

**Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Амурский государственный университет»**

Кафедра ФИЗИКИ

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДИСЦИПЛИНЫ

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

Основной образовательной программы по направлению подготовки

010701.65 –Физика

Специализация Физическое материаловедение, Информационные технологии
в образовании и научной деятельности

Благовещенск 2012

УМКД разработан профессором кафедры ФИЗИКИ Ваниной Еленой Александровной и старшим преподавателем Темниковым Валентином Сергеевичем.

Рассмотрен и рекомендован на заседании кафедры ФИЗИКИ

Протокол заседания кафедры от «__» _____ 2012 г. № _____

Зав. кафедрой

_____/_____
(подпись) (И.О. Фамилия)

УТВЕРЖДЕН

Протокол заседания УМС направления подготовки 010701.65 –Физика,
Специализация: Физическое материаловедение, Информационные технологии
в образовании и научной деятельности

от «_____» _____ 201__ г. № _____

Председатель УМС _____ / Е.А. Ванина/
(подпись) (И.О. Фамилия)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Рабочая программа.....	4
1.1. Цели и задачи дисциплины.....	6
1.2. Место дисциплины в структуре ООП ВПО.....	6
1.3. Знания и умения обучающегося, формируемые в результате освоения дисциплины.....	6
1.4. Структура и содержание дисциплины.....	6
1.5. Содержание тем и разделов дисциплины.....	8
1.6. Самостоятельная работа студентов.....	10
1.7. Образовательные технологии.....	11
1.8. Оценочные средства для текущего контроля успеваемости, промежуточной аттестации по итогам освоения дисциплины и учебно-методическое обеспечение самостоятельной работы студентов.....	11
1.9. Учебно-методическое и информационное обеспечение дисциплины «Физика полупроводников и диэлектриков».....	13
1.10. Материально-техническое обеспечение дисциплины.....	14
2. Краткий конспект лекций.....	15

РАБОЧАЯ ПРОГРАММА

Цель освоения дисциплины «Физика полупроводников и диэлектриков» - изучение теоретических основ физики полупроводников и диэлектриков.

Задачи дисциплины:

- 1) ИЗУЧЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПРИНЦИПОВ И ЗАКОНОВ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ И ИХ МАТЕМАТИЧЕСКОГО ВЫРАЖЕНИЯ;
- 2) ЗНАКОМСТВО С ОСНОВНЫМИ ФИЗИЧЕСКИМИ ЯВЛЕНИЯМИ, МЕТОДАМИ ИХ НАБЛЮДЕНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ В ФИЗИКЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ.

2. МЕСТО ДИСЦИПЛИНЫ В СТРУКТУРЕ ООП ВПО:

Дисциплина «Физика полупроводников и диэлектриков» в структуре ООП ВПО находится в цикле дисциплин специализации (ДС).

Для освоения дисциплины необходимо знать:

- 1) общую физику;
- 2) статистическую физику;
- 3) математический анализ;
- 4) дифференциальные уравнения;
- 5) квантовую теорию;
- 6) тензорный и векторный анализ.

3. ЗНАНИЯ И УМЕНИЯ ОБУЧАЮЩЕГОСЯ, ФОРМИРУЕМЫЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ ОСВОЕНИЯ ДИСЦИПЛИНЫ

В результате освоения дисциплины «Физика полупроводников и диэлектриков» студент должен демонстрировать следующие результаты образования:

1) Знать:

основные понятия, закономерности физики полупроводников и диэлектриков; применимость физических моделей и гипотез в физике полупроводников и диэлектриков.

2) Уметь:

пользоваться основными физическими приборами, ставить и решать простейшие экспериментальные задачи, обрабатывать, анализировать и оценивать полученные результаты;

строить и использовать для изучения этих моделей доступный ему математический аппарат, включая методы вычислительной математики.

3) Владеть:

методами количественного формулирования и решения задач в физике полупроводников и диэлектриков.

4. СТРУКТУРА И СОДЕРЖАНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ

Общая трудоемкость дисциплины «Физика полупроводников и диэлектриков» составляет 76 часов, из них 56 аудиторных (28 часов лекционных, 28 часов семинарских занятий), 20 часов самостоятельной работы.

№ п/п	Раздел дисциплины	Виды учебной работы			Формы текущего контроля
		Лекции (час.)	Практические занятия (час.)	СРС (час.)	
1	2	3	4	5	6
1	Электропроводность диэлектриков	2	1	1	Контроль за посещением аудиторных занятий.
2	Поляризация диэлектриков	2	1	1	Контроль за посещением аудиторных занятий.
3	Диэлектрические потери	2	1	1	Контроль за посещением аудиторных занятий.
4	Свойства диэлектриков	2	1	1	Контроль за посещением аудиторных занятий. Контрольная работа
5	Основы зонной теории полупроводников	2	1	1	Контроль за посещением аудиторных занятий.
6	Статистика электронов и дырок в полупроводниках	2	4	4	Контроль за посещением аудиторных занятий.
7	Генерация и рекомбинация электронов и дырок	2	2	1	Контроль за посещением аудиторных занятий.
8	Кинетические явления в полупроводниках	2	1	1	Контроль за посещением аудиторных занятий.
9	Контактные явления в полупроводниках	2	1	2	Контроль за посещением аудиторных занятий.
10	Рассеяние электронов и дырок в полупроводниках	2	3	2	Контроль за посещением аудиторных занятий.
11	Явления переноса в полупроводниках	2	4	2	Контроль за посещением аудиторных занятий.
12	Поверхностные явления в полупроводниках	2	4	1	Контроль за посещением аудиторных занятий.
13	Оптические явления в	2	2	1	Контроль за

1	2	3	4	5	6
	полупроводниках				посещением аудиторных занятий.
14	Фотоэлектрические явления в полупроводниках	2	2	1	Контроль за посещением аудиторных занятий. Контрольная работа
	Итого	28	28	20	

5 . СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛОВ И ТЕМ ДИСЦИПЛИНЫ

5.1 ЛЕКЦИИ

1. Электропроводность диэлектриков.

Объемное сопротивление участков изоляции различной конфигурации. Электропроводность кристаллических диэлектриков. Ионная и молекулярная электропроводность диэлектриков. Определение природы носителей заряда в твердых диэлектриках. Электропроводность оксидных пленок на вентильных металлах. Электропроводность газов. Зависимость удельного сопротивления диэлектриков от различных факторов. Поверхностная электропроводность диэлектриков.

2. Поляризация диэлектриков.

Диэлектрическая проницаемость. Поляризованность. Диэлектрическая восприимчивость. Полярные и неполярные диэлектрики. Электронная, дипольная, ионная поляризация. Молярная поляризация диэлектрика. Молярная рефракция. Зависимость диэлектрической проницаемости от различных факторов (от влажности, температуры, давления, напряжения). Диэлектрическая проницаемость смесей.

3. Диэлектрические потери.

Угол диэлектрических потерь. Комплексная диэлектрическая проницаемость. Зависимость $\tan\delta$ от различных факторов. Диэлектрические потери при несинусоидальном напряжении. Пробой диэлектриков. Пробой газообразных диэлектриков. Пробой жидких диэлектриков. Пробой твердых диэлектриков. Электротепловой пробой.

4. Свойства диэлектриков.

Нелинейные диэлектрики. Сегнетоэлектрики. Пьезоэлектрики. Электреты. Влажностные свойства диэлектриков. Закон Генри. Теплофизические свойства диэлектриков. Теплоемкость. Теплопроводность. Термическое расширение. Радиационная стойкость диэлектриков.

5. Основы зонной теории полупроводников.

Уравнение Шредингера для кристалла. Адиабатическое приближение. Квазиимпульс. Зоны Бриллюэна. Эффективная масса носителей заряда.

6. Статистика электронов и дырок в полупроводниках.

Статистика электронов и дырок в полупроводниках. Концентрация электронов и дырок в собственном полупроводнике. Температурная зависимость уровня Ферми. Статистика примесных состояний в полупроводниках. Концентрация электронов и температурная зависимость уровня Ферми в полупроводниках с одним типом примеси. Температурная зависимость концентрации носителей заряда и уровня Ферми в реальных полупроводниках. Вырожденные примесные полупроводники.

7. Генерация и рекомбинация электронов и дырок.

Характеристики неравновесного состояния электронов и дырок в полупроводниках. Основные механизмы рекомбинации носителей заряда в полупроводниках. Основные

механизмы генерации неравновесных носителей заряда в полупроводниках. Максвеллово время релаксации.

8. Кинетические явления в полупроводниках.

Уравнение непрерывности для полупроводников. Статистика рекомбинации Холла - Шокли - Рида. Зависимость времени жизни от положения уровня Ферми. Температурная зависимость времени жизни носителей заряда. Определение энергетического положения рекомбинационных уровней. Электрические токи дрейфа и диффузии носителей заряда в полупроводниках. Соотношение Эйнштейна. Движение неравновесных носителей заряда в слабых электрических полях. Совместное движение электронов и дырок.

9. Контактные явления в полупроводниках.

Контактные явления на границе металл-полупроводник. Выпрямляющие свойства контакта. Электронно-дырочный переход в полупроводниках. Вольт-амперная характеристика p-n перехода. Поверхностные состояния и влияния на контактные явления.

10. Рассеяние электронов и дырок в полупроводниках.

Рассеяние электронов в кристаллах. Механизмы рассеяния. Эффективное сечение рассеяния. Тепловые колебания атомов решетки. Рассеяние носителей заряда на фононах. Рассеяние на атомах примеси и дислокациях. Другие виды рассеяния носителей в полупроводниках. Температурная зависимость подвижности.

11. Явления переноса в полупроводниках.

Электропроводность. Теплопроводность. Термоэлектрические явления.

12. Поверхностные явления в полупроводниках.

Природа поверхностных уровней. Теория слоя пространственного заряда. Эффект поля.

13. Оптические явления в полупроводниках.

Оптические коэффициенты и их связь с диэлектрической проницаемостью кристалла. Основные механизмы поглощения света в кристаллах. Коэффициент поглощения для межзонных переходов. Особые точки Ван-Хова. Форма края собственного поглощения в полупроводниках. Определение ширины запрещенной зоны по краю собственного поглощения. Экситонное поглощение. Оптическое поглощение с участием примесей. Примесное и межпримесное поглощение. Плазменный резонанс в спектрах отражения вырожденных полупроводников. Фононное поглощение и поглощение локальными колебаниями примесных атомов. Дифференциальные методы исследования оптических свойств полупроводников.

14. Фотоэлектрические явления в полупроводниках.

Рекомбинационное излучение в полупроводниках. Фотопроводимость. Фотовольтаические эффекты в полупроводниках. Магнетооптические явления в полупроводниках

5.2 ПРАКТИЧЕСКИЕ ЗАНЯТИЯ

1. Статистика электронов в полупроводниках (4 часа)
2. Рекомбинация носителей заряда в полупроводниках (2 часа)
3. Диффузия и дрейф носителей заряда (2 часа)
4. Диффузия и дрейф носителей заряда в магнитном поле (2 часа)
5. Термо-э. д.с. в полупроводниках (2 часа)
6. Оптика полупроводников (4 часа)
7. Фото-э. д.с. в полупроводниках (4 часа)
8. Поверхностные явления (4 часа)

6. САМОСТОЯТЕЛЬНАЯ РАБОТА СТУДЕНТОВ

№	Тема	Форма самостоятельной работы	Трудоем- кость в часах
1	2	3	4
1	Электропроводность диэлектриков	Изучение материалов лекций. Составление конспектов по темам самостоятельной работы. Выполнение расчетно-графической работы.	1
2	Поляризация диэлектриков	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Составление конспектов по самостоятельной работе.	1
3	Диэлектрические потери	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Подготовка к коллоквиуму. Составление конспектов по самостоятельной работе.	1
4	Свойства диэлектриков	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Подготовка к контрольной работе по теме «Диэлектрики»	1
5	Основы зонной теории полупроводников	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Выполнение расчетно-графической работы. Составление конспектов по самостоятельной работе.	1
6	Статистика электронов и дырок в полупроводниках	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Составление конспектов по самостоятельной работе.	4
7	Генерация и рекомбинация электронов и дырок	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Составление конспектов по самостоятельной работе.	1
8	Кинетические явления в полупроводниках	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Составление конспектов по самостоятельной работе.	1
9	Контактные явления в полупроводниках	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям.	2

1	2	3	4
		Составление конспектов по самостоятельной работе.	
10	Рассеяние электронов и дырок в полупроводниках	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Составление конспектов по самостоятельной работе.	2
11	Явления переноса в полупроводниках	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Составление конспектов по самостоятельной работе.	2
12	Поверхностные явления в полупроводниках	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Составление конспектов по самостоятельной работе.	1
13	Оптические явления в полупроводниках	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Составление конспектов по самостоятельной работе.	1
14	Фотоэлектрические явления в полупроводниках	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Составление конспектов по самостоятельной работе. Подготовка к контрольной работе по теме «Полупроводники»	1
	Итого		20

7. ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

При изучении дисциплины «Физика полупроводников и диэлектриков» применяются следующие информационные технологии: интерактивное обучение (моделирующие компьютерные программы, виртуальные учебные комплексы), мультимедийное обучение (презентации, моделирование и симуляция процессов и объектов).

Для усвоения дисциплины используются электронные базы учебно-методических ресурсов, электронные библиотеки.

8. ОЦЕНОЧНЫЕ СРЕДСТВА ДЛЯ ТЕКУЩЕГО КОНТРОЛЯ УСПЕВАЕМОСТИ, ПРОМЕЖУТОЧНОЙ АТТЕСТАЦИИ ПО ИТОГАМ ОСВОЕНИЯ ДИСЦИПЛИНЫ И УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ СТУДЕНТОВ

8.1 Контрольная работа

Контрольная работа выполняется дважды в семестре по всем пройденным темам. Контрольная работа направлена на проверку умений студентов применять полученные теоретические знания в отношении определенной конкретной задачи.

8.2 Экзамен

8.2.1 Критерии экзаменационной оценки

При определении оценки знаний студентов во время экзамена преподаватели руководствуются следующими критериями:

К сдаче экзамена допускаются студенты, посетившие лекционные и практические занятия данного курса, успешно написавшие две контрольные работы. При наличии пропусков темы пропущенных занятий должны быть отработаны. Программные вопросы к экзамену доводятся до сведения студентов в начале семестра.

При определении итоговой оценки знаний студента учитывается активность и текущая успеваемость студента в течение семестра по данному предмету.

Безупречным считается ответ, в котором правильно, ясно и подробно изложен теоретический материал по теоретическим вопросам.

Ответ оценивается на «отлично»

при безупречном выполнении заданий билета;

при правильных ответах на теоретические вопросы билета и дополнительные вопросы.

Ответ оценивается на «хорошо»

при полном выполнении заданий билета;

при правильных ответах на теоретические вопросы с незначительными неточностями, исправленными в устной беседе.

Ответ оценивается на «удовлетворительно»

при выполнении заданий билета, при кратких пояснениях каждого пункта билета;

при правильных ответах на теоретические вопросы,

возможны неоднократные неточности в ответах, которые исправляются при дополнительной беседе с уточняющими вопросами.

Ответ оценивается на «неудовлетворительно»

при невыполнении заданий билета

или при кратких пояснениях каждого пункта билета со значительными ошибками.

8.2.2. Экзаменационные вопросы

1. Ионная и молионная электропроводность диэлектриков.

2. Метод Тубандта.

3. Электропроводность оксидных пленок на вентильных металлах. Электропроводность газов.

4. Зависимость удельного сопротивления диэлектриков от различных факторов. Поверхностная электропроводность диэлектриков.

5. Поляризация диэлектриков. Диэлектрическая проницаемость. Поляризованность. Диэлектрическая восприимчивость.

6. Электронная, дипольная, ионная поляризация. Молярная поляризация диэлектрика. Молярная рефракция. Теории Онсагера, Керквуда, Ансельма.

7. Зависимость диэлектрической проницаемости от различных факторов (от влажности, температуры, давления, напряжения).

8. Диэлектрическая проницаемость смесей. Формулы Беера, Лорентца- Лоренца, Винера.

9. Электрострикция. Эффекты Ионсена-Рабека и Эвершеда.

10. Диэлектрические потери. Угол диэлектрических потерь. Комплексная диэлектрическая проницаемость. Зависимость $\operatorname{tg}\delta$ от различных факторов.

11. Диэлектрические потери при несинусоидальном напряжении.

12. Пробой газообразных диэлектриков. Пробой жидких диэлектриков.

13. Пробой твердых диэлектриков. Электротепловой пробой. Теория Фока - Семенова.

14. Сегнетоэлектрики. Пьезоэлектрики. Электреты.

15. Влажностные свойства диэлектриков. Закон Генри.

16. Теплофизические свойства диэлектриков. Теплоемкость. Теплопроводность.

Термическое расширение.

17. Радиационная стойкость диэлектриков.
18. Статистика электронов и дырок в полупроводниках.
19. Статистика примесных состояний в полупроводниках.
20. Концентрация электронов и температурная зависимость уровня Ферми в полупроводниках с одним типом примеси и в реальных полупроводниках.
21. Характеристики неравновесного состояния электронов и дырок в полупроводниках.
22. Основные механизмы рекомбинации и генерации неравновесных носителей заряда в полупроводниках.
23. Статистика рекомбинации Холла - Шокли - Рида.
24. Определение энергетического положения рекомбинационных уровней.
25. Электрические токи дрейфа и диффузии носителей заряда в полупроводниках.

Соотношение Эйнштейна.

26. Движение неравновесных носителей заряда в слабых и сильных электрических полях. Совместное движение электронов и дырок.
27. Контактные явления на границе металл-полупроводник. Выпрямляющие свойства контакта. Электронно-дырочный переход в полупроводниках.
28. Вольт-амперная характеристика p-n перехода. Поверхностные состояния и влияния на контактные явления.
29. Рассеяние электронов в кристаллах. Механизмы рассеяния. Эффективное сечение рассеяния.
30. Рассеяние носителей заряда на фононах. Рассеяние на атомах примеси и дислокациях. Другие виды рассеяния носителей в полупроводниках.
31. Явления переноса в полупроводниках.
32. Оптические коэффициенты и их связь с диэлектрической проницаемостью кристалла. Основные механизмы поглощения света в кристаллах.
33. Коэффициент поглощения для межзонных переходов. Особые точки Ван- Хофа.
34. Определение ширины запрещенной зоны по краю собственного поглощения.
35. Экситонное поглощение. Оптическое поглощение с участием примесей.

Примесное и межпримесное поглощение.

36. Плазменный резонанс в спектрах отражения вырожденных полупроводников. Фононное поглощение и поглощение локальными колебаниями примесных атомов.
37. Дифференциальные методы исследования оптических свойств полупроводников.
38. Рекомбинационное излучение в полупроводниках.
39. Фотопроводимость полупроводников.
40. Фотовольтаические эффекты в полупроводниках.
41. Магнетооптические явления в полупроводниках.

9. УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ И ИНФОРМАЦИОННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ «Физика полупроводников и диэлектриков»

а) основная литература:

1. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников: учеб. пособие: рек. НМС / А.И. Ансельм. – СПб.: Лань, 2008. – 619 с.
2. Пасынков В.В. Полупроводниковые приборы: учеб. пособие: доп. Мин. обр. РФ / В.В. Пасынков, Л.К. Чиркин. – СПб.: Лань, 2009. – 480 с.

б) дополнительная литература:

1. Старосельский В.И. Физика полупроводниковых приборов микроэлектроники: учеб. пособие: рек. УМО / В.И. Старосельский. – М.: Юрайт: Высшее образование, 2009. – 464 с.
2. Физика полупроводников и диэлектриков: учеб.-метод. комплекс для спец. 010701 – Физика / АмГУ, ИФФ; сост. Е.А. Ванина. – Благовещенск: Изд-во Амур. гос. ун-та, 2007. – 123 с.

3. Физика полупроводников и диэлектриков: учеб. пособие для спец. 010701 – Физика / АмГУ, ИФФ; сост. Е.А. Ванина, В.С. Темников, И.Б. Копылова. – Благовещенск: Изд-во Амур. гос. ун-та, 2007. – 57 с.

4. Шалимова К.В. Физика полупроводников: учеб. / К.В. Шалимова, 2010. – 400 с.

в) программное обеспечение и Интернет-ресурсы:

№	Наименование ресурса	Краткая характеристика
1	http://e.lanbook.com/	Электронная библиотечная система «Лань» обеспечивает доступом к научной и учебной литературе.
2	http://www.icdd.com/	Программа для обучения работе с базой данных PDF-2 ICDD
3	http://www.iqlib.ru	Интернет-библиотека образовательных изданий, в который собраны электронные учебники, справочные и учебные пособия. Удобный поиск по ключевым словам, отдельным темам и отраслям знания.
4	http://window.edu.ru/	Единое окно доступа к образовательным ресурсам/ каталог/ профессиональное образование
5	http://www.biblioclub.ru	Электронная библиотечная система «Университетская библиотека - online»: специализируется на учебных материалах для ВУЗов по научно-гуманитарной тематике, а также содержит материалы по точным естественным наукам

г) периодические издания:

1. Доклады Академии Наук
2. Физика. Сводный том
3. Физика и техника полупроводников

10. МАТЕРИАЛЬНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ

№ п/п	Наименование лабораторий, ауд.	Основное оборудование
1	Корпус № 1, ауд. 407 (лекционная)	Комплект ТСО Интерактивная доска Оверхед –проектор Geha 240/3 02г. Видеопроектор Epson Мультимедийный проектор-03г. Ноутбук Пентиум 100-03г.

КРАТКИЙ КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

Квантовая теория свободных электронов

Вырожденный и невырожденный электронный газ. Совокупность свободных электронов в металлах (электронный газ) представляет собой коллектив частиц, поведение которого качественно отличается от поведения отдельных частиц и описывается статистическими закономерностями. По характеру поведения в коллективе микрочастицы делятся на *фермионы* и *бозоны*.

Фермионы – это частицы с полуцелым спином. К ним относятся электроны, протоны, нейтроны и др. Бозоны имеют целочисленный спин. Фермионы подчиняются принципу Паули, согласно которому в одном и том же квантовом состоянии не может находиться более одного однотипного фермиона, т.е. эти частицы в коллективе являются «индивидуалистами», стремятся к «уединению». Бозоны, наоборот, стремятся к объединению в одном и том же состоянии.

Пусть на N частиц приходится G состояний, которые может занимать отдельная частица. Тогда вероятность встречи частиц в одном состоянии будет мала, если $N/G \ll 1$, т.е. **число свободных состояний гораздо больше числа самих частиц: $G \gg N$** . В данном случае каждая частица имеет «полную свободу» выбора состояния, и отличить фермионы от бозонов практически невозможно. При условии $N/G \approx 1$, (т.е. $G \approx N$.) проблема выбора появляется, и проявляется специфика частиц. Такие коллективы называют *вырожденными*. Они могут возникать в квантовых объектах, для которых количество состояний G конечно в связи с дискретным характером изменения параметров состояния. Параметры состояния классических объектов изменяются непрерывно, и для них число состояний G бесконечно велико. Здесь нет проблемы выбора. Это *невырожденные* коллективы. Однако и квантовые системы могут быть

невырожденными при соблюдении условия $N/G \ll 1$. Свойства невырожденных коллективов описывает классическая статистика Максвелла-Больцмана, с некоторыми положениями которой мы уже познакомились при описании классической электронной теории проводимости. Свойства вырожденных коллективов изучает *квантовая статистика*. Для фермионов – это *статистика Ферми-Дирака*, для бозонов – *статистика Бозе-Эйнштейна*.

СТАТИСТИКА ФЕРМИ-ДИРАКА ДЛЯ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Функция распределения и полная статистическая функция распределения

Электроны проводимости в металле, являясь фермионами, подчиняются квантовой статистике Ферми-Дирака, в которой функция распределения

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}$$

это среднее число частиц в квантовом состоянии с энергией E или вероятность заполнения данного квантового состояния. Для фермионов оба понятия совпадают, так как в соответствии с принципом Паули в одном и том же состоянии может быть только один фермион. Физический смысл величины E_F поясним несколько позже.

Коллектив же частиц как единое целое можно описать *полной статистической функцией распределения* $N(E)dE$, которая показывает число частиц с энергией в диапазоне от E до $E + dE$. Полную функцию можно получить, перемножив число частиц в квантовом состоянии на количество возможных состояний. Обозначим число квантовых состояний с энергией в интервале dE как $g(E)dE$. Тогда, перемножив выражения, запишем полную функцию статистического распределения в виде

$$N(E)dE = f(E)g(E)dE .$$

Для определения данной функции необходимо сначала найти функцию $g(E)dE$.

Фазовое пространство. Число и плотность состояний

В классической механике для описания состояний частиц используются координаты (x, y, z) и составляющие импульса по трем осям (p_x, p_y, p_z) . Шестимерное пространство с осями координат x, y, z, p_x, p_y, p_z , называется *фазовым*, а точки, определяемые данными шестью координатами, – *фазовыми точками*. В фазовом пространстве определенному состоянию частиц соответствует уже не отдельная точка, а *ячейка элементарного объема*

$$\Delta\Gamma = \Delta\Gamma_v \Delta\Gamma_p = dx dy dz dp_x dp_y dp_z,$$

где .

$$\Delta\Gamma_v = dx dy dz$$

элемент объема пространства координат;

$$\Delta\Gamma_p = dp_x dp_y dp_z$$

элемент объема пространства импульсов.

Для классических частиц, свойства которых меняются непрерывно, указанные объемы могут иметь любые значения, в том числе и бесконечно малые.

При рассмотрении совокупности (газа) *свободных* электронов, потенциальная энергия которых равна нулю, то есть не зависит от положения (координат) частицы во внешнем поле, пользуются трехмерным пространством импульсов (p), скоростей (v) или волновых векторов (k). Тогда электрон может быть определен вектором, проведенным из начала координат соответствующего пространства в определенную его точку или самой этой точкой. Здесь элемент

$$\Delta\Gamma_v = V,$$

где . V объем, в котором движутся частицы. В случае, когда частица кроме корпускулярных свойств обладает и волновыми (как электрон и другие микрочастицы) свойствами, согласно принципу неопределенностей Гейзенберга, невозможно различить два состояния

$$(x, y, z, p_x, p_y, p_z) \text{ и } (x + dx, y + dy, z + dz, p_x + dp_x, p_y + dp_y, p_z + dp_z),$$

если произведение

$$dx dy dz dp_x dp_y dp_z < h^3.$$

В соответствии со сказанным выше в квантовой статистике элементарной в фазовом пространстве является ячейка объемом не менее h^3 . Тогда выражение принимает вид

$$\Delta\Gamma = \Delta\Gamma_v \Delta\Gamma_p = h^3.$$

Элементам объемов соответствуют определенные квантовые состояния. Деление же фазового пространства на ячейки объемом h^3 или h/V называют его квантованием.

Для определения числа квантовых состояний с энергией в интервале dE в пространстве импульсов выделим шаровой слой толщиной dp (рис. 1).

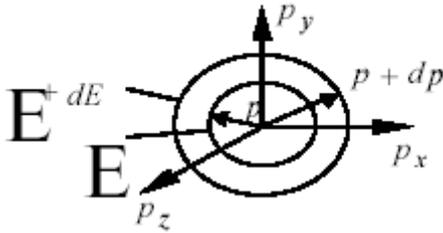


Рис.1.

Объем слоя между сферами равен $4\pi p^2 dp$, а число элементарных ячеек в этом объеме

$$\frac{4\pi p^2 dp}{\Delta\Gamma_p} = \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp.$$

Каждой такой ячейке соответствует одно состояние частицы. Тогда число состояний в слое толщиной dp равно количеству ячеек, выраженному правой частью:

$$g(p)dp = \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp.$$

Однако для электронов каждой фазовой ячейке соответствует не одно состояние, а два, отличающиеся направлением спина. То есть для электронов число состояний необходимо удвоить:

$$g(p)dp = \frac{8\pi V}{h^3} p^2 dp.$$

Полная энергия свободных частиц совпадает с кинетической, и частица со скоростью v и импульсом $p = mv$ имеет энергию

$$E = \frac{p^2}{2m} \text{ или } dE = \frac{p}{m} dp.$$

Получим число квантовых состояний электронов уже в интервале энергий dE :

$$g(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} E^{1/2} dE.$$

И, наконец, поделив обе части на dE , получим число состояний электронов в единичном интервале энергий или *плотность состояний*

$$g(E) = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} E^{1/2}.$$

Распределение электронов в металле. Энергия Ферми

В выражение, определяющее функцию распределения в квантовой статистике Ферми-Дирака, входит величина E_F , которую называют *уровнем или энергией Ферми*.

Рассмотрим свойства функции распределения при абсолютном нуле ($T = 0 \text{ K}$):

$$f(E) = 1,$$

если $E < E_F$, так как в этом случае выражение в знаменателе

$$e^{\frac{E-E_F}{kT}} \rightarrow 0,$$

$$f(E) = 0,$$

если $E > E_F$, так как

$$e^{\frac{E-E_F}{kT}} \rightarrow \infty,$$

т.е. при абсолютном нуле все состояния с энергией, меньшей энергии Ферми, заняты электронами (вероятность их заполнения равна единице), а состояния с энергией, боль-

шей энергии Ферми, – свободны (вероятность заполнения равна нулю). Отсюда следует, что энергия Ферми – это максимальная энергия, которую могут иметь электроны в металле при $T = 0 \text{ K}$.

На рис. 2, а приведен ступенчатый график функции распределения $f(E)$ при $T=0$ К. При значении энергии электрона, равном E_F , функция $f(E)$ скачком обращается в ноль.

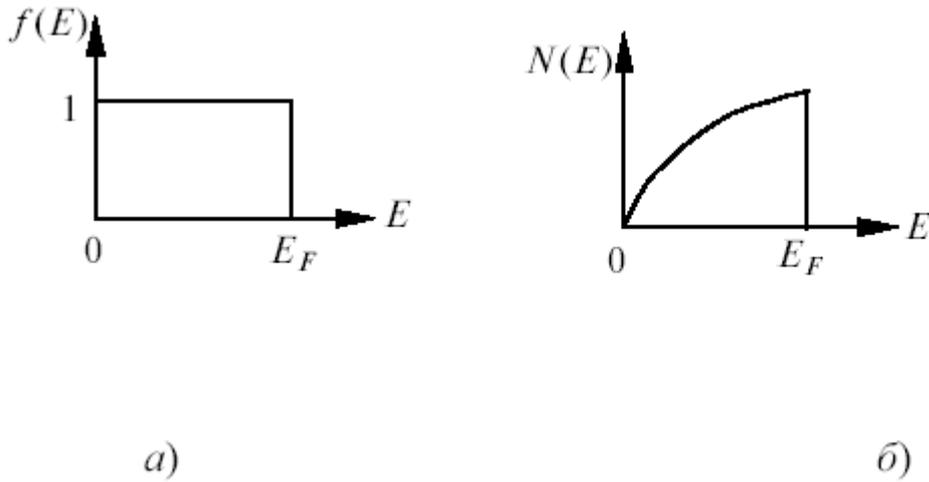


Рис.2

Далее запишем полную функцию распределения Ферми-Дирака при абсолютном нуле

$$N(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} E^{1/2} dE .$$

График функции $N(E)$ представлен на рис. 2, б. Площади под графиками на рис. 2 соответствуют заполненным электронами энергетическим состояниям.

Проинтегрировав это выражение в пределах от 0 до E_F , получим полное число электронов N , заполняющих уровни до уровня Ферми, а так как других электронов на более высоких уровнях просто нет, то N будет равно и полному числу свободных электронов в металле

$$N = \frac{8\pi V}{3h^3} E_F^{3/2} (2m)^{3/2} .$$

Поделив обе части на объем V , найдем концентрацию свободных электронов

$$n = \frac{8\pi}{3h^3} E_F^{3/2} (2m)^{3/2} ,$$

откуда определим энергию Ферми

$$E_F = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} .$$

Функция распределения $f(E)$ очень слабо зависит от температуры. Ее вид при $T \neq 0$ К представлен на рис. 3. Спад зависимости от единицы до нуля происходит

в узком интервале энергий порядка kT с центром в точке E_F . Чем выше температура, тем более полого идет данный участок кривой.

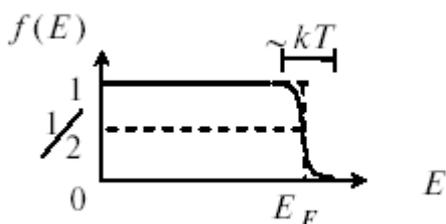


Рис.3.

Из выражения следует, что при $E = E_F$ для любой температуры, отличной от абсолютного нуля ($T \neq 0 K$), функция распределения $f(E) = 1/2$, т.е. вероятность заполнения уровня Ферми равна 50 %.

Тепловому возбуждению подвержено небольшое количество электронов с $E < E_F$, располагающихся на уровнях, прилегающих к уровню Ферми и в результате переходящих на уровни с $E > E_F$.

Теоретически можно показать, что число таких электронов составляет при комнатной температуре менее 1 % от общего числа свободных электронов.

Расчеты показывают, что и энергия Ферми слабо зависит от температуры. Поэтому в большинстве случаев для описания электронного газа металлов принимают ее значение при абсолютном нуле. Следует помнить, что электронный газ в металлах в реальных условиях всегда является вырожденным и должен описываться квантовой статистикой Ферми-Дирака. Для снятия вырождения необходима температура $\sim 10^5 K$, при которой металл в конденсированном состоянии существовать не может.

Зонная теория твердого тела. Энергетические зоны в кристаллах. Движение электронов в периодическом поле. Функции Блоха

Зонная теория металлов является дальнейшим развитием квантовой теории проводимости и позволяет объяснить электрические свойства кристаллических материалов, зависящие от их внутреннего строения.

В рассмотренной ранее квантовой теории, предполагающей наличие свободных электронов, подчиняющихся статистике Ферми-Дирака, невозможно было объяснить появление этих свободных электронов. И к наиболее существенному ее недостатку следует отнести тот факт, что при рассмотрении движения электронов проводимости не учитывалась реальная периодическая структура металлов, определяемая их кристаллической решеткой, и наличие электрического поля, тоже периодического характера, создаваемого положительно заряженными ионами металла, находящимися в узлах решетки.

В зонной теории эти факторы учитываются и доказывається, что дискретные энергетические уровни электронов в отдельно взятых атомах при объединении их в кристаллическую решетку расщепляются на ряд близко лежащих подуровней, образующих энергетические зоны с разрешенными значениями энергии. Эти зоны разделяются зонами запрещенных значений энергии. Разрешенные зоны могут и перекрывать друг друга.

Для доказательства используются два способа – *приближения сильной и слабой связи*.

В первом из них принимается, что энергия связи электронов с атомами много больше их кинетической энергии движения в кристалле (сильная связь с атомом).

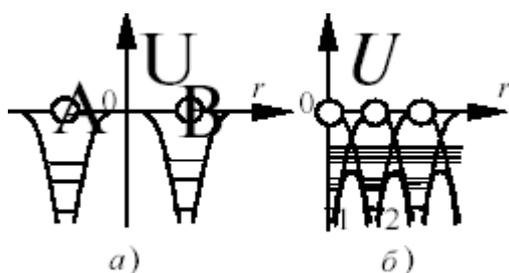


Рис.5

На рис. 5, *a* представлены два изолированных атома *A* и *B* на расстоянии друг от друга, значительно превышающем период кристаллической решетки. Энергетическая схема атомов изображена в виде двух воронкообразных потенциальных ям, внутри которых показано несколько из существующих энергетических уровней электронов.

Высота барьеров для электронов, находящихся на разных уровнях, тоже разная. Барьеры препятствуют обмену электронов между соседними атомами. Кроме того барьеры достаточно широки, чтобы мог наблюдаться эффект туннелирования электронов через них.

Если же расстояние между атомами уменьшить до значений порядка величины постоянной кристаллической решетки, то за счет взаимодействия между атомами происходит частичное наложение потенциальных кривых, отделяющих атомы друг от друга. При этом образуются новые потенциальные кривые типа 1 и 2 на рис. 5, б. На рисунке видно, что при этом происходит уменьшение высоты и толщины потенциальных барьеров.

Более тонким барьер оказывается для валентных электронов. Кроме того, на рис. 5 показано расщепление энергетических уровней электронов с образованием энергетических зон, о чем говорилось выше.

В результате энергетическая зона валентных электронов оказывается над потенциальным барьером, что говорит о полном их обобществлении в решетке. Они становятся свободными.

Внутренние же (более близкие к ядру) электронные уровни расщепляются меньше. Находящиеся в этих зонах электроны прочно связаны с ядром. Для них потенциальный барьер оказывается и выше и толще. Эти электроны в образовании проводимости практически не участвуют. Хотя некоторая вероятность их туннелирования сквозь барьер имеется.

В приближении слабой связи считают, что энергия взаимодействия электронов с атомами решетки значительно меньше их кинетической энергии. Тогда можно считать электроны свободными и использовать для их описания уравнение Шредингера, но с учетом периодичности поля кристаллической решетки.

В данном случае также обнаруживается зонная энергетическая структура, которая следует непосредственно из решения уравнения Шредингера.

Для электрона, движущегося в периодическом силовом поле, данное уравнение, в случае одномерного движения вдоль оси x , запишется в виде

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}[E - U(x)]\psi = 0,$$

где $U(x)$ - потенциальная энергия электрона, периодически изменяющаяся в соответствии с периодом кристаллической решетки.

Соответственно периодически изменяется и амплитуда волновой функции $\psi(x)$.

Блох доказал, что решение уравнения Шредингера в данном случае имеет вид

$$\psi(x) = u(x)e^{ikx},$$

где $u(x)$ - функция с периодичностью потенциала; k - волновой вектор

$$\left(k = \frac{2\pi}{\lambda}\right)$$

Решения такого вида называются *функциями Блоха*.

Дальнейший теоретический анализ позволил получить так называемые *дисперсионные соотношения* для свободных электронов и электронов, движущихся в периодическом поле. Это зависимости энергии электронов от импульса $E(p)$ или от волнового вектора $E(k)$.

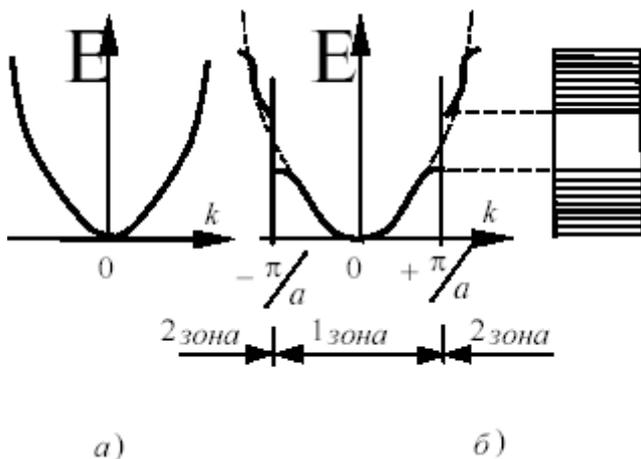


Рис.6.

На рис. 6, а графически показана дисперсионная кривая для свободных электронов. Энергия в данном случае изменяется квазинепрерывно, кривая состоит из близко расположенных отдельных точек, на рисунке сливающихся друг с другом. На рис.6, б отображена дисперсионная зависимость при движении электрона в периодическом поле, на которой явно прослеживается зонная энергетическая структура. Сплошными линиями показаны зоны

квазинепрерывного изменения энергии, т.е. разрешенные зоны, чередующиеся с запрещенными зонами, энергия которых не может быть реализована. Здесь же показаны и так называемые *зоны Бриллюэна* – это области k -пространства, в пределах которых энергия электронов изменяется квазинепрерывно. На границах этих зон энергия испытывает разрыв. На рисунке представлена одномерная картина. В трехмерном же пространстве зоны Бриллюэна ограничены замкнутыми многогранными поверхностями, вложенными друг в друга.

Важной характеристикой металла является также *поверхность Ферми* – изоэнергетическая поверхность в k - или p -пространстве с энергией, равной энергии Ферми. Для свободных электронов – это сферическая поверхность, для электронов проводимости металлов – имеет сложную форму.

Оба приближения сильной и слабой связи электронов со своими атомами дают аналогичные результаты. В обоих случаях возникают разрешенные и запрещенные энергетические зоны. Различие только в их ширине. В модели сильной связи – узкие разрешенные зоны и широкие запрещенные. Во второй модели – наоборот.

В реальных кристаллах можно обнаружить как данные предельные случаи, так и промежуточные.

Заполнение зон электронами.

Металлы, диэлектрики и полупроводники

Одним из важнейших достижений зонной теории явилось объяснение различий электрических свойств твердых тел.

Более ранние теории пытались объяснить наличие и отсутствие электропроводности высокой или низкой подвижностью электронов. Однако в реальных диэлектриках могут существовать электроны с достаточно высокой подвижностью, что подтверждается, например, наблюдаемым экспериментально явлением фотопроводимости, когда под

действием света многие диэлектрики приобретают значительную электропроводность.

Зонная теория объясняет наличие твердых тел, проводящих электрический ток (проводники) и его не проводящих (диэлектрики), различием в ширине запрещенных зон и характером заполнения электронами разрешенных энергетических зон.



На рис. 7 представлены схемы энергетических зон металлов (проводников), диэлектриков (изоляторов) и полупроводников. Валентной называют зону, возникшую из уровня, на котором находятся валентные электроны в основном состоянии изолированного атома.

Рассмотрим все три схемы, приведенные на рис. 7. В случае а) электроны заполняют валентную зону не полностью, что характерно для металлов. Электронам необходимо сообщить небольшую энергию (порядка 10^{-23} - 10^{-22} эВ), чтобы перевести их на более высокие свободные уровни в той же самой валентной зоне.

Для этого достаточно энергии теплового движения при температуре немного выше абсолютного нуля, или энергии даже слабого электрического поля. В результате в кристалле появляется направленное движение электронов, т.е. металлы теоретически должны быть хорошими проводниками, что и наблюдается на самом деле.

У металлов валентная зона одновременно является и зоной проводимости.

В случаях б) и в) уровни валентной зоны полностью заняты электронами, а сама зона отделена от выше расположенной свободной энергетической зоны

запрещенным интервалом энергий (запрещенная зона) величиной E . (ширина запрещенной зоны).

По величине ширины запрещенной зоны такие кристаллы делят на *диэлектрики* с относительно большим значением $\Delta E > 3$ эВ и полупроводники, у которых сравнительно узкая запрещенная зона с $\Delta E < 1$ эВ.

У диэлектриков внешнее электрическое поле не может сообщить электронам энергию, достаточную для перехода в свободную зону. Скорее происходит пробой или плавление кристалла.

Ширина запрещенной зоны в полупроводниках позволяет электрическому полю перебросить электроны в свободную зону, которая является в этом случае и зоной проводимости. Электроны ведут себя в ней подобно электронам проводимости в валентной зоне металлов.

В связи с широким применением полупроводниковых материалов в науке и технике рассмотрим их электрические свойства несколько подробнее.

Собственная и примесная проводимость Полупроводников

Собственная проводимость возникает при переходе электронов с верхних уровней валентной зоны в зону проводимости. Для этого необходимо затратить энергию не менее ширины запрещенной зоны (*энергия активации*).

Собственная проводимость носит смешанный электронно-дырочный характер. Ушедший со своего места электрон оставляет вместо себя «дырку», эквивалентную положительному заряду. Ее может занять другой электрон, тогда «дырка» сместится.

Такой вид проводимости существует у полупроводников, свободных от примесей (химически чистые германий, кремний, теллур, селен и др.).

В этом случае при абсолютном нуле температуры над полностью занятой электронами валентной зоной расположена свободная зона проводимости. Электроны на ее уровни переходить не могут, и полупроводник, в смысле проводимости, эквивалентен диэлектрику.

Увеличение температуры обеспечивает электронам энергию, необходимую для такого перехода. В зоне проводимости появляются электроны, а в валентной зоне – «дырки». И, чем уже запрещенная зона, тем больше электронов оказывается в зоне проводимости при одной и той же температуре. Например, в германии с шириной запрещенной зоны $\Delta E = 0,66$ эВ уже при комнатной температуре их концентрация составляет 10^{19} м^{-3} .

В то время, как у алмаза с $\Delta E = 5,2$ эВ она $\approx 10^4 \text{ м}^{-3}$.

Если приложить внешнее электрическое поле, то возникает направленное движение электронов в зонах проводимости и валентной, обеспечивающее возникновение электрического тока.

Однако при указанной концентрации носителей заряда удельные сопротивления германия и алмаза составят соответственно 0,48 и 10^4 Ом.м. Первый проводит ток, а второй является фактически диэлектриком. Но при повышении температуры до 600 К проводимость алмаза резко возрастает и становится сравнимой с проводимостью германия при комнатной температуре.

Здесь, на примере алмаза, мы подошли к отмеченной ранее условности разделения твердых тел на полупроводники и диэлектрики. При комнатной температуре – это диэлектрик, при повышенной – полупроводник.

Следует отметить, что проводимость в полупроводниках может возбуждаться не только повышением температуры, но и световое, ионизирующее и другие виды излучений.

Примесная проводимость обусловлена наличием в кристаллах примесных атомов. Практически от них при производстве полупроводниковых материалов невозможно избавиться полностью. Примеси сильно влияют на свойства полупроводника. Они создают дополнительные энергетические уровни в разрешенных и запрещенных зонах и тем самым стимулируют дополнительные переходы носителей заряда.

Человек научился управлять свойствами полупроводников с помощью тех или иных примесей, добавляя их в необходимом количестве, или, достигая

высокой степени очистки вещества. Развитие, например, микроэлектроники, таким образом, тесно связано и с достижениями химической промышленности.

Наибольшее практическое применение имеют два типа примесей – с большей и меньшей валентностью по сравнению с самим полупроводником.

Если к четырехвалентному германию добавить примесь пятивалентного элемента (фосфор, сурьма, мышьяк), то четыре электрона примеси смогут создать связи с атомами германия, а один останется свободным, его и легче перевести в свободную зону проводимости.

Уровни примесных электронов расположены в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости. Это *донорные уровни*, которые поставляют электроны в зону проводимости. Возникает *электронная примесная проводимость (n-типа)*. А дырки остаются на неподвижных атомах примеси и в создании электропроводности участия не принимают.

Если же к германию добавить трехвалентный элемент (бор, алюминий, индий), то последний будет заимствовать один электрон у атома германия, где возникнет «дырка». Она заполнится следующим электроном от германия, а сама сместится. Другими словами, незаполненные уровни атомов примеси могут заселяться электронами полупроводника из валентной зоны. Такие уровни называются *акцепторными* и располагаются в запрещенной зоне вблизи от верха валентной зоны. В результате электроны германия связываются с атомами примеси и в создании электропроводности участия не принимают. Носителями заряда в данном случае являются дырки. Возникает *дырочная проводимость (p-типа)*.

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Фотопроводимостью называется явление изменения электропроводности полупроводника под действием падающего на него света. Удельная электрическая проводимость полупроводника складывается из двух составляющих:

$$\sigma = \sigma_{\text{св}} + \sigma_{\text{т}},$$

где $\sigma_{\text{св}}$ – проводимость, вызванная действием освещения; $\sigma_{\text{т}}$ – темновая удельная проводимость (основная проводимость, возникающая при тепловом возбуждении носителей заряда без освещения).

Под действием света, падающего на полупроводник, в последнем возникает явление внутреннего фотоэффекта, который и обуславливает появление фотопроводимости.

Кванты света, поглощаясь веществом вызывают появление *избыточных носителей заряда*. Если энергия кванта νh равна или больше ширины запрещенной зоны ΔE , то электроны переходят из валентной зоны в зону проводимости. Эти электроны и возникающие на месте их ухода в валентной зоне «дырки» являются свободными и увеличивают проводимость полупроводника.

Однако возбужденный электрон может оставаться связанным с «дыркой», образуя пару, называемую *экситоном*. Их возникновение в проводнике не увеличивает количество носителей заряда, так как экситоны электрически нейтральны. Но при столкновениях с фононами и другими несовершенствами кристалла они способны либо аннигилировать, либо разорваться на два носителя заряда – электрон и «дырку». В последнем случае возникает фотопроводимость.

Если в полупроводнике имеются примеси, то световые кванты способны возбуждать их электроны, переводя последние либо с донорных уровней в зону проводимости, либо из валентной зоны на акцепторные уровни. Энергия возбуждающего кванта νh при этом должна быть больше или равна энергии активации атомов примеси ΔE_n .

В обобщенной форме для собственной и примесной проводимости приведенные выше условия можно записать как

$$h\nu \geq \Delta E,$$

откуда, аналогично явлению внешнего фотоэффекта, следует наличие *красной границы внутреннего фотоэффекта*:

$$\nu_{\text{кр}} = \frac{\Delta E}{h},$$

где $\nu_{\text{кр}}$ минимальная частота падающего света, при которой еще возможен внутренний фотоэффект.

Данное условие можно записать и для максимальной длины волны:

$$\lambda_{\text{кр}} = \frac{ch}{\Delta E}.$$

Явление фотопроводимости используется в фотосопротивлениях (фоторезисторах), изготовленных из различных полупроводниковых материалов. Их преимуществом по сравнению с вакуумными фотоэлементами, действие которых основано на явлении внешнего фотоэффекта, является высокая *световая чувствительность* $dI/d\Phi$ (изменение силы тока при изменении светового потока на единицу). Так, у селено-кадмиевых фоторезисторов она в 105 раз выше.

Недостаток фоторезисторов – их инерционность.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Как уже отмечалось в предыдущем разделе, к диэлектрикам относятся вещества, практически не проводящие электрический ток, т.е. обладающие весьма большим удельным сопротивлением.

Диэлектриками могут быть вещества как в твердом (кристаллические и аморфные), так и в жидком и газообразном состоянии.

Своим названием они обязаны М. Фарадею, обозначившему таким образом среды, через которые способны проникать электрические поля (от греческого слова *dia* – через и английского *electric* – электрический).

В идеальном диэлектрике нет свободных зарядов, способных перемещаться по его объему. Атомы и молекулы диэлектрика содержат одинаковые количества положительных и отрицательных микрозарядов и в целом нейтральны.

Оценим напряженность электростатического поля, создаваемого внутри атома таким элементарным зарядом. Его величина $e = 1,6 \cdot 10^{19}$ Кл, тогда при размерах атома $r \approx 10^{10}$ м получим численное значение напряженности

$$E = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \approx 1,5 \cdot 10^{11} \text{ В/м.}$$

В технике достигаются поля напряженностью лишь порядка 10^7 В/м. В подобных полях атомы и молекулы диэлектрика оказываются весьма устойчивыми.

Тем не менее, внешние электрические поля оказывают существенное воздействие на диэлектрик, вызывая *поляризацию* его атомов, молекул или ионов.

Под *поляризацией* диэлектриков понимают такое изменение состояния вещества, при котором любой элемент его объема во внешнем электрическом поле приобретает некоторый суммарный *дипольный момент*.

За меру поляризации принимают вектор поляризации

$$\vec{P} = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{p}_i}{V}$$

т.е. суммарный дипольный момент единицы объема.

В выражении

$$\vec{p}_i = q_i \vec{l}_i$$

вектор дипольного момента отдельной молекулы (здесь l г – плечо диполя), а V – объем диэлектрика.

Величина вектора поляризации P для большинства диэлектриков в слабых полях пропорциональна напряженности E электрического поля:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E},$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная; χ_e – диэлектрическая восприимчивость.

Рассмотрение диэлектрических и магнитных свойств веществ основывается на использовании *теории Максвелла* для единого электромагнитного поля.

Приведем полную систему *уравнений Максвелла* в дифференциальной форме:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \operatorname{div} \vec{D} = \rho, \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \operatorname{div} \vec{B} = 0. \end{aligned}$$

Эта система дополняется уравнениями, характеризующими электрические и магнитные свойства среды:

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}; \quad \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}; \quad \vec{j} = \sigma \vec{E}.$$

В уравнениях E и D – векторы напряженности и индукции (электрического смещения) электрического поля соответственно; H и B – векторы напряженности и индукции магнитного поля; ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные; ε и μ – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; j – вектор плотности тока; σ – удельная проводимость.

Напомним, что в векторном анализе *ротором* или *вихрем* некоторого вектора a (обозначается как

$$\operatorname{rot}_n \vec{a}$$

называется предел отношения циркуляции вектора a вдоль контура l , ограничивающего площадку ΔS , к величине ее площади ΔS . при $\Delta S \rightarrow 0$, т.е.

$$\operatorname{rot}_n \vec{a} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta S} \oint_l \vec{a}_l d\vec{l}.$$

Дивергенцией вектора a в точке M поля (обозначается как $\operatorname{div} a$) называется предел отношения потока вектора a сквозь замкнутую поверхность S , охватывающую точку M , к объему ΔV части поля, ограниченной поверхностью S при $\Delta V \rightarrow 0$, т.е.

$$\operatorname{div} \vec{a} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \oint_S \vec{a} d\vec{S}.$$

В настоящем разделе рассматриваются только диэлектрические свойства. Магнитные свойства твердых тел будут описаны в дальнейшем. В этом случае уравнения Максвелла можно воспользоваться, полагая, что у рассматриваемого вещества магнитная восприимчивость $\chi_m \ll 1$.

Кроме того, если электрическое и магнитное поля не меняются с течением времени (стационарны), то их производные по времени

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0, \text{ и } \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0.$$

Тогда распределение объемной плотности заряда $\rho(r)$ и напряженности электрического поля $E(r)$ в диэлектрике можно найти из системы уравнений Максвелла, преобразованной для электростатического поля в виде

$$\operatorname{rot} \vec{E} = 0, \operatorname{div} \vec{D} = \rho.$$

В *макроскопической теории* диэлектрики представляются как сплошные среды. Для изотропной диэлектрической среды приведем известное из курса общей физики соотношение между векторами D и E

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}.$$

Из выражения очевидно, что

$$\varepsilon_0 = \chi_0 + 1$$

Величины ε_0 и χ_e – это основные характеристики электрических свойств диэлектриков.

Если среда *анизотропна*, то векторы P и E не параллельны между собой, а диэлектрические проницаемость и восприимчивость являются тензорами.

МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

В *микроскопической теории* диэлектриков основной задачей является расчет диэлектрической проницаемости (макроскопической характеристики) в зависимости от микроструктуры вещества.

Локальное электрическое поле

Диэлектрические свойства связаны не с отдельными зарядами, а с электрическими диполями. Механизмы поляризации мы обсудим несколько позже, а сейчас лишь укажем, что существуют молекулы, изначально обладающие постоянным дипольным моментом, и молекулы, его не имеющие. В последнем случае дипольные моменты приобретаются молекулами под действием электрического поля, т.е. индуцируются (наводятся).

Пусть пластина диэлектрика помещена между разноименно заряженными ($+Q$ и $-Q$) обкладками плоского конденсатора (рис. 1, *a*), внутри которого до внесения диэлектрика установилось электрическое поле напряженностью E_0 . Под действием этого поля диполи выстраиваются в порядке, показанном на рисунке.

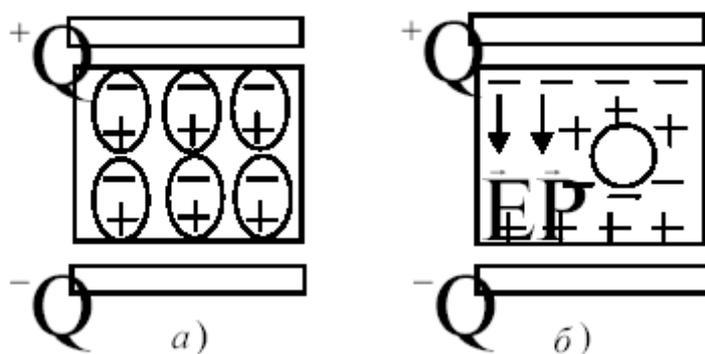


Рис.1.

Тогда верхняя поверхность пластины диэлектрика заряжается отрицательно, а нижняя – положительно. В результате внутри диэлектрика создается собственное электрическое поле E' , обратное внешнему полю E_0 , т.е. в диэлектрике устанавливается результирующее поле

$$\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E}' .$$

Однако, вследствие далекодействующих дипольных взаимодействий, на отдельный атом действует отличное от E некоторое , метод расчета которого предложен Лоренцем.

Суть расчета заключается в том, что вокруг рассматриваемого атома проводится виртуальная замкнутая поверхность (рис. 1, б). Диполи, оказавшиеся внутри этой поверхности, дискретно влияют на формирование локального поля в центре полости, а весь объем диэлектрика за ее пределами – континуально.

Согласно Лоренцу величина локального поля определяется как

$$\vec{E}_{\text{лок}} = \vec{E} + \vec{E}_{\text{пов}} + \vec{E}_{\text{дип}},$$

Электронная поляризуемость

Электронная поляризуемость – это единственный из механизмов поляризации, наблюдаемый во всех диэлектрических материалах. Заключается он в относительном смещении электронов и ядра под действием электрического поля. Наблюдается деформирование электронных оболочек и смещение центров распределения положительных и отрицательных зарядов с образованием электрических диполей.

Смещение у всех атомов происходит в одном направлении, т.е. образующиеся дипольные моменты ориентированы одинаково. Искажение электронных оболочек способно вызвать изменение расстояний между ядрами.

Тепловое движение молекул не оказывает влияния на данный тип поляризации. Электронная поляризация по своему характеру относится к колебательным процессам. Теория рассматривает вынужденные колебания электронов под действием синусоидального внешнего поля, которое отождествляется с локальным полем Лоренца.

Электронная поляризуемость определяется дипольным моментом электрона с амплитудой

$$p = ex_{\text{амп}}$$

где $x_{\text{амп}}$ амплитуда вынужденных колебаний.

Ионная поляризуемость

Данный тип поляризации обусловлен относительным смещением положительных и отрицательных ионов под действием электрического поля в твердых телах с ионной связью. То есть происходит образование индуцированных диполей, вклад которых в диэлектрические свойства аналогичен вкладу такого же типа диполей при электронной поляризации.