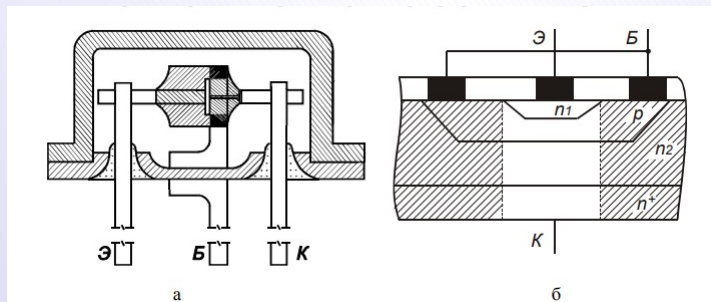


Рисунок 17.2 – Устройство реального транзистора типа p-n-p



Кафедра
Физики

Начало

Содержание

◀ ▶

◀▶

Страница 142 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 143 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

Рабочей (активной) областью транзистора является область объема структуры, расположенная ниже эмиттерного перехода (не заштрихована).

Остальные участки являются пассивными (паразитными), что обусловлено конструкторско-технологическими причинами. Основные свойства биполярного транзистора определяются процессами в базовой области, которая обеспечивает взаимодействие эмиттерного и коллекторного переходов. Поэтому ширина базовой области должна быть малой (1 мкм), меньше диффузной длины неосновных носителей в базе.

Если распределение примеси в базе от эмиттера к коллектору однородное (равномерное), то в ней отсутствует электрическое поле, и носители совершают в базе только диффузное движение. В случае неравномерного распределения примеси в базе существует «внутреннее» электрическое поле, вызывающее появление дрейфового движения носителей: результирующее движение определяется как диффузией, так и дрейфом. Биполярные транзисторы с однородной базой называют бездрейфовыми, а с неоднородной базой – дрейфовыми.

При изготовлении транзисторов добиваются, чтобы концентрация основных носителей в эмиттере значительно превышала концентрацию носителей в базе. Для защиты транзисторной структуры от воздействия внешней среды кристалл помещают в герметизированный корпус.

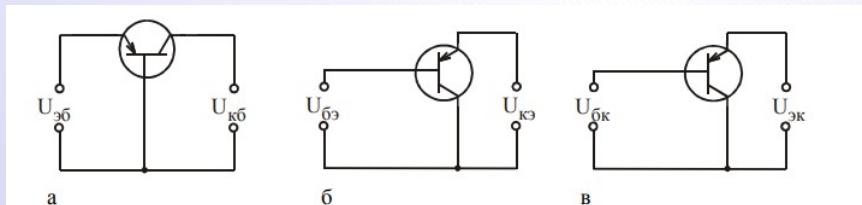


Рисунок 17.3 – Схемы включения транзистора



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 144 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

При включении транзисторов в схему один из его электродов является входным, второй – выходным, а третий – общим. На входной и выходной электроды подаются напряжения от внешних источников, отсчитываемые относительно общего электрода. В зависимости от того, какой электрод является общим, различают схемы включения (рисунок 17.3, а, б, в): с общей базой (ОБ), с общим эмиттером (ОЭ) и общим коллектором (ОК). В обозначениях напряжений (рисунок 17.3) вторая буква индекса обозначает общий для входа и выхода схемы электрод.

Режимы работы транзисторов

В зависимости от полярности и величины напряжений на электродах различают четыре режима работы транзистора:

Активный режим (АР) – эмиттерный переход смещается в прямом направлении, а коллекторный – в обратном.

Режим отсечки (РО) – оба перехода смещены в обратном направлении.

Режим насыщения (РН) – оба перехода смещены в прямом направлении.

Инверсный режим (ИР) – коллекторный переход смещен в прямом, эмиттерный – в обратном направлении.

Связь режимов работы биполярного транзистора с включением переходов показана на рисунке 17.4.

Классификация режимов проводится по комбинации напряжений переходов. В схеме с ОБ напряжения переходов равны напряжению источников питания эмиттера ($U_{э,б}$) и коллектора ($U_{к,б}$).

В схеме с ОЭ напряжение на эмиттерном переходе определяется напряжением первого источника $U_{э,б} = -U_{б,э}$, а напряжение коллекторного перехода зависит от обоих источников и по общему правилу определения разности потенциалов:

$$U_{к,б} = U_{к,э} + U_{б,э} = U_{к,э} - U_{б,э}$$

В схеме с ОК напряжение на коллекторном переходе определяется одним источником $U_{к,б} = -U_{б,к}$.

А напряжение на эмиттерном переходе зависит от обоих источников:

$$U_{э.б} = U_{э.к} + U_{э.к} = U_{э.к} - U_{б.к}$$

Правило знаков остается прежним.

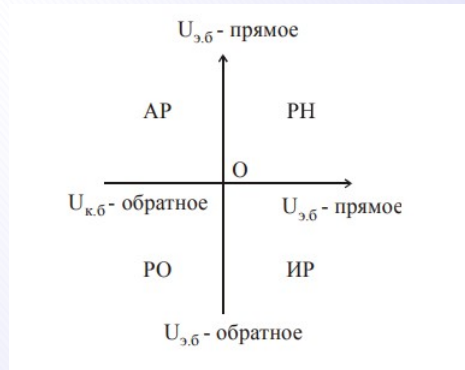


Рисунок 17.4 – Связь режимов работы биполярного транзистора с включением переходов

Общие сведения о полевых транзисторах

Полевым транзистором называется полупроводниковый прибор, в котором электрический ток создается основными носителями заряда под действием продольного электрического поля, а управление током осуществляется поперечным электрическим полем управляющего электрода. Область полупроводника, по которой осуществляется дрейфовое движение основных носителей, называется каналом. Электрод, от которого носители уходят в канал, называется истоком, а электрод, принимающий носители в конце канала – стоком. Исток и сток имеют одинаковый тип электропроводности (n или p).



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 145 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Управляющее поперечное поле создается с помощью электрода, называемого затвором. Затвор должен быть изолирован от канала. В зависимости от способа изоляции различают: – транзисторы с управляющим р-п-переходом, в котором изоляция затвора от канала осуществляется обедненным слоем р-п-перехода; – транзисторы с изолированным затвором (изоляция затвора от канала осуществляется диэлектриком). В качестве управляющего перехода используется р-п-переход или контакт металл-полупроводник (барьер Шоттки).

Полевые транзисторы с изолированным затвором сокращенно называют МДП-транзисторами (М- металл, Д- диэлектрик, П- полупроводник). МДП-транзисторы подразделяются на транзисторы со встроенным каналом и с индуцированным каналом. В МДП-транзисторах со встроенным каналом на стадии изготовления технологически создается (встраивается) проводящий канал путем введения соответствующей примеси. Во втором случае канал индуцируется (возникает) только при подаче на изолированный затвор напряжения определенной полярности и величины.

В МДП-транзисторе со встроенным каналом и в транзисторе с управляющим переходом при нулевом напряжении на затворе существует канал и в нем протекает начальный ток при подаче напряжения между истоком и стоком. Такие транзисторы называют МДП-транзисторами обедненного типа, т.к. управление током будет заключаться в уменьшении тока (обеднении канала). МДП-транзисторы с индуцированным каналом называют транзистором обогащенного типа, т.к. канал в нем появляется при подаче напряжения на затвор. Условное графическое обозначение полевых транзисторов на схемах приведено на рисунок 17.5.

Полевой транзистор с управляющим р-п-переходом

Устройство и схема полевого транзистора с управляющим р-п-переходом показаны на рисунке 17.6 а, б.

На подложке из кремния р-типа создаётся тонкий слой полупроводника п-типа, сопротивление которого регулируется электрическим полем.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 146 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Нижний р-n-переход (канал-подложка) служит для установки начальной толщины канала.

Наименование	Обозначение
Полевой транзистор с управляющим переходом с n-каналом и р-каналом	
Полевой транзистор с изолированным затвором обогатненного типа с n- каналом и р-каналом	
Полевой транзистор с изолированным затвором обедненного типа с n- каналом и р- каналом	

Рисунок 17.5 – Условное графическое обозначение полевых транзисторов на схемах

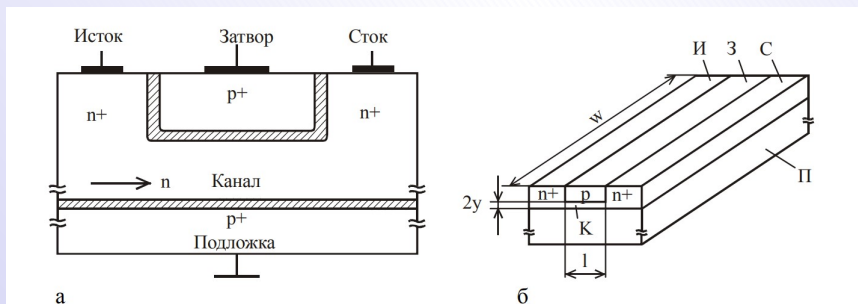


Рисунок 17.6 – Устройство и схема полевого транзистора с управляющим р-n-переходом



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 147 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть



Кафедра
Физики

Прикладывая к затвору обратное напряжение $U_{з.и}$, можно изменять ширину верхнего p-n-перехода. При этом изменяется толщина канала, а следовательно, и его электропроводность. Изменяется величина тока стока I_c , протекающего по каналу под воздействием приложенного напряжения $U_{з.и}$. При некотором обратном напряжении затвора можно добиться полного перекрытия канала. Это напряжение называется напряжением отсечки. $U_{отс}$ Если напряжение стока равно нулю, толщина канала по всей его длине постоянна и равна

$$y = h - 2\delta = h - 2 \cdot \sqrt{\frac{2\xi}{N_d e} \varphi_k + U_{з.и}}$$

где δ - толщина p-n-перехода, h - расстояние между металлургическими границами n-слоя (рисунок 17.7), N_d - концентрация донорной примеси в канале, y - толщина канала.

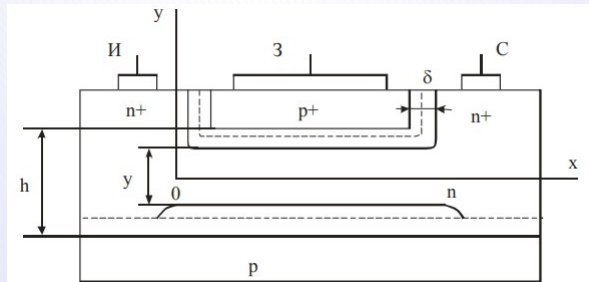


Рисунок 17.7 – Устройство полевого транзистора с управляющим p-n-переходом

Из предыдущей формулы найдем $U_{з.и} = U_{отс}$, полагая $y=0$:

$$U_{з.и} = U_{отс} = \frac{N_d e h^2}{8\xi}, \quad \varphi_k \ll U_{отс}$$

Толщина канала
$$y = h \left(1 - \sqrt{\frac{\varphi_k + U_{з.и}}{U_{отс}}} \right)$$

Начало

Содержание



Страница 148 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Начальная толщина канала при $U_{з.и} = 0$ равна:

$$y_0 = h \left(1 - \sqrt{\frac{\varphi_k}{U_{отс}}} \right)$$

Сопротивление канала при этом будет минимальным:

$$R_{k0} = \frac{\rho l}{hW}$$

где ρ - удельное сопротивление канала, l и W - соответственно длина и ширина канала (рисунок 17.6, б).

С ростом напряжения на затворе сопротивление канала увеличивается:

$$R_k = \frac{R_{k0}}{1 - \sqrt{U_{з.и}/U_{отс}}}$$

Если $U_{з.и} \rightarrow U_{отс}$, $R_k \rightarrow \infty$, и транзистор закрывается. Этот режим является режимом омического сопротивления, когда напряжение $U_{отс}$ близко к нулю.

При подаче на сток положительного напряжения сток - исток $U_{с.и} > 0$ в канале возникает ток стока I_c , вследствие чего вдоль канала появляется падение напряжения. Величина падения напряжения зависит от координаты x , т.е. от расстояния до истока. Совместное воздействие напряжения U_x и напряжения затвора $U_{з.и}$ изменяет ширину канала, которая становится переменной. Ширина канала будет минимальна у стока и максимальна у истока.

Подставляя в выражение выше вместо $U_{з.и}$ значения $U_{з.и} + U_x$, получим напряжение стока $U_{с.и} = U_{нас}$, называемое напряжением насыщения:

$$U_{нас} = U_{отс} - U_{з.и} - \varphi_k$$

при котором происходит перекрытие канала.

Через канал проходит максимальный ток стока $I_{Cmax} = \frac{U_{нас}}{R_{кн}}$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 149 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть



Кафедра
Физики

Транзистор работает в режиме насыщения. В отличие от режима отсечки при $U_{з.и} = U_{отс}$ перекрытие канала δ вблизи стока не приводит к отсечке тока, а происходит отсечка его приращения $U_{с.и} - U_{нас}$. На этом участке перекрытия канала падает весь избыток напряжения $U_{с.и} - U_{нас}$, а напряжение на проводящей части канала остается равным $U_{с.и.нас}$.

На перекрытом участке ток протекает за счет экстракции носителей из канала в обедненную область, где под действием напряжения $U_{с.и}$ экстрагируемые носители попадают на сток.

Конфигурации канала при разных напряжениях стока и распределение напряжения вдоль канала приведены на рисунке 17.8, а – д.

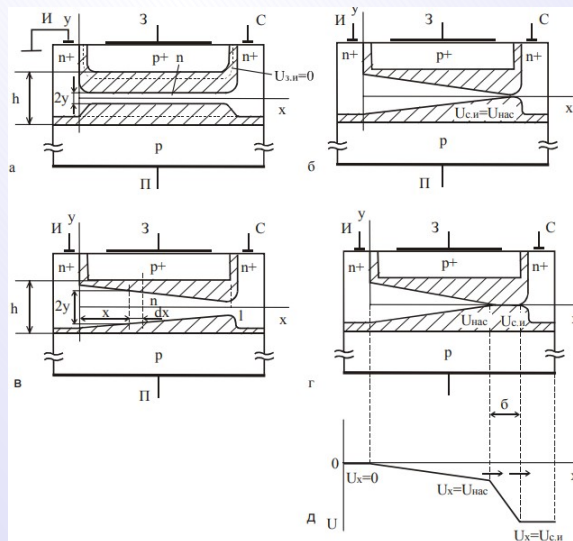


Рисунок 17.8 – Конфигурации канала при разных напряжениях стока и распределение напряжения вдоль канала

Начало

Содержание



Страница 150 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Статические характеристики полевого транзистора с управляющим p-n-переходом

Полевые транзисторы могут включаться по схеме с общим истоком (ОИ), общим стоком (ОС) и общим затвором (ОЗ) (рисунок 17.9 а, б, в).

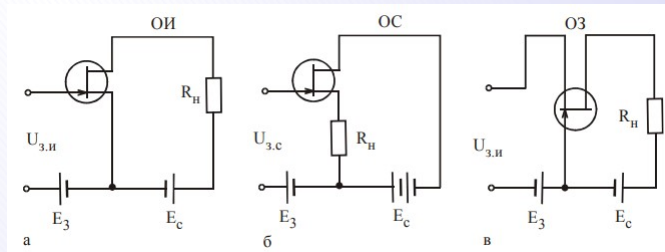


Рисунок 17.9 – Схема включения полевых транзисторов

Они имеют большие выходные и входные сопротивления, поэтому статические характеристики удобнее исследовать с помощью источников напряжения в качестве источников питания. Важнейшими характеристиками полевого транзистора являются выходные и передаточные (сток-затворные). Основной схемой включения полевого транзистора с управляющим p-n-переходом как усилителя колебаний является схема с общим истоком (рисунок 17.9, а).

Выходные (стоковые) характеристики представляют зависимость тока стока от напряжения на стоке при различных постоянных напряжениях на затворе:

$$I_c = f(U_{с.и}) \text{ при } U_{з.и} = const \text{ рисунок. 10, а.}$$

На выходных характеристиках различают два участка: почти линейный участок при $0 < U_{с.и} < U_{с.и.нас}$ и пологий участок при $U_{с.и} > U_{с.и.нас}$, соответствующий режиму насыщения. Характеристики выходят из начала координат под углом, соответствующим начальному сопротивлению канала.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 151 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

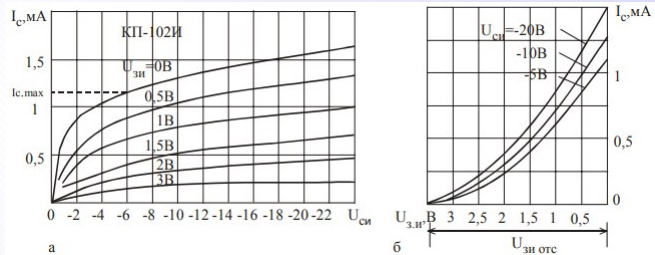


Рисунок 17.10 – Зависимость тока стока от напряжения на стоке

При повышении напряжения стока $U_{с.и}$ ток стока возрастает, но одновременно при этом увеличивается толщина канала по всей длине, увеличивается его сопротивление, и характеристики переходят в пологую часть.

При напряжении $U_{с.и.нас}$ насыщения происходит перекрытие канала из-за увеличения толщины р-n-перехода затвора. Ток стока при дальнейшем увеличении напряжения стока почти не растет. Следует учитывать условность понятия «перекрытие» канала, т.к. само перекрытие канала является следствием увеличения тока стока. Можно считать, что в результате увеличения напряжения на стоке автоматически устанавливается некоторое малое сечение канала со стороны стока.

В канале устанавливается максимальный ток стока I_{Cmax} . При дальнейшем увеличении напряжения стока сверх напряжения насыщения участок перекрытия канала увеличивается, и весь избыток напряжения падает на этом участке.

Если на затвор подается обратное напряжение $U_{з.и}$, то перекрытие наступает при меньшем напряжении стока.

Ток стока на участке насыщения можно описать уравнением Шокли, предложившим этот прибор:

$$I_c = I_{Cmax} \left(1 - 3 \frac{U_{з.и}}{U_{отс}} + 2 \left(\frac{U_{з.и}}{U_{отс}} \right)^{3/2} \right)$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 152 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Передаточные (сток-затворные) характеристики определяют зависимость:

$$I_c = f(U_{з.и}) \text{ при } U_{с.и} = const \text{ рисунок. 10, б.}$$

При напряжении затвора равном нулю сечение канала максимально и ток стока имеет максимальную величину. Увеличение обратного напряжения на затворе сопровождается расширением р-п-перехода и сужением канала. Сопротивление канала возрастает, и ток стока уменьшается.

При некотором напряжении затвора, равном напряжению отсечки, канал полностью перекрывается, и ток стока практически уменьшается до нуля.

Передаточную характеристику полевого транзистора в режиме насыщения можно описать уравнением:

$$I_c = I_{Cmax} \left(1 - \frac{U_{з.и}}{U_{отс}}\right)^2$$

Полевой транзистор с управляющим переходом типа металл – полупроводник

С момента своего появления в 1970 г. полевой транзистор на арсениде галлия (GaAs) занял важное место в полупроводниковой СВЧ-электронике. Основным преимуществом приборов на GaAs является более высокая скорость электронов, обеспечивающая большее быстродействие, и хорошие изолирующие свойства, позволившие уменьшить паразитные емкости и упростить процесс изготовления.

Они могут иметь затвор с управляющим р-п-переходом или на основе барьера Шотки (контакта металл-полупроводник). Во многих случаях эти приборы изготавливают непосредственно ионным внедрением примеси в полуизолирующую подложку из GaAs. Изолирующие свойства связаны с большей шириной запрещенной зоны (1,42 эВ) по сравнению с кремнием. Схематичное изображение полевого транзистора с барьером Шотки (ПТШ) на основе GaAs показано на рисунке 17.11. Принцип его работы аналогичен полевому транзистору с управляющим р-п- переходом. Подложка может выбираться п- и р-типа.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 153 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

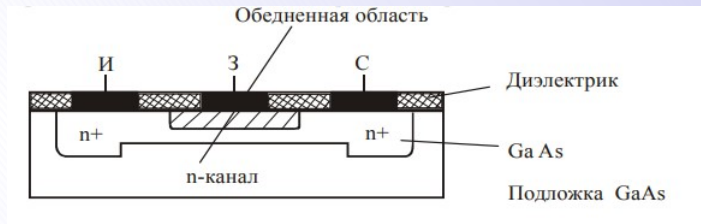


Рисунок 17.11 – Схематичное изображение полевого транзистора с барьером Шоттки

Полевые транзисторы с изолированным затвором

Структуры полевых транзисторов с индуцированным и встроенным каналами приведены на рисунке 17.12, а, б, в.

В транзисторах с индуцированным каналом (рисунке 17.12, а) на подложке n- или p-типа методом диффузии создаются области истока и стока, не имеющие между собой соединения и с противоположным относительно подложки типом электропроводности. Поверхность подложки покрывается слоем диэлектрика (диоксид кремния), на которую наносится металлический электрод, являющийся затвором. В результате получается структура металл-диэлектрик-полупроводник.

При напряжении на затворе относительно истока равно нулю и заданном напряжении между стоком и истоком ток в цепи стока ничтожно мал. Он представляет собой обратный ток p-n-перехода между подложкой и областью стока.

При положительном напряжении на затворе больше $U_{з.и.пор}$ в результате проникновения электрического поля через слой диэлектрика в полупроводник под затвором возникает инверсный слой, который является проводящим каналом между истоком и стоком: $n^+ - n - n^+$. С изменением напряжения на затворе изменяется концентрация носителей заряда в канале, а также поперечное сечение канала, в результате чего изменяется ток стока. Так как ток в цепи затвора очень мал, мала и мощность, потребляемая от источника сигнала в цепи затвора,



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 154 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

необходимая для управления относительно большим током стока, это значит МДП-транзистор с индуцированным каналом работает в режиме обогащения канала носителями заряда.

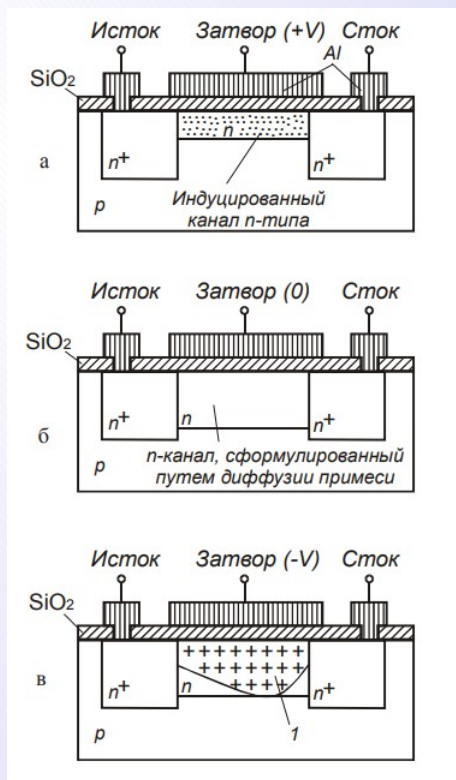


Рисунок 17.12 – Структуры полевых транзисторов с индуцированным и встроенным каналами



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 155 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

В транзисторах со встроенным каналом (рисунок 17.12, б) проводящий канал под затвором может быть сформирован на стадии изготовления транзистора. Тип проводимости канала противоположен типу подложки.

Принцип действия и физические процессы в транзисторах с индуцированным и встроенным каналом одинаковы. Модуляция сопротивления проводящего канала МДП-транзистора со встроенным каналом (рисунок 17.12, в) может происходить при изменении напряжения на затворе как положительной, так и отрицательной полярности. Такой транзистор может работать в режиме обогащения и в режиме обеднения канала носителями заряда. Эта особенность МДП-транзистора со встроенным каналом отражается на статических характеристиках.

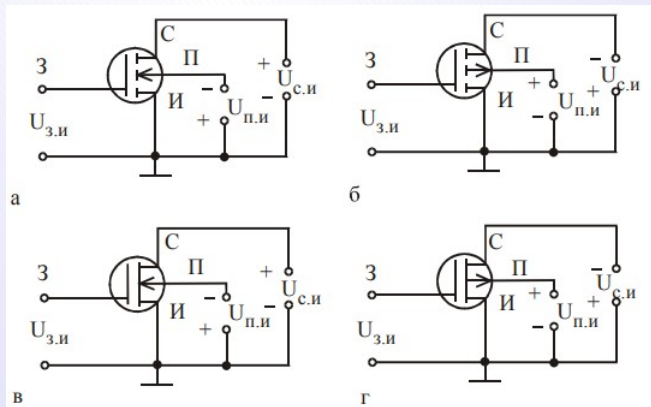


Рисунок 17.13 – Схемы включения МДП-транзисторов с ОИ

На рисунке 17.13, а-г приведены схемы включения МДП-транзисторов с ОИ. Для транзисторов с индуцированными каналами цепь исток – сток изображается штриховой линией (рисунке 17.13, а, б), а для транзисторов со встроенными каналами – сплошной (рисунке 17.13, в, г).



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 156 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Для транзисторов с каналом n-типа стрелка направлена в сторону канала от подложки, для транзисторов с каналом p-типа направление стрелки противоположно.

Статические характеристики МДП-транзисторов

Выходные характеристики $I_c = f(U_{c,и})$ при $U_{з,и} = const$ с индуцированным и встроенным каналами приведены на рисунке 17.14, а, б.

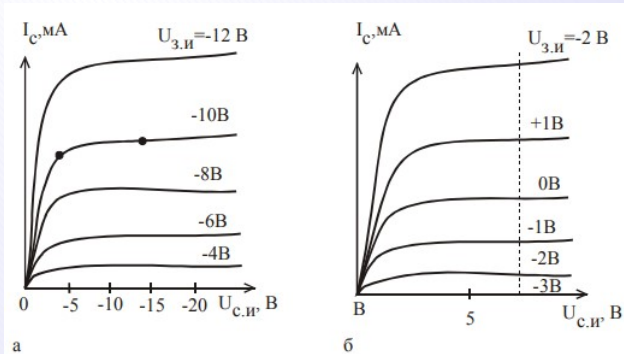


Рисунок 17.14 – Выходные характеристики $I_c = f(U_{c,и})$ при $U_{з,и} = const$

По форме они напоминают аналогичные характеристики транзисторов с управляющим p-n-переходом.

При $U_{c,и} = 0$ и $U_{з,и} = U_{пор}$ тока в канале нет, и МДП-транзистор находится в состоянии равновесия. При малых напряжениях стока характеристики линейны, а канал представляет собой резистор, сопротивление которого уменьшается обратно пропорционально напряжению затвора. При определённом напряжении стока $U_{c,и} = U_{c,и,нас}$ плотность заряда электронов в канале у стока становится очень малой – происходит перекрытие канала:

$$U_{c,и,нас} = U_{з,и} - U_{пор}$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 157 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 158 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Увеличение напряжения на затворе (по абсолютному значению) приведет к смещению выходных характеристик в область больших токов стока для транзисторов с индуцированным каналом (смотри рисунок 17.14, а). Полярность напряжения на затворе должна быть одинаковой с полярностью напряжения на стоке.

В МДП-транзисторах со встроенными каналами, как уже говорилось, проводящий канал может быть создан в результате диффузии примесей в приповерхностный слой подложки. Модуляция сопротивления канала может происходить при изменении напряжения на затворе как положительной, так и отрицательной полярности, т.е. МДП-транзистор со встроенным каналом может работать в режиме обогащения и обеднения канала носителями заряда, что отражается и на смещении выходных характеристик при изменении напряжения на затворе и его полярности (смотри рисунок 17.14, б).

Статические характеристики передачи МДП-транзисторов с индуцированным и встроенным каналами описываются квадратичной зависимостью. Квадратичность сток-затворных характеристик объясняется тем, что ток стока пропорционален плотности заряда электронов в канале и напряжению на непокрытой части канала, равному $U_{с.и.нас}$:

$$I_c \approx (U_{з.и} - U_{пор})^2$$

В случае транзисторов с индуцированным каналом (рисунок 17.15, а) при напряжении затвора, равном нулю, проводимость канала мала и ток стока равен обратному току р-п-перехода, т.е. пренебрежимо мал. При напряжении затвора, равном $U_{з.и.пор}$, происходит инверсия проводимости приповерхностного слоя и возникает проводящий канал. В выходной цепи появляется ток стока. С увеличением напряжения на стоке ток стока увеличивается незначительно.

У транзисторов со встроенным каналом (рисунок 17.15, б) при нулевом напряжении затвора имеется определенная проводимость канала.

В соответствии с принципом работы МДП-транзистора со встроенным каналом управление током стока возможно с помощью как положительного, так и отрицательного напряжения затвора. Сток-затворные характеристики выходят из точки на оси абсцисс, соответствующей напряжению отсечки $U_{з.и.отс.}$.

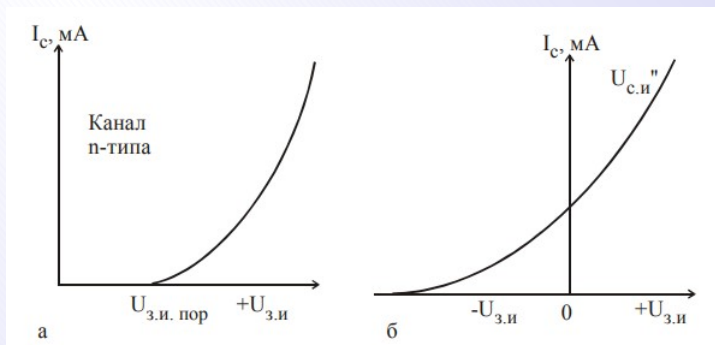


Рисунок 17.15 – Статические характеристики передачи МДП-транзисторов с индуцированным и встроенным каналами



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 159 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

§18. Биполярный транзистор. Строение кристалла биполярного транзистора. Способы формирования кристалла. Уравнения движения носителей ВАХ. n-p-n и p-n-p транзисторы. Модель Эберса–Мола.

Принцип работы биполярного p-n-p-транзистора в активном режиме удобно рассматривать на примере схемы с ОБ, т.к. напряжения на переходах совпадают с напряжением источников питания (рисунок 18.1), а направление движения дырок в транзисторе p-n-p совпадает с направлением тока.

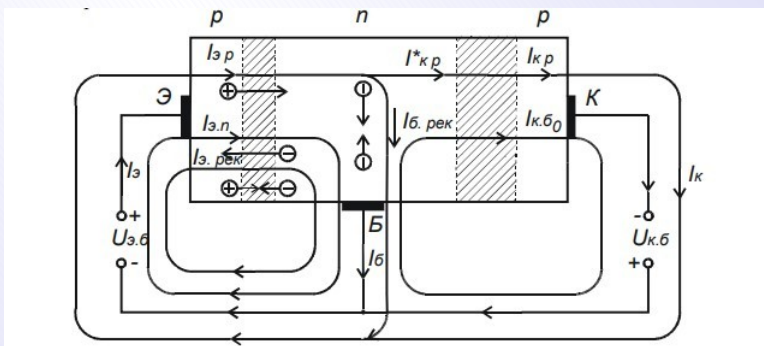


Рисунок 18.1 – Принцип работы биполярного p-n-p-транзистора в активном режиме

Так как концентрация дырок в эмиттере значительно больше концентрации электронов в базе, наблюдается значительная инжекция электронов из базы в эмиттер.

Это вызывает протекание дырочного $I_{эp}$ и электронного $I_{эn}$ токов инжекции. Полный прямой ток перехода $I_э$:

$$I_э = I_{эp} + I_{эn}$$

Полезным в сумме токов будет ток $I_{эp}$, т.к. он будет участвовать в создании коллекторного тока.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 160 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Составляющие $I_{\text{э,рэк}}$, $I_{\text{эр}}$ протекают через вывод базы и являются составляющими тока базы.

Эффективность работы эмиттерного перехода учитывается коэффициентом инжекции эмиттера:

$$\gamma = \frac{I_{\text{эр}}}{I_{\text{эр}} + I_{\text{эн}}}$$

который показывает, какую долю в полном эмиттерном токе составляет полезный ток. На практике коэффициент инжекции оказывается близким к единице ($\gamma = 0,98 - 0,995$).

Инжектированные в базу из эмиттера дырки повышают концентрацию их в базе эмиттерного перехода, т.е. вызывают появление градиента концентрации дырок, неосновных носителей базы. Этот градиент концентрации дырок обуславливает их диффузионный перенос через базу к коллекторному переходу. При этом имеет место частичная рекомбинация дырок. Потерю дырок в базе можно учесть введением тока рекомбинации дырок $I_{\text{б,рэк}}$, а коллекторный ток дырок, подходящих к коллекторному переходу $I_{\text{кр}}$, будет равен:

$$I_{\text{кр}} = I_{\text{эр}} - I_{\text{б,рэк}}$$

Потери на рекомбинацию в базе учитываются коэффициентом переноса Ψ :

$$\Psi = \frac{I_{\text{кр}}}{I_{\text{эр}}}$$

Величина которого определяется шириной базы $W_{\text{б}}$, диффузионной длиной дырок в базовой области. L_p и близка к единице.

Поскольку концентрация электронов в базе значительно меньше концентрации инжектированных из эмиттера дырок, вероятность рекомбинации мала и, если диффузионная длина дырок в базе L_p больше толщины базы $W_{\text{б}}$, основная часть дырок достигнет коллекторного перехода.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 161 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Под действием ускоряющего поля коллекторного перехода дырки попадают в коллекторную область, создавая коллекторный ток $I_{кр}$. Экстракция дырок может сопровождаться ударной ионизацией, лавинным умножением носителей зарядов в коллекторном переходе. Процесс умножения носителей зарядов в коллекторном переходе оценивается коэффициентом умножения коллекторного тока:

$$M = \frac{I_{к}}{I_{кр}}$$

где $I_{к}$ – полный управляемый ток через коллекторный переход.

В плоскостных транзисторах обычного типа $M = 1$.

Тогда:

$$I_{кр} = \gamma_{э} \Psi M I_{э} = \alpha I_{э}$$

где $\alpha = \gamma_{э} \Psi M$ – это отношение дырочной составляющей коллекторного тока к полному току эмиттера.

Ток коллектора имеет еще составляющую $I_{к60}$, которая протекает в цепи коллектор – база при $I_{э} = 0$ (обрыв цепи эмиттера) и не зависит от тока эмиттера. Этот неуправляемый ток коллектора по своей природе аналогичен обратному току полупроводникового диода и называется обратным током коллектора.

Итак, полный ток коллектора:

$$I_{к} = I_{кр} + I_{к60} = \alpha I_{э} + I_{к60}$$

так как:

$$I_{кр} > I_{к60} \quad \alpha = \frac{I_{к}}{I_{э}}$$

Это статический коэффициент передачи тока эмиттера для схемы с общей базой. Для современных транзисторов величина α достигает 0,99 и больше.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 162 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Обратный ток коллектора в цепи базы направлен навстречу току $I_{\text{б,рэк}}$, поэтому общий ток базы можно определить:

$$I_{\text{б}} = I_{\text{б,рэк}} - I_{\text{кб0}}$$

По закону Кирхгофа для общей точки:

$$I_{\text{э}} = I_{\text{к}} - I_{\text{б}}$$

Откуда:

$$I_{\text{б}} = I_{\text{э}} - I_{\text{к}} \text{ или } I_{\text{б}} = I_{\text{э}}(1 - \alpha) - I_{\text{кб0}}$$

Направление тока базы зависит от соотношения между слагаемыми в уравнении. В активном режиме:

$$I_{\text{э}}(1 - \alpha) > I_{\text{кб0}}$$

Поскольку напряжение в цепи коллектора, включенного в обратном направлении, может быть значительно больше, чем в цепи эмиттера, включенного в прямом направлении, а токи в этих цепях практически равны, мощность, создаваемая переменной составляющей коллекторного тока в нагрузке, может быть значительно больше мощности, затрачиваемой на управление током в цепи эмиттера, т.е. транзистор обладает усилительным эффектом.

В схеме с ОЭ управляющим током будет ток базы. Так как $I_{\text{э}} = I_{\text{к}} + I_{\text{б}}$, то ток коллектора запишем в виде:

$$I_{\text{к}} = \alpha I_{\text{э}} + I_{\text{кб0}} = \alpha(I_{\text{к}} + I_{\text{б}}) + I_{\text{кб0}}$$

$$I_{\text{к}} - \alpha I_{\text{к}} = \alpha I_{\text{б}} + I_{\text{кб0}}$$

$$I_{\text{к}}(1 - \alpha) = \alpha I_{\text{б}} + I_{\text{кб0}}$$

$$I_{\text{к}} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} I_{\text{б}} + \frac{I_{\text{кб0}}}{1 - \alpha}$$



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 163 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Обозначим $\frac{\alpha}{1-\alpha} = \beta$ – коэффициент передачи тока базы в схеме с ОЭ;

$\frac{I_{к60}}{1-\alpha} = I_{кэ0}$ – неуправляемая часть тока коллектора в схеме с ОЭ.

Тогда:

$$I_{к} = \beta I_{б} + I_{кэ0}$$

где $I_{кэ0} = (\beta + 1)I_{кб0}$ – ток коллектора при нулевом токе базы.

Для схемы с ОК выходным током является ток эмиттера. Поэтому:

$$I_{к} = I_{э} - I_{б} = \alpha I_{э} + I_{кб0}$$

$$I_{э} = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_{б} + \frac{I_{кб0}}{1-\alpha} = K_i I_{б} + I_{кэ0}$$

Аналогично найдем статический коэффициент передачи тока для схемы с ОК:

$$K_i = \frac{1}{1-\alpha} = (\beta + 1)$$

Связь эмиттерного и коллекторного переходов обеспечивается базовой областью, т.е. зависит от характера движения носителей в ней. В бездрейфовых транзисторах это движение имеет диффузионный характер и определяется градиентом концентрации носителей в базе, а в дрейфовых транзисторах зависит от имеющегося в базе электрического поля.

Модель Эберса-Молла

При необходимости анализа работы транзистора в режиме большого сигнала, когда имеют значение его нелинейные свойства, находит применение эквивалентная схема, предложенная Эберсом и Моллом. Она состоит из двух диодов, включенных встречно, и двух источников тока, отображающих взаимодействие этих диодов (рисунок 18.2).



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 164 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

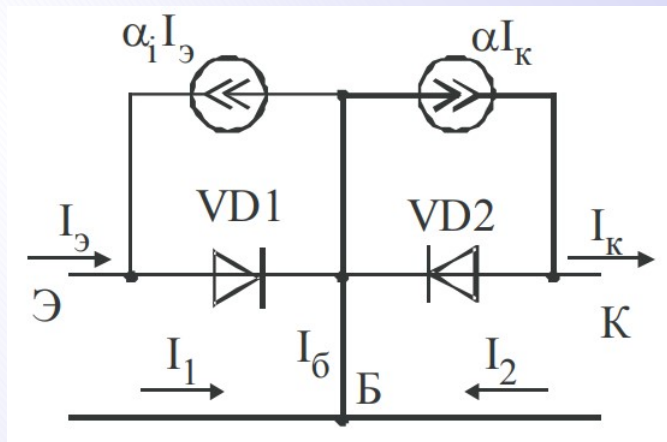


Рисунок 18.2 – Эквивалентная схема Эберса-Молла

В приведённой схеме источники тока $\alpha_i I_{\text{к}}$ и $\alpha_i I_{\text{э}}$ характеризуют соответственно передачу тока эмиттерного перехода при нормальном включении в коллектор и тока коллекторного перехода в эмиттер при инверсном включении транзистора.

Токи эмиттера и коллектора связаны с внутренними токами соотношениями:

$$I_{\text{э}} = I_1 - \alpha_i I_2 \quad I_{\text{к}} = \alpha_i I_1 - I_2$$

где α_i – коэффициент передачи тока коллектора при инверсном включении.

Токи через переходы можно записать:

$$I_1 = I_{\text{эбк}} \left(\exp \frac{eU_{\text{эб}}}{kT} - 1 \right) \quad I_2 = I_{\text{кбэ}} \left(\exp \frac{eU_{\text{кб}}}{kT} - 1 \right)$$

Где $I_{\text{эбк}}, I_{\text{кбэ}}$ – тепловые токи эмиттерного и коллекторного переходов, измеренные при коротком замыкании на выходе и входе соответственно ($U_{\text{эб}} = 0, U_{\text{кб}} = 0$)

Начало

Содержание



Страница 165 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

$$I_{\text{эбк}} = \frac{I_{\text{э60}}}{1-\alpha_i} \quad I_{\text{кбэ}} = \frac{I_{\text{к60}}}{1-\alpha_i}$$

$I_{\text{э60}}$, $I_{\text{к60}}$ - это обратные токи эмиттерного и коллекторного переходов, измеряемые соответственно при обрыве коллектора и эмиттера. С учетом соотношения преобразуются к виду:

$$I_{\text{э}} = I_{\text{эбк}} \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right) - \alpha_i I_{\text{кбэ}} \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right)$$

$$I_{\text{к}} = \frac{\alpha I_{\text{э60}}}{1-\alpha_i} \left(\exp \frac{eU_{\text{эб}}}{kT} - 1 \right) - \frac{I_{\text{к60}}}{1-\alpha} \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right)$$

$$I_{\text{б}} = I_{\text{э}} - I_{\text{к}} = \frac{(1-\alpha)I_{\text{э60}}}{1-\alpha_i} \left(\exp \frac{eU_{\text{эб}}}{kT} - 1 \right) + \frac{(1-\alpha)I_{\text{к60}}}{1-\alpha} \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right)$$

Из этих выражений можно получить семейство характеристик для конкретной схемы включения транзистора. Так, решая выражения относительно $U_{\text{эб}}$, получим выражение для идеализированных входных (эмиттерных) характеристик транзистора при $U_{\text{эб}} = f(I_{\text{э}})$ при $U_{\text{кб}} = \text{const}$:

$$U_{\text{эб}} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{\text{э}}}{I_{\text{э60}}} + 1 + \alpha \left(\exp \frac{eU_{\text{кб}}}{kT} - 1 \right) \right)$$

Модель Эберса – Молла описывает поведение транзистора в различных режимах работы, что может быть учтено выбором соответствующей полярности напряжений на переходах транзистора.

Статические характеристики биполярных транзисторов в схеме с ОБ

Статические характеристики транзистора отражают зависимость между токами, проходящими в его цепях и напряжениями на электродах транзистора.

За независимые переменные обычно принимают входной ток $I_{\text{вх}}$, выходное напряжение $U_{\text{вых}}$, а за зависимые – выходной ток $I_{\text{вых}}$ и входное напряжение $U_{\text{вх}}$:

$$I_{\text{вых}}, U_{\text{вх}} = f(I_{\text{вх}}, U_{\text{вых}})$$

Вид характеристик зависит от способа включения транзисторов.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 166 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Для каждой схемы включения в активном режиме существует своя совокупность семейств характеристик.

Из трех схем включения транзисторов наибольшее применение получили схемы с ОБ и ОЭ.

В схеме с ОБ транзистор имеет следующие характеристики (рисунок 18.3, а-г):

$U_{эб} = \frac{f(I_э)}{U_{кб}} = const$ - семейство входных (эмиттерных) характеристик (рисунок 18.3, а);

$I_к = \frac{f(U_{кб})}{I_э} = const$ - семейство выходных (коллекторных) характеристик (рисунок 18.3, б);

$I_к = \frac{f(I_э)}{U_{кб}} = const$ - семейство характеристик прямой передачи (рисунок 18.3, в);

$U_{эб} = \frac{f(U_{кб})}{I_э} = const$ - семейство характеристик обратной связи (рисунок 18.3, г).

Входная характеристика транзистора при $U_{кб} = 0$ представляет с некоторым приближением прямую ветвь вольт-амперной характеристики р-п-перехода.

Увеличение отрицательного напряжения на коллекторе смещает входную характеристику в область больших токов. При постоянном напряжении эмиттера $U_{эб}$ и увеличении напряжения $U_{кб}$, уменьшается ширина базы и увеличивается градиент концентрации дырок в базе, что приводит к увеличению тока эмиттера.

Выходные характеристики соответствуют выражению:

$$I_к = \alpha_i I_э + I_{кб0}$$

При $I_э = 0$ и $U_{кб} < 0$ характеристика подобна обратной ветви р-п-перехода. Коллекторный ток $I_к = I_{кб0}$ представляет обратный ток коллекторного перехода. При $I_э > 0$ часть инжектированных дырок в базу доходит до коллекторного перехода и создает коллекторный ток при $U_{кб} = 0$ за счёт контактной разности потенциалов. Этот ток можно уменьшить до нуля путем подачи на коллекторный переход прямого напряжения, что соответствует режиму насыщения. Коллекторные характеристики с увеличением тока эмиттера $I_э$ смещаются вверх в соответствии с выражением выше.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 167 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

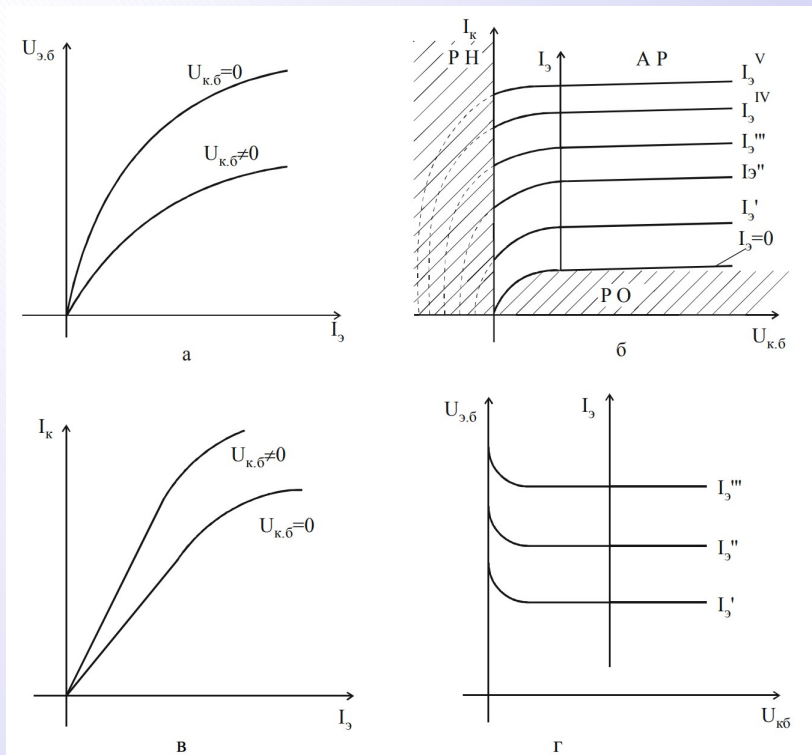


Рисунок 18.3 – ВАХ в схеме с ОБ

Область характеристик при $I_э = 0$ и $U_{кб} < 0$ соответствует активному режиму.

Характеристики прямой передачи близки к линейным зависимостям.

Характеристики обратной связи имеют незначительный наклон, что свидетельствует о слабом влиянии поля коллектора на токопрохождение в цепи эмиттера. Увеличение коллекторного напряжения сопровождается небольшим ростом градиента концентрации носителей заряда в базе, что вызывает увеличение



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 168 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

тока эмиттера. А поскольку характеристики снимаются при постоянном токе эмиттера, они могут быть получены путем перестройки семейства входных характеристик.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 169 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

§19. Структура «металл–диэлектрик–полупроводник». Идеальный МОП–конденсатор. Обогащение, обеднение, инверсия проводимости подзатворной области. Приборы с зарядовой связью (ПЗС).

МДП-СТРУКТУРА (структура металл–диэлектрик–полупроводник), упорядоченная совокупность тонких (менее 1 мкм) слоёв металла и диэлектрика, нанесённых на полупроводниковую пластину. Применяется для создания МДП-транзисторов, МДП-конденсаторов, приборов с зарядовой связью, элементов памяти ЭВМ и др. Основой для МДП-структуры могут служить различные ПП, однако наибольшее распространение получили структуры на монокристаллическом кремнии (Si).

В качестве диэлектрика обычно используют: диоксид кремния (SiO_2) – МОП-структура (структура металл–оксид–полупроводник) или нитрид кремния (Si_3N_4), оксид алюминия (Al_2O_3) и другие диэлектрики в сочетании с SiO_2 , например двухслойный диэлектрик ($SiO_2 \sim Si_3N_4$) – МНОП-структура (структура металл–нитрид–оксид–полупроводник).

Слой диэлектрика на поверхности пластины создаётся либо осаждением, либо термическим или анодным оксидированием поверхностного слоя самой пластины. Металлические слои наносят главным образом осаждением в вакууме; используются Al , Mo и др. металлы, а в технологии МДП-интегральных схем – легированный поликристаллический Si (его электропроводность примерно в 10 раз меньше, чем у Mo). Наиболее распространены МОП-структуры на кремнии со слоем SiO_2 , полученным термическим окислением Si . При создании МОП-структуры на основе др. ПП-материалов (например, $GaAs$, $InPGaAs$, InP) сначала формируется электрический подслой (например, Ga_2O_3) посредством анодного оксидирования ПП, а затем поверх подслоя наносят с помощью пиролиза кремнийорганических соединений или другим способом слой SiO_2 . На основе МОП-структур изготавливают полевые (униполярные) транзисторы с изолированным затвором, МОП-конденсаторы, интегральные схемы и др.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 170 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

В МНОП-структурах слой SiO_2 покрывают слоем нитрида кремния (Si_3N_4). В плёнках Si_3N_4 коэффициент диффузии примесей намного ниже, чем в плёнках SiO_2 , поэтому слой Si_3N_4 защищает слой SiO_2 и позволяет значительно уменьшить дрейф объёмного заряда в МДП-с.

Специфическим свойством МНОП-структуры является накопление электрического заряда в тонком слое Si_3N_4 у границы раздела вследствие различия плотностей токов проводимости в слоях SiO_2 и Si_3N_4 и захвата носителей заряда ловушками в объёме Si_3N_4 . МНОП-структуры применяются в основном для создания элементов памяти ЭВМ, сохраняющих информацию при отключении питания.

Такие структуры изготавливаются как с туннельно-тонким слоем SiO_2 толщиной менее 3 нм (при этом накопление заряда на границе раздела Si_3N_4/SiO_2 происходит за счёт туннельного тока через слой SiO_2), так и со слоем SiO_2 более 5 нм (накопление зарядов на границе раздела обусловлено током проводимости в Si_3N_4). По совокупности свойств МНОП-структура с туннельно-тонким слоем SiO_2 является наиболее совершенной (время записи-стирания информации составляет 10–100 мс, время считывания – 1–0,2 мкс, время хранения информации – до 10 лет, допустимое число циклов перезаписи – 10⁵–10⁶) и получила преимущественное распространение.

Идеальный конденсатор со структурой металл-диэлектрик-полупроводник (МДП). Энергетические зонные диаграммы идеальных и реальных МДП (МОП)-структур. Поверхностные состояния в системе $Si - SiO_2$. Энергетические зонные диаграммы, поясняющие образование канала в р-канальных МОП-транзисторах, работающих в режиме обогащения (индуцированный канал). Аналитическое выражение для величины порогового напряжения и пути ее регулирования. Статические выходные и проходные (сток-затворные) характеристики. Аналитические выражения ВАХ для крутой и пологой частей выходной статической характеристики. Статические и дифференциальные параметры МОП-транзистора.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 171 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Инверсию в полупроводниках возможно получить и при возбуждении потоком фотонов — оптическое возбуждение. При этом применяются люминесцентные кристаллы. Под воздействием фотонов, энергия которых $h\nu$ больше ширины запрещенной зоны, в полупроводнике происходит переход электронов из валентной зоны в зону проводимости с образованием электронно-дырочных пар. В этом случае инверсия электронов и дырок образуется в основном между уровнями, залегающими у потолка валентной зоны и дна зоны проводимости.

Состояние поверхности полупроводника в электрическом поле. Электрическое поле, проникая в полупроводник, перераспределяет концентрацию СНЗ и изменяет состояние поверхностного слоя. В зависимости от величины и направления электрического поля (величины и знака напряжения на затворе МОП структуры относительно подложки) реализуются следующие состояния поверхности полупроводника: состояние аккумуляции (обогащения), обеднения и инверсии типа проводимости поверхности (рисунок 19.1).

В режиме аккумуляции направление электрического поля в поверхностном слое полупроводника таково, что оно притягивает основные носители заряда (ОНЗ) к поверхности. На изолированной поверхности накапливаются (аккумулируются) ОНЗ (рисунок 19.1 а)

ПЗС, прибор с зарядовой связью (англ. **ССD**, charge-coupled device) — общее обозначение класса полупроводниковых приборов, в которых применяется технология управляемого переноса заряда в объёме полупроводника. Наиболее ярким представителем приборов данного класса является ПЗС-матрица.

Название ПЗС — прибор с зарядовой связью — отражает способ считывания электрического потенциала методом сдвига заряда от элемента к элементу.

ПЗС-устройство состоит из поликремния, отделённого от кремниевой подложки, у которой при подаче напряжения через поликремневые затворы изменяются электрические потенциалы вблизи электродов. Один элемент ПЗС-матрицы формируется тремя или четырьмя электродами.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 172 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

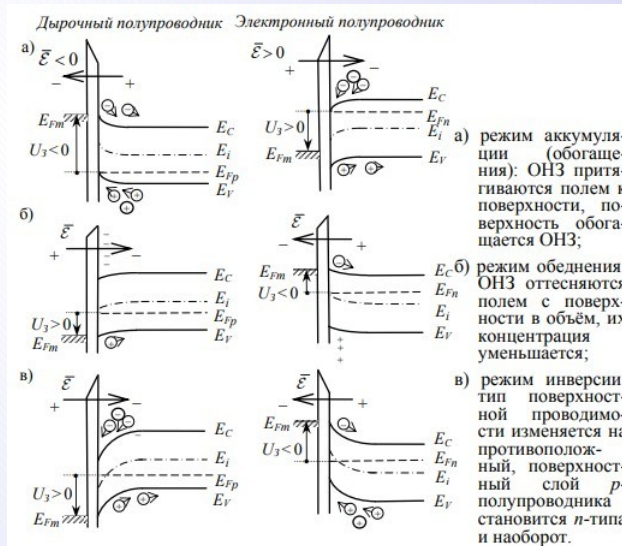


Рисунок 19.1 – Зонные диаграммы идеальной МОП структуры

Положительное напряжение на одном из электродов создаёт потенциальную яму, куда устремляются электроны из соседней зоны. Последовательное переключение напряжения на электродах перемещает потенциальную яму, а, следовательно, и находящиеся в ней электроны, в определённом направлении. Так происходит перемещение по одной строке матрицы.

Если речь идёт о ПЗС-линейке, то заряд в её единственной строке «перетекает» к выходным каскадам усиления и там преобразуется в уровень напряжения на выходе микросхемы.

У матрицы же, состоящей из многих видеострок, заряд из выходных элементов каждой строки оказывается в ячейке ещё одного сдвигового устройства, устроенного



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 173 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

обычно точно таким же образом, но работающего на более высокой частоте сдвига.

§20. МДП–транзистор. Строение кристалла. Уравнения движения зарядов. ВАХ транзистора.

МДП – транзисторами называют полевые транзисторы с изолированным затвором. Затвор представляет собой металлический слой, электрически изолированный от полупроводниковой области проводящего канала тонким слоем диэлектрика. МДП изготавливают на основе кремния. Чаще всего в качестве диэлектрика используется пленка окисла кремния SiO_2 . Получается МОП – окисел – полупроводник.

В зависимости от технологии изготовления различают две разновидности МДП транзисторов: со встроенным каналом, созданным в процессе изготовления, и с индуцированным каналом, который наводится электрическим полем под действием напряжения на затворе. Канал может быть р – типа и п – типа.

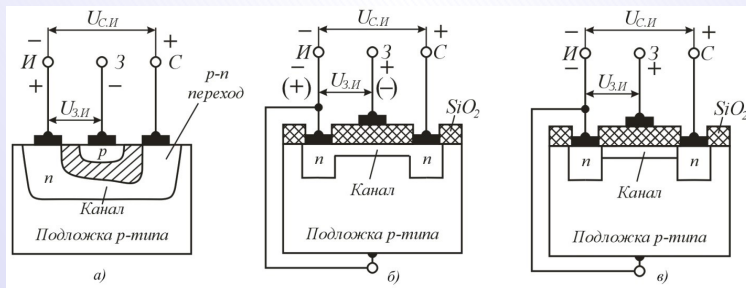


Рисунок 20.1 – Две разновидности МДП транзисторов

МДП транзистор со встроенным каналом п – типа, исходным материалом служил кремниевая пластина р – типа, называемая подложкой. В ней создаются области п – типа с большой концентрацией донорной примеси, образующие сток–исток, а между ними тонкий приповерхностный слой п – типа с малой концентрацией примеси,



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 174 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

являющийся токопроводящим каналом.

На поверхности кристалла создается оксидная пленка SiO_2 , которая изолирует затвор от канала, а также защищает кристалл от внешних воздействий. Металлические контакты с внешними выводами осуществляются от области стока и истока, от металлического затвора, а также в некоторых случаях от подложки. Чаще всего вывод от подложки соединяют с истоком.

Принцип действия МДП – транзистора со встроенным каналом (рисунок 20.1, б) основан на изменении проводимости канала под действием поперечного электрического поля, создаваемого напряжением на затворе.

При $U_{зи} = 0$ через транзистор протекает ток I под действием напряжения сток–исток $U_{си}$ приложенного + к стоку при канале n – типа.

По мере увеличения напряжения $U_{си}$ канал к стоку сужается, проводимость уменьшается, происходит плавный переход к режиму насыщения, при дальнейшем увеличении напряжения $U_{си}$ происходит пробой.

При подаче на затвор отрицательного напряжения, электрическое поле затвора отталкивает электроны, вытесняя их из канала в область подложки. Канал обедняется основными носителями заряда, проводимость его уменьшается, а значит уменьшается и ток стока I_C . Чем больше отрицательное напряжение затвора по абсолютной величине, тем меньше проводимость канала и меньше I_C .

При подаче положительного напряжения $U_{зи} > 0$ на затвор, электрическое поле затвора притягивает электроны из p – слоя в канал и от n – слоев стока и истока: канал обогащается основными носителями заряда и его проводимость увеличивается. С повышением положительного напряжения на затворе возрастает ток стока I_C .

Сток–затворная характеристика МДП транзистора (рисунок 20.2, б) отражает зависимость тока стока от напряжения затвор–исток. При некотором значении отрицательного напряжения затвор–исток, $U_{зи} = U_{зи.отс}$ электроны будут полностью вытеснены из канала, т.е. канал исчезнет, а ток через транзистор упадет



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 175 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

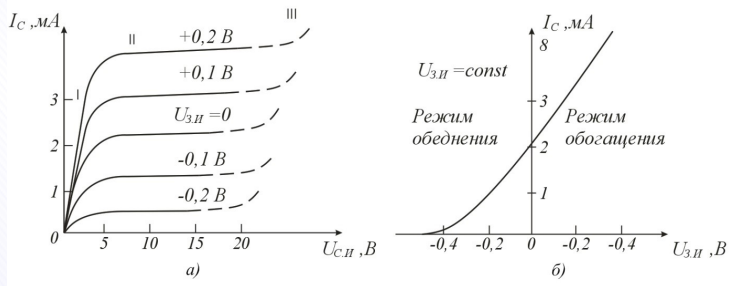


Рисунок 20.2 – Стоко–затворная характеристика МДП транзистора

до нуля: транзистор закрыт.

МДП транзистор с индуцированным каналом. В отличие от транзистора со встроенным каналом здесь первоначально на подложке р – типа создаются области п – типа истока и стока, а канал не создается. Поэтому при отсутствии управляющего напряжения на затворе транзистор остается закрытым.

Это объясняется тем, что при любой полярности напряжения $U_{си}$ оба р – п перехода (исток–подложка и сток–подложка) находятся под обратным напряжением, а канал отсутствует.

При подаче на затвор положительного напряжения относительно истока, электрическое поле затвора отталкивает дырки подложки от приповерхностного слоя под затвором в глубину полупроводника, а электроны притягивает в этот слой к границе с диэлектриком. Это приводит к изменению типа электропроводности тонкого слоя у границы на противоположный (инверсия) т.е. индуцируется проводящий канал п – типа.

Напряжение на затворе, при котором ток становится равным нулю при данном значении напряжения $U_{си}$, называется пороговым напряжением $U_{зи.пор}$. При отрицательном напряжении на затворе канал п–типа не индуцируется: транзистор



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 176 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

остается закрытым.

Преимущество МДП – транзисторов перед полевыми с управляемым р–п–переходом является гораздо большее входное сопротивление, $R_i = 10^{-10}$ Ом, существенно меньшие межэлектродные емкости.

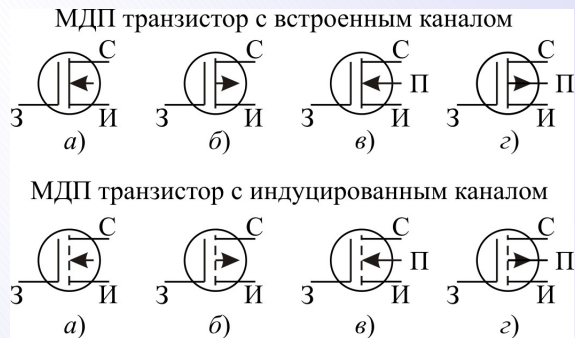


Рисунок 20.3 – Условно-графическое обозначения МДП транзистора с встроенным каналом п-типа



Рисунок 20.4 – условно-графические обозначения МДП транзисторы с индуцированным каналом

Условно-графическое обозначения МДП транзистора с встроенным каналом п-типа изображено на рисунке 20.3, а; с каналом р – типа на рисунке 20.3, б; с каналом п–типа с выводом от подложки на рисунке 20.3, в; с каналом р – типа с выводом от подложки на рисунке 20.3, г. Аналогично классифицируется условно-графические обозначения МДП транзистора с индуцированным каналом (рисунок 20.4, а, б, в, г).



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 177 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Широкое распространение получили МДП–транзисторы в интегральных микросхемах благодаря удобной технологии изготовления, низкой стоимости, высокому входному сопротивлению, малому собственному шуму, а также большому коэффициенту усиления напряжения и мощности.

Физика конденсированного состояния – раздел физики, посвященный изучению структуры и свойств веществ, находящихся в конденсированном состоянии (твердых и жидких, кристаллических и аморфных, неживой материи и биологических объектов).

Все процессы образования Вселенной, Земли и возникновения жизни связаны с переходом материи в конденсированное состояние. Поэтому наиболее распространенной формой существования материи на Земле является конденсированное состояние вещества.

ядер, структурой электронных оболочек атомов и силами взаимодействия между ними, то физика конденсированного состояния является завершающим звеном в цепочке: ядерная физика → атомная физика → физика конденсированного состояния.

К веществам, находящимся в конденсированном состоянии, относятся твердые тела, жидкости, жидкие кристаллы, полимеры, биологические структуры и живая материя.

Практически все области человеческой деятельности (физика твердого тела, атомная и ядерная физика, биофизика, геофизика, химия твердого тела и биохимия, геология, металлургия, медицина и многие другие) или непосредственно связаны с исследованием веществ в конденсированном состоянии, или в них используются методы и концепции, развитые в физике конденсированного состояния.

Таким образом, физика конденсированного состояния вещества может рассматриваться как мировоззренческая наука, наука о строении неживой и живой материи. Она формирует обобщенное представление об окружающем Мире – едином, многообразном и взаимосвязанном.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 178 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Определим **конденсированное состояние вещества** как такое состояние ансамблей частиц, в котором объем вещества при заданных внешних условиях (давлении, температуре и других параметрах) определяется исключительно силами взаимодействия между частицами.

Несмотря на огромное многообразие объектов, определяющихся таким образом, все они могут рассматриваться с единой точки зрения, так как состоят из одних и тех же частиц, между которыми действуют одни и те же силы взаимодействия.

В основе строения материи лежат так называемые фундаментальные частицы. Это простейшие безразмерные ($< 10^{-16}$ см), точечные, бесструктурные объекты.

Земное вещество состоит из фундаментальных частиц первого поколения, к которым относятся кварки (u-кварки с зарядом $+2/3e$ и d-кварки с зарядом $-1/3e$) и лептоны (e – электрон и ν_e – нейтрино). Все частицы имеют свои античастицы, которые обладают такой же массой, спином, временем жизни, но отличаются знаком заряда (или знаком другого параметра). Античастицы обозначаются чертой сверху.

Взаимодействие между частицами осуществляется путем обмена виртуальными (короткоживущими) частицами обмена (глюонами, пионами, фотонами и др.). Каждому типу взаимодействия соответствуют свои частицы обмена: сильному ядерному взаимодействию – глюоны и пионы, электрослабому – фотоны.

Глюоны осуществляют сильное (цветовое) взаимодействие между кварками. Характерной особенностью этого взаимодействия является возрастание силы притяжения при увеличении расстояния между взаимодействующими частицами. На расстояниях более $< 10^{-13}$ см сила притяжения достигает колоссальной величины – около двух тонн.

Два кварка (u и d), связываясь глюонами, образуют протон, а один u-кварк и два d-кварка – нейтрон. Нейтроны и протоны в ядрах связываются пионами. Ядра и электроны, в результате электрослабого взаимодействия (обмена фотонами), образуют атомы. Атомы, конденсируясь, образуют молекулы или вещества, в которых связь осуществляется также путем электрослабого взаимодействия. Таким



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 179 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

образом, при образовании материи существует иерархия:

(кварки + глюоны) → (протоны, нейтроны + пионы) → (ядра + электроны + фотоны) → атомы → земная материя.

Однако, при построении вещества нет необходимости рассматривать всю цепочку. Материя строится из структурных единиц. Структурная единица вещества – это частица или комплекс элементарных частиц, энергия образования которых (то есть энергия связи) существенно превышает энергию взаимодействия между ними и кинетическую энергию их движения. Индивидуальность структурных единиц («кирпичиков» вещества) сохраняется при любых внешних воздействиях, пока вещество остается в конденсированном состоянии.

Поскольку элементарные частицы имеют корпускулярно-волновую природу, то образованное ими вещество также представляет собой **синтез непрерывного и дискретного**. На вопрос: «Почему это так?» ответа нет. Так устроен мир.

В квантовой электродинамике вводится понятие квантового поля, как пространственно-непрерывной среды. Абсолютно самым низшим состоянием всех квантовых полей является вакуум, в котором могут появляться только виртуальные частицы. Более высокие энергетические состояния поля, называемые возбужденными состояниями, связаны с появлением дискретных порций (квантов) энергии и импульса – долгоживущих элементарных возбуждений. Эти возбуждения и определяются как элементарные частицы.

По сложности структуры и теоретического описания все вещества в конденсированном состоянии можно разделить на три основных группы:

периодические системы, в том числе кристаллы;

непериодические системы – как не упорядоченные, так и частично упорядоченные (смешанные структуры, характеризующиеся одновременно упорядоченностью и неупорядоченностью);

биополимеры, биологические объекты и живая материя.

Промежуточными между периодическими и непериодическими системами



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 180 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

являются вещества, сочетающие периодическое упорядочение с определенной степенью беспорядка. При изучении таких веществ можно использовать представления, развитые в физике кристаллов. Например, для исследования энергетического спектра носителей заряда в сильно легированном полупроводнике, содержащем хаотически расположенные атомы примесей, используется известный энергетический спектр носителей заряда в беспримесном кристаллическом полупроводнике.

К таким сложным системам относятся также жидкие кристаллы, сочетающие свойства упорядоченных систем в одних направлениях со свойствами жидкостей – в других направлениях, и суперионные проводники, механизм суперионной проводимости которых связан с высокой подвижностью определенных ионов в жесткой кристаллической структуре, образованной ионами другого сорта. Суперионные проводники обладают необычайно высокой ионной проводимостью, в 10^{17} раз превосходящей проводимость такого классического ионного кристалла как NaCl.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 181 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Глава 6. Элементы физики конденсированного состояния.

§21 .Введение в микроэлектронику. Обработка полупроводников. Эпитаксия, диффузия, ионная имплантация, фотолитография. Вакуумное напыление. Процесс изготовления микросхем.

Введение в микроэлектронику

Электроника прошла несколько этапов развития, за время которых сменилось несколько поколений элементной базы: дискретная электроника электровакуумных приборов, дискретная электроника полупроводниковых приборов, интегральная электроника микросхем (микроэлектроника), интегральная электроника функциональных микроэлектронных устройств (функциональная микроэлектроника).

Элементная база электроники развивается непрерывно возрастающими темпами. Каждое из приведенных поколений, появившись в определенный момент времени, продолжает совершенствоваться в наиболее оправданных направлениях. Развитие изделий электроники от поколения к поколению идет в направлении их функционального усложнения, повышения надежности и срока службы, уменьшения габаритных размеров, массы, стоимости и потребляемой энергии, упрощения технологии и улучшения параметров электронной аппаратуры.

Современный этап развития электроники характеризуется широким применением интегральных микросхем (ИМС). Это связано со значительным усложнением требований и задач, решаемых электронной аппаратурой. Разрабатываемые сейчас сложные системы содержат десятки миллионов элементов. В этих условиях исключительно важное значение приобретают проблемы повышения надежности аппаратуры и ее элементов, микроминиатюризация электронных компонентов и комплексной миниатюризации аппаратуры. Все эти проблемы успешно решает микроэлектроника.

Становление микроэлектроники как самостоятельной науки стало возможным благодаря использованию богатого опыта и базы промышленности



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 182 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

выпускающей дискретные полупроводниковые приборы. Поэтому микроэлектроника продолжает продвигаться быстрыми темпами во всех направлениях. В современной жизни любая техника, которой мы пользуемся, ежедневно наполнена микроэлектроникой. В настоящее время микроэлектроника перешла в стадию наноэлектроники.

Развитие современных средств вычислительной техники, робототехники, аппаратуры цифровых коммуникаций основано на использовании достижений микроэлектроники в разработке и выпуске интегральных микросхем (ИМС), а также на широком применении микропроцессоров и микрокомпьютеров, создаваемых на базе больших и сверхбольших интегральных схем (БИС и СБИС).

Под электроникой понимают область науки, техники и производства, связанную с исследованием, разработкой и производством электронных приборов и принципов их использования. Поскольку «микро» (от гр. micros-малый) в сложных словах означает отношение к малым предметам, то термин «микроэлектроника» этимологически можно рассматривать как электронику малых размеров. В действительности смысл термина гораздо глубже. Микроэлектроника - это раздел электроники, производством и исследованием интегральных микросхем и принципов их применения.

Более того, в процессе развития микроэлектроники было разработано немало специфических элементов, которые не только не имеют аналогов в обычной транзисторной схемотехнике, но и не могут быть даже смоделированы на дискретных компонентах. В качестве примера таких компонентов можно привести приборы с зарядовой связью (ПЗС), находящие применение при создании быстродействующих микросхем памяти современных ЭВМ.

Зарождение и дальнейшее триумфальное развитие микроэлектроники было бы невозможно без гигантского прогресса в области технологии.

Обработка полупроводников.

В первых дискретных полупроводниковых приборах (точечных и сплавных)



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 183 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

электронно-дырочный переход формировался после разделения полупроводниковой пластины на кристаллы. Поэтому каждый кристалл требовал индивидуальной обработки.

Сначала транзисторы с диффузионными переходами создавались по мезатехнологии: методом термической диффузии примесей создавался базовый, а затем и эмиттерный слои по всей площади пластины; базовые и эмиттерные области отдельных приборов маскировались, кремний вокруг этих областей протравливался до коллекторного слоя, который до разделения пластины на кристаллы оставался общим для всех приборов. Поэтому мезаструктура имела сложный рельеф, т.к. базовые и эмиттерные области возвышались уступами над коллекторным слоем. Маскирование можно было проводить только через трафарет, применяя пчелиный воск, битум или другие стойкие к травителям вещества.

Для переноса изображения и создания масок в 1957 г. был предложен метод фотолитографии, а в 1958 г. был разработан метод окисного маскирования кремния. Соединение этих двух методов позволило перейти к планарной технологии (1959 г.): в 1958 г. был изобретен планарный транзистор, а уже в следующем году – освоен промышленный выпуск интегральных схем. С помощью фотолитографии создавались миниатюрные и точные по размерам окна в термостойком слое двуокиси кремния, в которые избирательно проводилась диффузия примеси. В результате любая диффузионная область ограничивалась р-п переходом с донной и боковых сторон и имела выход лишь на рабочую плоскость пластины. Планарная технология обеспечивает выход всех областей элементов схемы на общую плоскость пластины и возможность их соединения с помощью пленочных проводников (межсоединений, которые формируются тоже методом фотолитографии). Таким образом планарная технология в сочетании с групповой обработкой большого количества идентичных схем на общей пластине (групповая пластина) решила проблему создания ИМС. Полупроводниковая ИМС – это функциональный электронный узел, элементы и соединения которого конструктивно неразделимы и изготавливаются одновременно



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 184 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

в едином технологическом процессе в объеме и на поверхности полупроводникового кристалла.

Интегральная технология – это совокупность методов обработки, позволяющая при наличии структурного подобия (технологической совместимости) различных элементов ИМС формировать их в едином технологическом процессе. ИМС одной и той же серии, но различного функционального назначения, имеют единую структуру и единую базовую технологию, для которой характерны определенная последовательность обработки, определенный комплект оборудования, а также определенная настройка оборудования, т.е. жесткие технологические режимы. Это повышает эффективность и экономичность производства ИМС. Базовая технология не зависит от размеров элементов в плоскости пластины, их взаимного расположения и рисунка межсоединений. Эти свойства ИМС определяются топологическим проектированием и обеспечиваются фотолитографией – процессом избирательного травления поверхностных слоев с применением защитной фотомаски.

Эпитаксия.

Термин эпитаксия происходит от греческого *epi* – на, над и *taxis* – расположение. Эпитаксия - процесс наращивания на пластину (подложку) монокристаллического слоя (эпитаксиальной пленки), повторяющего структуру подложки и ее кристаллографическую ориентацию. Эпитаксиальная пленка создается на всей поверхности подложки, одновременно в нее вводятся примеси, распределяющиеся равномерно по объему пленки. На границе раздела пленки с подложкой можно сформировать *p-n*, *n+-n*, *p+-p* переходы. Проведя несколько последовательных эпитаксий, можно создавать многослойные структуры.

Ионная имплантация.

Ионная имплантация (легирование) – это технологическая операция введения примесей в поверхностный слой пластины или эпитаксиальной пленки путем бомбардировки ионами примесей. 70 Получение ионов, их ускорение и фокусировку производят в специальных вакуумных установках.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 185 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Пар легирующих элементов поступают в ионизационную камеру, где возбуждается высокочастотный или дуговой электрический разряд. Образовавшиеся ионы (P^+ , As^+ , B^+ и др.) вытягиваются из камеры с помощью экстрагирующего электрода, на который подается высокий отрицательный потенциал 10 – 20 кВ, и поступают в магнитный масс-сепаратор. Принцип действия масс-сепаратора основан на зависимости траектории движения иона в постоянном поперечном магнитном поле от его массы. Поэтому на выход попадают только нужные ионы. Ионы ускоряются в электрическом поле (с напряжением до 300 кВ) и фокусируются в пучок с плотностью тока до 100 А/м² и площадью сечения 1 – 2 мм². Пучок сканируют по пластине, облучая всю ее поверхность. Ионное легирование широко используется при создании БИС и СБИС.

Оно позволяет создавать слои с субмикронными горизонтальными размерами с толщинами порядка 0,1 мкм при высокой воспроизводимости параметров. Процесс ионного легирования имеет высокую производительность, занимает меньше времени, проводится при более низких температурах в сравнении с диффузией, в связи с чем мало изменяет распределение примеси, полученное на предыдущих этапах. Этим методом можно внедрять примеси любых элементов, при этом обеспечивается высокая степень чистоты, так как процесс производится в вакууме и используется магнитное сепарирование ионов. Ионное легирование хорошо совместимо с другими вакуумными процессами. Недостатками ионного легирования являются малая глубина залегания слоев, образование дефектов, не полностью устранимых отжигом, а также сложность технологического оборудования. В электронной промышленности ионная имплантация производится на установках типа «Везувий».

Литография – это процесс формирования отверстий (онок) в масках, создаваемых на поверхности пластины и предназначенных для проведения локальных технологических процессов (легирования, травления, окисления, напыления и др.).



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 186 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

В технологии ИМС основную роль играет **фотолитография**, использующая светочувствительные полимерные материалы – фоторезисты, которые бывают позитивными и негативными. Негативные фоторезисты под действием света полимеризуются и становятся нерастворимыми в специальных веществах – проявителях. После локальной засветки (экспонирования) растворяются и удаляются незасвеченные участки. Наибольшая чувствительность негативных фоторезистов соответствует длине волны света 0,28 мкм (ультрафиолет), поэтому экспонирование производится с помощью кварцевой лампы. В позитивных фоторезистах свет разрушает полимерные цепочки: растворяются засвеченные участки. Максимальная чувствительность лежит в видимом диапазоне спектра (до 0,45 мкм). Позитивные фоторезисты обеспечивают более резкие границы проявленных участков, чем негативные, то есть обладают повышенной разрешающей способностью, но имеют меньшую чувствительность и поэтому требуют большего времени экспонирования.

Вакуумное напыление.

Термическое вакуумное испарение (термическое вакуумное напыление). Наносимое вещество вместе с подложкой помещается в вакуумную камеру. В результате нагревания происходит испарение и осаждение вещества на подложке. скорость испарения и роста пленок сильно зависят от температуры. Осаждение происходит с достаточно высокой скоростью при достижении условной температуры испарения $T_{усл}$, при которой давление паров вещества равно 1,3 Па. В зависимости от температуры плавления вещества $T_{пл}$, могут выполняться разные условия: если $T_{усл} < T_{пл}$ (Cr, Mo, Si, W), то вещества интенсивно испаряются из твердого состояния; если $T_{усл} > T_{пл}$ (Al, Au, Pt), - то из жидкого. 85 Нагрев испаряемых материалов может быть прямой или косвенный: при прямом нагреве электрический ток пропускается через металлический материал, или используется индукционный нагрев, или нагрев электронной бомбардировкой.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 187 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Косвенный нагрев происходит за счет теплопередачи от испарителя (тигля, спирали и др.). Осаждение ведется на подогретую подложку, температура которой 200 – 400 градусов цельсия. При слишком низкой температуре осаждаемые атомы не могут мигрировать по поверхности, при этом могут образовываться островки разной толщины. Слишком высокая температура вызывает обратное испарение осаждаемых атомов с подложки.

Высокий вакуум (10^{-4} – 10^{-5} Па) обеспечивает чистоту пленки. Время осаждения (от нескольких секунд до нескольких минут) регулируется заслонками, преграждающими доступ испаряемого вещества к подложке. Недостатком этого метода является невысокая воспроизводимость параметров пленки из-за плохого контроля температуры и кратковременности процесса, а также невозможность воспроизведения химического состава испаряемого вещества (сплав или химического соединения) из-за разной скорости испарения входящих в него компонентов. Поэтому метод используется в основном для чистых металлов.

Процесс изготовления микросхем.

В зависимости от разновидности полупроводниковой технологии (локализация и литография, вакуумное напыление и гальваническое осаждение, эпитаксия, диффузия, легирование и травление) получают области с различной проводимостью, которые эквивалентны емкости, либо активным сопротивлениям, либо различным полупроводниковым приборам. Изменяя концентрацию примесей, можно получить в кристалле многослойную структуру, воспроизводящую заданную электрическую схему.

В настоящее время применяют групповые способы изготовления полупроводниковых интегральных микросхем, позволяющие за один технологический цикл получить несколько сотен заготовок микросхем. Наибольшее распространение получил групповой планарный способ, заключающийся в том, что элементы микросхем (конденсаторы, резисторы, диоды и транзисторы) располагаются в одной плоскости или на одной стороне подложки.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 188 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Рассмотрим основные технологические процессы, применяемые при изготовлении полупроводниковых микросхем (термическое оксидирование, литография, эпитаксия, диффузия и ионное легирование).

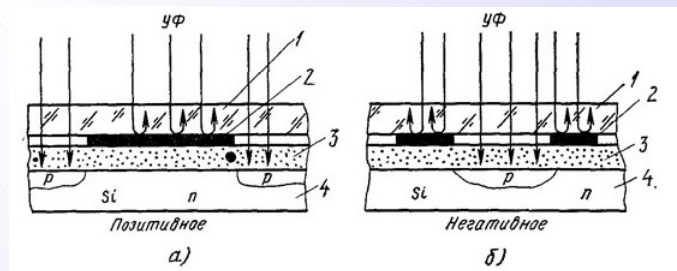


Рисунок 21.1 – Перенос изображений с помощью негативного (а) и позитивного (б) фоторезистов: 1 — основа фотошаблона, 2 — непрозрачные участки рисунка фотошаблона, 3 — фоторезистивный слой, 4 — подложка

Термическое оксидирование мало чем отличается от типовых технологических процессов, известных при производстве полупроводниковых приборов. В технологии кремниевых полупроводниковых микросхем оксидные слои служат для изоляции отдельных участков полупроводникового кристалла (элементов, микросхемы) при последующих технологических процессах.

Литография является самым универсальным способом получения изображения элементов микросхемы на кристалле полупроводника и делится на три вида: оптическая, рентгеновская и электронная.

В производстве полупроводниковых интегральных микросхем самый универсальный технологический процесс — это оптическая литография или фотолитография. Сущность процесса фотолитографии основана на использовании фотохимических явлений, происходящих в светочувствительных покрытиях (фоторезистах) при экспонировании их через маску.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 189 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

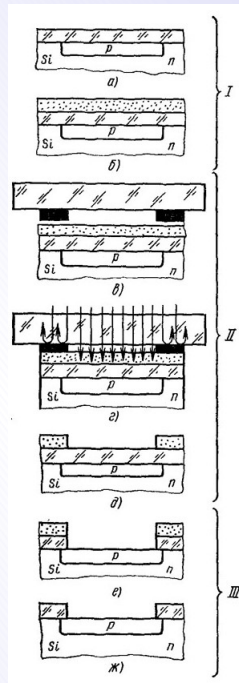


Рисунок 21.2 – Схема технологического процесса фотолитографии: I - этап формирования фоторезистивного слоя, II - этап формирования фоторезистивной маски, III - этап передачи изображения на подложку; а - подготовка подложки, б - нанесение фоторезиста и сушка, в - совмещение, г - экспонирование, д - проявление и термообработка, е - травление, ж - удаление фоторезистивной маски

На рисунке 21.1, а показан процесс негативного, а на рисунке 21.1, б — позитивного переноса изображений с помощью фоторезистов, а на рисунке 21.2 приведена схема технологического процесса фотолитографии.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 190 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Весь процесс фотолитографии с помощью фоторезистивной маски состоит из трех основных этапов: формирования на поверхности подложки фото-резистивного слоя I, фоторезистивной контактной маски II и передачи изображения с фотошаблона на фоторезистивный слой III

Фотолитография может производиться бесконтактным и контактным способами. Бесконтактная фотолитография по сравнению с контактной дает более высокую степень интеграции более высокие требования к фотооборудованию.

Процесс получения рисунка микросхемы фотолитографическим способом сопровождается рядом контрольных операций, предусмотренных соответствующими картами технологического контроля.

Рентгеновская литография позволяет получить более высокую разрешающую способность (большую степень интеграции), так как длина волны рентгеновских лучей короче, чем световых. Однако рентгенолитография требует более сложного технологического оборудования.

Электронная литография (электронно-лучевое экспонирование) выполняется в специальных вакуумных установках и позволяют получить высокое качество рисунка микросхемы. Этот вид литографии легко автоматизируется и имеет ряд преимуществ при получении больших интегральных микросхем с большим (более 10⁵) числом элементов.

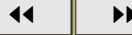
В настоящее время полупроводниковые элементы и компоненты микросхем получают тремя методами: эпитаксии, термической диффузии и ионного легирования.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 191 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

ЗАДАЧИ К ПРАКТИЧЕСКИМ ЗАНЯТИЯМ

Занятие 1 Квантовомеханическое Сописание движения в твёрдых телах.

1. Вычислить число электронов проводимости, находящихся в единице объема одновалентного металла: а) натрия; б) лития. Считать, что для натрия плотность = $971,2 \text{ кг/м}^3$, атомная масса $A = 22,99$; для лития плотность = 534 кг/м^3 ; атомная масса $A = 6,94$.
2. Плотность кристалла $\text{NaCl} = 2180 \text{ кг/м}^3$; атомный вес натрия равен 23, а хлора – 35,46. Определить постоянную решетки.
3. Определить число атомов в элементарной ячейке железа, которая кристаллизуется в кубической системе. Постоянная решётки $a = 2,87 \text{ \AA}$ (ангстрем). Плотность железа 7800 кг/м^3 , атомная масса 55,84.
4. Определить объёмы элементарной ячейки через радиусы равновеликих шаров, образующих плотные упаковки для: а) объёмцентрированной, б) гранецентрированной кубических решёток.
5. Чему равно число атомов в элементарной ячейке в случае: а) простой, б) объёмцентрированной, в) гранецентрированной кубических решёток?
6. Пусть элементарная ячейка простой кубической решётки построена из одинаковых атомов, представляющих собой жесткие сферы с радиусом r . Ребро элементарной ячейки (атомы касаются друг друга). Показать, что часть объема, занятая атомами при таком расположении, равна $\pi/6$.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 192 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Занятие 2 Движение зонных электронов

1. Во сколько раз возрастёт электропроводность кремния с шириной запрещённой зоны 1,11 эВ, если температура возрастёт от 300 К до 400 К?
2. Удельное сопротивление образца чистого кремния при комнатной температуре равно 1 кОм·м. Определить концентрацию носителей заряда, если подвижности электронов и дырок равны соответственно $0,12 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и $0,025 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.
3. Какова средняя скорость электронов проводимости в медном проводе диаметра 0,2 мм, по которому течёт ток 10 А? Плотность меди 8900 кг/м^3 , молярная масса 64 г/моль.
4. Градиент потенциала в образце чистого кремния составляет 400 В/м, а подвижности электронов и дырок равны соответственно $0,12 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и $0,025 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Определить скорость дрейфа электронов и дырок, удельное сопротивление образца, если концентрация носителей заряда равна $2,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$, а также полный “дрейфовый” ток через поперечное сечение площадью $3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$.
5. Найти концентрацию носителей заряда в Ge, удельное сопротивление которого при определённой температуре 0,48 Ом·м, подвижность электронов $0,36 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и дырок $0,16 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.
6. Образец германия содержит 10^{23} м^{-3} атомов Sb. Принимая, что при комнатной температуре атомы сурьмы ионизированы, определить концентрации электронов n_e и дырок n_p . Считать, что плотность электронов определяется только донорными центрами. На основании этих данных определить удельное сопротивление германия при комнатной температуре (подвижности электронов и дырок соответственно $0,36 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и $0,16 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$).
7. Определить концентрацию собственных и примесных носителей заряда в германии, содержащем $5 \cdot 10^{23}$ атомов As при комнатной температуре.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 193 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

Занятие 3 Законы распределения

1. Определить концентрацию носителей заряда в Ge и Si без примесей при температуре $T = 300$ К. Принять ширину запрещенной зоны для Ge равной $0,68$ эВ, а для Si – $1,10$ эВ.
2. Сравнить концентрации носителей заряда в собственном полупроводнике Si и GaAs при 1373 К.
3. Определить концентрацию электронов в зоне проводимости кристалла кремния и проводимость этого кристалла при 300 К, если подвижность электронов и дырок соответственно равны 1600 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и 400 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, их эффективные массы: $m_n^* = 1,08m_e$, $m_p^* = 0,59m_e$. Ширина запрещенной зоны $1,14$ эВ.
4. Сколько носителей заряда образуется в кристалле при поглощении им 10^{-4} Дж световой энергии с длиной волны 200 нм?
5. Ширина запрещенной зоны невырожденного полупроводника сложно зависит от температуры. Для германия при $T > 100\text{К}$ зависимость линейная: $E_g = E_{g0} - \alpha T$, где $E_{g0} = 0,789$ эВ, $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. Рассчитать изменение E_g при возрастании температуры от 150 К до 400 К.
6. Подвижность электронов в чистом германии при комнатной температуре равна 3800 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Найти удельное сопротивление этого материала при 30 К, считая, что подвижность меняется с температурой по закону $\mu = a \cdot T^{-3/2}$, $a = \text{const}$; эффективную массу электронов положить равной $0,55m_e$, а эффективную массу дырок – $0,36 m_e$. Ширина запрещенной зоны изменяется с температурой $E_g = (0,75 - 4 \cdot 10^{-4} T)$ эВ, а отношение подвижностей электронов и дырок принять равным $2,1$.
7. С помощью закона действующих масс рассчитать значение отношения концентрации электронов в германии при изменении температуры от 200 до 300 К. Принять, что ширина запрещенной зоны при $T > 100$ К есть линейная функция температуры: $E_g = E_{g0} - \alpha T$, где $E_{g0} = 0,789$ эВ.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 194 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

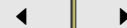
8. Определить концентрацию дырок в заполненной валентной зоне кристалла Ge ,содержащего 10^{22} м^{-3} атомов фосфора при $T = 300 \text{ К}$. Энергия ионизации фосфорной примеси $0,013 \text{ эВ}$.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 195 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

Занятие 4 Статистика электронов и дырок в полупроводнике

1. Определить подвижность электронов в германии n-типа, удельное сопротивление которого в определенных условиях составляет величину $1,6 \cdot 10^{-2}$ Ом·м, а коэффициент Холла равен $7 \cdot 10^{-3}$ м³/Кл.
2. Определить скорость дрейфа электронов и дырок в германии при комнатной температуре в электрическом поле $E = 1000$ В/м.
3. Вычислить среднее время релаксации электрона в полупроводнике, электроны которого обладают подвижностью 625 см²/В·с.
4. В образце Si (собственная проводимость) действует электрическое поле $E = 400$ В/м, а подвижности электронов и дырок равны соответственно $0,12$ м²/В·с и $0,025$ м²/В·с. Вычислить: а) скорости дрейфа электронов и дырок ; б) удельное сопротивление, считая, что концентрация собственных носителей заряда составляет $2,5 \cdot 10^{16}$ м⁻³; в) плотность дрейфового тока, если поперечное сечение равно $3 \cdot 10^{-6}$ м².
5. Собственная концентрация электронов проводимости в Si при $T = 300$ К составляет $1,4 \cdot 10^{16}$ м⁻³. Вычислить значение проводимости σ . Подвижности электронов и дырок равны $15 \cdot 10^{12}$ см²/В·с и 400 см²/В·с соответственно, $E_g = 1,14$ эВ.
6. Вычислить удельное сопротивление полупроводника Ge p-типа при концентрации $3 \cdot 10^2$ м⁻³ и сравнить его с удельным сопротивлением полупроводника n-типа такой же концентрации.
7. Концентрация акцепторов в полупроводнике составляет 10^{24} м⁻³. Энергетический уровень этих акцепторов на $0,5$ эВ выше потолка валентной зоны. Определить электропроводность этого материала при комнатной температуре (300 К) и при температуре жидкого кислорода (90 К), если подвижность дырок в валентной зоне кристалла составляет 100 м²/В·с. Собственной проводимостью пренебречь.
8. Определить изменение сопротивления кристалла германия содержащего 10^2 атомов As и $5 \cdot 10^2$ атомов Ga после помещения его в магнитное поле индукцией $B = 0,5$ Тл.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 196 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

Занятие 5 Транзисторы. Полевой транзистор с затвором в виде р-п перехода

1. Через медную пластинку с прямоугольным поперечным сечением течёт ток с силой 20 А. После помещения её в магнитное поле с индукцией 2 Тл на стенках, отстоящих друг от друга на расстоянии b , появляется разность потенциалов $U = 6,2$ мВ. Рассчитать: а) концентрацию электронов проводимости; б) подвижность электронов. Размеры пластины: высота $a = 0,5$ мм, ширина $b = 10,0$ мм, удельное сопротивление меди $\rho = 1,7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м.
2. Определить значение напряжения Холла и напряженность поля Холла в проводнике из алюминия шириной 15 см и толщиной 4 мм, через который течёт ток 200 А. Проводник помещён в магнитное поле $B = 1,5$ Тл под углом 45 градусов к линиям индукции.
3. Определить постоянную Холла для меди и алюминия.
4. Зная значение постоянной Холла для материала, определить число электронов, участвующих в электропроводности ($R_H = -0,34 \cdot 10^{-10}$ м³/Кл).
5. Тонкая пленка серебра $d = 10^{-7}$ м помещена в магнитное поле с индукцией $B = 0,3$ Тл. При пропускании через неё тока $I = 10^{-2}$ А возникает ЭДС Холла $U_H = 3$ мкВ. Найти коэффициент Холла.
6. Вычислить концентрацию и подвижность электронов Na, если его коэффициент Холла и удельное сопротивление равны $-2,35 \cdot 10^{-10}$ м³/Кл и $4,35 \cdot 10^{-6}$ Ом·м соответственно.
7. Вывести общее выражение для постоянной Холла полупроводника. Как упростится это выражение для собственного полупроводника?
8. Удельное сопротивление монокристалла Si p-типа при $T = 300$ К составляет $9 \cdot 10^{-4}$ Ом·м. Вычислить постоянную Холла, если подвижность дырок $\mu_p = 0,04$ м²/В·с.



Кафедра
Физики

Начало

Содержание



Страница 197 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

ПЕРЕЧЕНЬ ЗАНЯТИЙ ПО УПРАВЛЯЕМОЙ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЕ СТУДЕНТОВ (УСР), ТЕМ РЕФЕРАТОВ

Занятие 1

- Зонная теория кристаллов
- Заполнение энергетических зон электронами. Диэлектрики и полупроводники
- Колебания кристаллической решетки
- Акустические и оптические фононы
- Дисперсионные зависимости для фононов. Зона Бриллюэна
- Строение энергетических зон

Занятие 2

- Движение электронов в кристалле
- Понятие эффективной массы
- Понятие о дырке
- Распределение энергетических состояний по энергии
- Функция заполнения состояний электронами. Энергия Ферми
- Вырожденный и невырожденный квантовый газ
- Полная функция распределения электронов по состояниям



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 198 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

Занятие 3

- Собственный полупроводник
- Донорный полупроводник
- Акцепторный полупроводник
- Расположение энергии Ферми в кристаллах
- Зависимость энергии Ферми от температуры
- Равновесные и неравновесные свободные носители заряда в полупроводниках

Занятие 4

- Время жизни свободных носителей заряда
- Механизмы рекомбинации
- Прямозонные и не прямозонные полупроводники
- Эффективная масса проводимости и эффективная масса плотности состояний
- Движение электрона под действием электрического поля

Занятие 5

- Особенности рассеяния носителей заряда на фононах и на заряженной примеси
- Время релаксации импульса
- Удельная электропроводность кристаллов



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 199 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

- Понятие о подвижности электронов и дырок
- Зависимость подвижности невырожденного газа электронов и дырок от температуры

Занятие 5

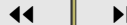
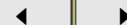
- Зависимость подвижности вырожденного газа электронов и дырок от температуры
- Зависимость проводимости кристаллов от температуры
- Внешняя и термодинамическая работа выхода электрона из кристалла
- Термоэлектронная эмиссия
- Контактная разность потенциалов.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 200 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

ПЕРЕЧЕНЬ ЭКЗАМЕНАЦИОННЫХ ВОПРОСОВ

1. Строение твёрдых тел. Силы связи. Ионная, ковалентная, металлическая. Кристаллическая решётка.
2. Квантовомеханическое описание движения электронов в твёрдых телах. Корпускулярно-волновой дуализм. Волны де-Бройля. Уравнение Шредингера.
3. Одномерная модель. Энергетические зоны. Металлы, полупроводники, диэлектрики.
4. Движение зонных электронов. Аналогия со свободными частицами. Эффективная масса. Понятие дырки. Собственная электропроводность полупроводников.
5. Статистика газообразного состояния. Распределение движущихся частиц в пространстве. Микро- и макрораспределение. Понятие термодинамической вероятности (ТДВ). Равновесное состояние – максимум термодинамической вероятности.
6. Распределения в пространстве скоростей. Термодинамическая вероятность в пространстве скоростей. Максимизация термодинамической вероятности при условии сохранения суммарной энергии. Распределения Максвелла-Больцмана.
7. Классическая и квантовая статистики. Обобщение закона энергетического распределения. Плотность состояний. Выражения термодинамической вероятности для классических частиц, бозонов, фермионов.
8. Законы распределения. Решение задачи максимума термодинамической вероятности для частиц различной природы. Ферми-газ, жидкость, химический потенциал. Фотонный газ. Формула Планка.
9. Понятие о вырожденных состояниях. Функция плотности энергетических состояний квантовомеханических частиц. Вырождение идеального газа. Вырожденность фотонного газа. Ультрафиолетовая катастрофа.
10. Статистика электронов и дырок в полупроводнике. Плотность состояний



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 201 из 204

Назад

На весь экран

Заккрыть

на краях энергетических зон. Эффективные массы электронов и дырок в полупроводниковых материалах.

11. Уравнения переноса заряда в полупроводниках. Закон действующих масс. Положение уровня химического потенциала. Собственные и примесные полупроводники. Дрейфовый и диффузионный токи. Некоторые эффекты электропроводности: эффект Холла, эффект Ганна.

12. Неравновесные процессы в полупроводниках. Генерация и рекомбинация свободных носителей. Время жизни свободного носителя. Динамика концентрации носителей.

13. Электронно-дырочный переход. Получение р-п перехода, равновесное состояние перехода. Уровень Ферми в переходе. Контактная разность потенциалов. Переходный слой, его толщина.

14. Стационарно-неравновесный электроннодырочный переход. Токи в равновесном переходе. Переход под воздействием внешнего напряжения. Формула Шокли для ВАХ.

15. Периодически нестационарный режим р-п перехода. Уравнение движения носителей при переменном напряжении на переходе. Диффузионная емкость перехода. Накопленный заряд. Переключение р-п перехода.

16. Полупроводниковые диоды с р-п переходом. Толстый р-п переход. Пробой перехода. ВАХ с учётом пробоя. Полупроводниковые диоды: вентиль, стабилитрон, туннельный диод, обращенный диод.

17. Транзисторы. Полевой транзистор с затвором в виде р-п перехода. Уравнение электропроводности полупроводников. Строение полевого транзистора.

18. Биполярный транзистор. Строение кристалла биполярного транзистора. Способы формирования кристалла.

19. Структура «металл-диэлектрик-полупроводник». Идеальный МОП-конденсатор. Обогащение, обеднение, инверсия проводимости подзатворной области. Приборы с зарядовой связью (ПЗС).



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 202 из 204

Назад

На весь экран

Закрыть

20. МДП–транзистор. Строение кристалла. Уравнения движения зарядов. ВАХ транзистора.

21. Введение в микроэлектронику. Обработка полупроводников. Эпитаксия, диффузия, ионная имплантация, фотолитография. Вакуумное напыление. Процесс изготовления микросхем.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 203 из 204

Назад

На весь экран

Закреть

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Епифанов Г. И. Физические основы микроэлектроники. – М.: «Советское радио», 1971. – 376с.
2. Хандогин М.С. Электронные приборы: Учеб. пособие для студ. спец. I-39 01 01 «Радиотехника», I-39 01 02 «Радиотехнические системы», I-39 01 03 «Радиоинформатика» всех форм обуч. / М.С. Хандогин. – Мн.: БГУИР, 2005. – 188 с.
3. Косевич А.М. Теория кристаллической решетки. Физическая механика кристаллов. – Харьков: Вища шк., 1988. – 304 с.
4. Шалимова К.В. Физика полупроводников, М.: Энергоатомиздат, 1985. – 392с.
5. В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников Физика полупроводников. – М.: Наука, 1977. – 672 с.



*Кафедра
Физики*

Начало

Содержание



Страница 204 из 204

Назад

На весь экран

Закреть