

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«СЕВЕРО-КАВКАЗСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ФИЗИКА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР

Методические рекомендации к практическим занятиям

Направление подготовки

11.03.04 Электроника и микроэлектроника

Профиль

Микроэлектроника и твердотельная электроника

Квалификация выпускника

Бакалавр

Ставрополь
2017

Содержание

1.	Предисловие	3
2.	Учебно-тематический план	4
3.	Планы практических занятий	5
4.	Список литературы	38

Предисловие

При изучении электронной техники весьма важное значение необходимо уделять физическим свойствам низкоразмерных структур. Целью методических рекомендаций является необходимость обеспечения учащегося некоторой начальной базы применения приемов аналитического исследования в области физики низкоразмерных структур, что является необходимым этапом для дальнейшего совершенствования знаний и умений в области современной электроники. В методических рекомендациях рассмотрены задачи по основным разделам физики низкоразмерных систем.

Учебно-тематический план

№	Наименование разделов и тем дисциплины, их краткое содержание	Час.
7 семестр		
1	Соотношение неопределенностей и волновая функция.	2
2	Одномерная прямоугольная потенциальная яма.	2
3	Туннелирование через прямоугольный потенциальный барьер.	2
4	Квантовые статистики.	2
5	Плотность состояний. Уравнения Максвелла и Гельмгольца. Уравнение Шредингера	2
6	Структура полупроводников	2
7	Зонная структура полупроводников	2
8	Собственная концентрация носителей заряда в полупроводниках	2
9	Концентрации носителей в донорных и акцепторных полупроводниках	2
10	Квантовый конфайнмент	2
11	Квазичастицы. Экситоны	2
12	Квазичастицы. Фононы. Плазмоны. Поляритоны	2
13	Блоховские волны. Зоны Бриллюэна	2
14	Полупроводниковые гетероструктуры	2
15	Неравновесные носители заряда	2
16	Оптическая генерация неравновесных носителей заряда	2
17	Термоэлектронная эмиссия	2
18	Автоэлектронная эмиссия	2
Итого за 7 семестр		36
ИТОГО		36

Планы практических занятий

Тема 1. Соотношение неопределенностей и волновая функция

Цель занятия: изучение способов описания движения микрочастиц с учетом принципов корпускулярно-волнового дуализма.

Краткая теория

Отличие микрочастицы от макроскопической частицы, подчиняющейся законам классической механики, заключается, в частности, в том, что для описания движения микрочастицы понятие траектории оказывается, вообще говоря, неприменимым.

Соотношение неопределенностей Гейзенберга, указывающее на невозможность одновременного измерения координаты и импульса микрочастицы

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2} \quad (1.1)$$

Из него следует, что чем точнее мы определяем координату частицы, т. е. чем меньше Δx , тем более неопределенной становится проекция импульса частицы Δp_x на эту координатную ось и наоборот.

Соотношением неопределенностей для энергии и времени:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \quad (1.2)$$

Здесь ΔE — неопределенность энергии системы, т. е. разность двух измерений энергии системы, проведенных в два различных момента времени, отличающихся на Δt .

Первый постулат квантовой механики гласит: состояние частицы в квантовой механике описывается волновой функцией $\Psi(x, y, z, t)$, являющейся функцией пространственных координат и времени.

Вероятностный смысл волновой функции в квантовой механике: квадрат модуля волновой функции $\Psi(x, y, z, t)$ определяет плотность вероятности w

того, что в момент времени $t \geq 0$ частица может быть обнаружена в точке пространства с координатами x , y и z .

$$w = \frac{dP}{dV} = |\Psi|^2 \quad (1.3)$$

Вероятность P , того, что частица будет обнаружена в любой области пространства конечного объема V :

$$P = \int_V |\Psi|^2 dV$$

Условие нормировки волновой функции:

$$\int_{V \rightarrow \infty} |\Psi|^2 dV = 1$$

Задачи

1.1. Используя соотношение неопределенностей Гейзенберга, получите оценочное соотношение, определяющее границы применимости классической механики для описания движения частицы в некоторой области пространства с характерным линейным размером L .

1.2. Используя соотношение неопределенностей энергии и времени, найдите естественную ширину $\Delta\lambda$ спектральной линии излучения атома. Среднее время жизни атома в возбужденном состоянии $\tau = 10^{-8}$ с, длина волны излучения $\lambda = 500$ нм.

1.3. Оценить наименьшие погрешности, с которыми можно определить скорость электрона и протона, локализованных в области размером 1 мкм.

1.4. Электрон с кинетической энергией $K = 10$ эВ локализован в области размером $l = 1$ мкм. Оценить относительную неопределенность скорости электрона.

1.5. В момент времени $t = 0$ волновая функция, описывающая квантовое состояние частицы, движущейся вдоль оси x имеет вид

$$\psi(x,0) = A \exp\left(-\frac{x^2}{a^2} + ibx\right),$$

где A , a и b – известные действительные константы.

Определите зависимости от координаты x : действительной части волновой функции, квадрата модуля волновой функции.

1.6 В некоторый момент координатная часть волновой функции имеет вид $\psi(x) = A \exp(ikx - x^2/4\sigma^2)$, где A , k и σ - постоянные. Изобразить примерный вид зависимости действительной части $\psi(x)$, $|\psi(x)|^2$ по модулю.

Тема 2. Одномерная прямоугольная потенциальная яма

Цель занятия: изучение движения микрочастиц в прямоугольной бесконечной потенциальной яме и яме конечной глубины

Краткая теория

Одномерное уравнение Шредингера для поиска вида волновой функции

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m_0}{\hbar^2}[E - U(x)]\psi = 0, \quad (2.1)$$

Полная энергии частицы, находящейся в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками,

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_0 a^2} n^2, n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.2)$$

Волновые функции частицы в одномерной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками имеют вид

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{\pi n x}{a}, 0 < x < a, n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.3)$$

Выражение, определяющее энергетический спектр частицы в яме конечной глубины

$$k_2 a = \pi n - 2 \arcsin \frac{\hbar k_2}{\sqrt{2m_0 U_0}} \quad (2.4)$$

здесь $k_1 = \sqrt{\frac{2m_0}{\hbar^2}(U_0 - E)}$, $k_2 = \sqrt{\frac{2m_0}{\hbar^2}E}$, a - ширина ямы, U_0 - высота ямы, E

- энергия частицы.

Волновая функция частицы в яме конечной глубины

$$\psi_2(x) = c \sin(k_2 x + \alpha) \quad (2.5)$$

где $\alpha = \arctan\left(\frac{k_2}{k_1}\right)$

Коэффициенты отражения и прохождения

$$R = \frac{|\vec{j}_{omp}|}{|\vec{j}_{nad}|}, \quad D = \frac{|\vec{j}_{np}|}{|\vec{j}_{nad}|}$$

где \vec{j}_{nad} , \vec{j}_{omp} , \vec{j}_{np} - потоки падающих, отраженных и прошедших электронов, определяемые из соотношения

$$\vec{j} = \frac{i\hbar}{2m_0} [\psi \text{grad}\psi^* - \psi^* \text{grad}\psi] \quad (2.6)$$

Задачи

2.1 Частица массы m находится в одномерной прямоугольной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками. Найти энергию частицы в стационарном состоянии, если ширина ямы l и число узлов волновой функции равно N .

2.2 Частица находится в одномерной прямоугольной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками. Найти массу частицы, если ширина ямы l и разность энергий 3-го и 2-го энергетических уровней равна ΔE .

2.3 Частица находится в основном состоянии в одномерной прямоугольной потенциальной яме шириной l с бесконечно высокими стенками. Найти вероятность пребывания частицы в области $l/3 < x < 2l/3$.

2.4 Частица массы m находится в одномерной потенциальной яме рис.5. Найти энергию основного состояния, если на краях ямы ψ -функция вдвое меньше, чем в середине.

2.5 Частица массы m падает на прямоугольную потенциальную яму шириной l и глубиной U_0 . Энергия частицы вне ямы равна E . Найти коэффициент прозрачности ямы для данной частицы.

2.6 Исходя из условия предыдущей задачи и зная выражение для коэффициента прозрачности в данном случае, найти длину ямы, при которой коэффициент отражения R максимален.

Тема 3. Туннелирование через прямоугольный потенциальный барьер

Цель занятия: изучение эффекта прохождения микрочастиц через прямоугольный потенциальный барьер.

Краткая теория

Коэффициент прохождения частиц через прямоугольный потенциальный барьер

$$D = \frac{16k_1^2 k_2^2}{(k_1^2 + k_2^2)} e^{-2k_2 a} \quad (3.1)$$

здесь $k_1 = \sqrt{\frac{2m_0}{\hbar^2} E}$, $k_2 = \sqrt{\frac{2m_0}{\hbar^2} (U_0 - E)}$, a - ширина барьера, U_0 - высота ямы, E - энергия частицы.

Коэффициент прохождения частиц через барьер произвольной формы

$$D = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m_0(U(x) - E)} dx \right] \quad (3.2)$$

Задачи

3.1 Определить коэффициент прохождения электронов с энергией $E > U_0$ через прямоугольный потенциальный барьер шириной l .

3.2 Электроны с энергией $E > U_0$ падают на прямоугольный потенциальный барьер шириной l . Определить коэффициент рассеяния электронных волн.

3.3 Коэффициент прохождения протонов через потенциальный барьер равен 0,8. Определить показатель преломления волн де Бройля на границе барьера.

3.4 Коэффициент прохождения электронов через низкий потенциальный барьер равен коэффициенту отражения. Определить во сколько раз кинетическая энергия электронов больше высоты потенциального барьера.

Тема 4. Квантовые статистики

Цель занятия: изучение распределения фермионов и бозонов в системах многих частиц по квантовым состояниям.

Краткая теория

Среднее число бозонов $\langle n \rangle$, находящихся в квантовом состоянии с энергией E при температуре системы T (распределение Бозэ-Эйнштейна)

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-\mu}{kT}\right) - 1} \quad (4.1)$$

μ - некоторая функция параметров состояния системы, в частности температуры.

Соотношение определяющее среднее число ферми-частиц, находящихся в квантовом состоянии с энергией E при температуре T (распределением Ферми – Дирака)

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-\mu}{kT}\right)+1} \quad (4.2)$$

Задачи

4.1 Воспользовавшись распределением Бозе-Эйнштейна, получите формулу Планка для равновесного теплового излучения.

4.2 Найдите при температуре 300 К наиболее вероятную и среднюю энергию фотонов.

4.3 Найдите среднюю скорость свободных электронов в квантовой системе при 0 К. Принять $\mu=5,5$ эВ.

4.4 Найдите коэффициент сжимаемости электронного газа в меди при температуре 0 К.

Тема 5. Плотность состояний. Уравнения Максвелла и Гельмгольца. Уравнение Шредингера

Цель работы: ознакомление со свойствами решений уравнений Гельмгольца и Шредингера, изучение характеристики плотности состояний.

Наиболее общая форма уравнения Шрёдингера — это форма, включающая зависимость от времени:

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

где \hat{H} — гамильтониан.

Пример нерелятивистского уравнения Шрёдингера в координатном представлении для точечной частицы массы m , движущейся в потенциальном поле с потенциалом $V(\vec{r}, t)$:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}, t) \right] \Psi(\vec{r}, t)$$

В данном примере гамильтониан $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\vec{r}, t)$.

Уравнение Гельмгольца — это эллиптическое дифференциальное уравнение в частных производных:

$$(\Delta + k^2)U = f$$

где $\Delta = \nabla^2$ — это оператор Лапласа, а неизвестная функция U определена в \mathbb{R}^n (на практике уравнение Гельмгольца применяется для $n = 1, 2, 3$).

Задачи

5.1. Вывести формулу для расчета плотности состояний в одномерном и двухмерном случае для частицы массой m .

5.2. Сравните уравнение Гельмгольца и уравнение Шредингера для стационарных состояний. Выпишите сходства и различия.

5.3. Зная выражение для расчета плотности мод для трехмерного случая $D_3(k)$, получить для частицы массой m зависимость $D_3(E)$ от энергии E и $D_3(p)$ от импульса p .

5.4. Начертить графики зависимости плотности состояний для электромагнитных волн и для электронов в трехмерном случае.

5.5. Начертите дисперсионные кривые $E(p)$ или $E(k)$ для частицы в прямоугольной яме с бесконечными стенками.

5.6. Найти длину волны, соответствующую энергии ионизации атома водорода.

5.7. Вывести формулу для расчета расстояния между соседними энергетическими уровнями в одномерной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками.

5.8. Найти расстояние между соседними энергетическими уровнями

а) для свободного электрона в металле. Считать, что электрон находится в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками. Размеры

потенциальной ямы оценить самостоятельно, считая их равными размеру куска металла (10 см),

б) для электрона в атоме (размер атома оценивается в 10^{-10} см). Сравнить результаты, полученные в а) и б), сделать выводы.

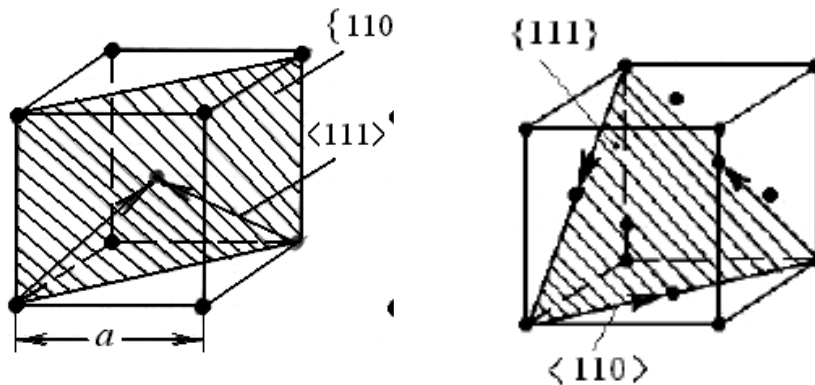
5.9. Вычислить плотность состояний для нерелятивистского одноатомного ферми-бозе-газа с законом дисперсии $E = p^2 / (2m)$.

Тема 6. Структура полупроводников

Цель занятия: изучение основных принципов расчета и проектирования тонкопленочных резисторов сложной формы.

Краткая теория

Структуры кубической гранцентрированной и объемноцентрированной решеток



Вектор трансляции в обратной решетке

$$\vec{K} = h\vec{b}_1 + k\vec{b}_2 + l\vec{b}_3$$

Здесь h, k, l – индексы Миллера.

Задачи

6.1 Длина ребра куба в кристалле алмаза составляет 0,365 нм. Найдите расстояние между двумя ближайшими соседними атомами.

6.2 Определите число атомов в элементарной кубической, кубической гранецентрированной, кубической объемноцентрированной решетке..

6.3 Постоянная кристаллической решетки кремния 0,357 нм, определите величину концентрации валентных электронов

6.4 Определите число атомов, приходящихся на 1 см² в плоскостях (100), (110), (111).

6.5 Пусть точкам пересечения некоторой плоскости в кристалле соответствуют числа 2,1,4. Каковы при этом значения индексов Миллера.

Тема 7. Зонная структура полупроводников

Цель занятия: изучение зонной энергетической модели полупроводниковых материалов

Краткая теория

Энергетический спектр электронов в кристалле имеет зонный характер.

Уравнение Шредингера решают при циклических граничных условиях.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - u) \Psi = 0 \quad (7.1)$$

Решение этого уравнения по Блоку можно записать в виде

$$\psi(x) = u_1(x) e^{ikx} \quad (7.2)$$

где $u_1(x)$ - периодическая функция, период которой совпадает с периодом потенциала $u(x)$, т.е. равен d ($d=a+b$, где a - ширина потенциальной ямы; b - ширина потенциального барьера согласно модели Кронига-Пенни).

Потолки разрешенных зон наблюдаются при условии:

$$k = \frac{n\pi}{a}, \quad (7.3)$$

где $n=1,2,3\dots$

Собственные значения энергии электрона должны быть периодическими функциями волнового вектора k

$$E(k_x) = E(k_x \pm n2\pi/a_x). \quad (7.4)$$

Задачи

7.1 Определите число дискретных уровней в кубическом кристалле с размером грани 1 см, полагая межатомное расстояние 0,02 нм.

7.2 Определить число энергетических уровней в каждой зоне для вещества объемом 1 см³ с параметров решетки 0,25 нм.

7.3 Постройте качественно зонные энергетические диаграммы железа, германия и фтора.

7.4 Найти выражение для оценки радиуса сферы Ферми в обратном пространстве для решетки, содержащей N атомов с Z валентных электронов.

Тема 8. Собственная концентрация носителей заряда в полупроводниках

Цель занятия: изучение методов расчета носителей заряда в собственных полупроводниках

Краткая теория

Положение уровня Ферми в собственном полупроводнике

$$E_F = \frac{E_C - E_V}{2} + kT \ln\left(\frac{m_p}{m_n}\right)^{3/4} \quad (8.1)$$

Собственная концентрация носителей заряда в полупроводнике

$$n_i = p_i = 2 \frac{(2\pi\sqrt{m_n m_p} kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (8.2)$$

Эффективная плотность состояний в зоне проводимости

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi \cdot m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (8.3)$$

Эффективная плотность состояний в валентной зоне

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi \cdot m_p^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (8.4)$$

Задачи

8.1 Образец кремния находится при температуре 300 К. Найдите удельное электрическое сопротивление, если известно, что $n_i = 6,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 1200 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $\mu_p = 250 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

8.2 Вычислите вероятность нахождения электронов на уровнях $E_f + 0,1 \text{ эВ}$ и $E_f - 0,1 \text{ эВ}$ при температурах 0, 150, 300, 1000 К.

8.3 Вычислите эффективную плотность уровней N_c , N_v для кремния при комнатной температуре, считая эффективные массы носителей через массу электрона $m_n = 1,1m$, $m_p = 0,56m$.

8.4 Выведите формулу для эффективной плотности энергетических уровней в пределах зоны шириной $1,2kT$.

8.5 Получите выражение, связывающее положение собственного уровня Ферми с положением центра запрещенной зоны.

Тема 9. Концентрации носителей в донорных и акцепторных полупроводниках

Цель занятия: изучение основных принципов работы пленочных резисторов в цепях высокой частоты.

Краткая теория

Концентрации электронов в электронном полупроводнике и дырок в дырочном полупроводнике

$$n = \sqrt{N_D \frac{(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_C - E_D}{2kT}}},$$

$$p = \sqrt{N_A \frac{(2\pi m_p kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_A}{2kT}}}.$$

Положение уровня Ферми в электронном полупроводнике

$$E_F = \frac{E_c + E_d}{3} - \frac{k_B T}{2} \ln \frac{2N_c}{N_d}$$

Задачи

9.1 Имеется полупроводник p-типа. Каким будет положение уровня Ферми относительно энергии акцепторного уровня при 0 К и при некоторой температуре T_{max} ?

9.2 Образец кремния находится в состоянии термодинамического равновесия и содержит донорные примеси с концентрацией $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Найдите температуру при которой $p = 0,1n$.

9.3 Вычислите концентрацию атомов акцепторной примеси, которая потребуется для достижения максимального удельного сопротивления кремния при $\frac{\mu_n}{\mu_p} = 2,18$, $n_i = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

9.4 Имеется образец кремния, легированный атомами фосфора, причем $E_c - E_d = 0,044 \text{ эВ}$. Какова относительная доля легированной примеси при 50 и 300 К.

Тема 10. Квантовый конфайнмент

Цель работы: ознакомление с перестройкой свойств наноструктур при уменьшении их размеров

Краткая теория

Изменение размера квантового нано кристалла приводит к изменению длины волны его люминесценции. Перестройка оптических характеристик

может происходить в диапазоне от ближнего ультрафиолета до ближней инфракрасной области. Это явление обусловлено наличием квантового конфайнмента, который приводит к перестройке электронной энергетической структуры нанокристалла при изменении его размера.

Задачи

10.1. Рассмотреть изменение ширины запрещенной зоны для некоторых полупроводников и диэлектриков (см. таблицу 1). Исследовать серии $\text{CdTe} \rightarrow \text{CdSe} \rightarrow \text{CdS}$; $\text{ZnTe} \rightarrow \text{ZnSe} \rightarrow \text{ZnS}$; $\text{HgTe} \rightarrow \text{CdTe} \rightarrow \text{ZnTe}$; $\text{InSb} \rightarrow \text{InAs}$; $\text{InAs} \rightarrow \text{GaAs}$.

Попытайтесь предсказать, чему равна ширина запрещенной зоны для HgS , HgSe , PbTe , InN .

10.2. Исследовать спектры поглощения для наностержней и наноточек

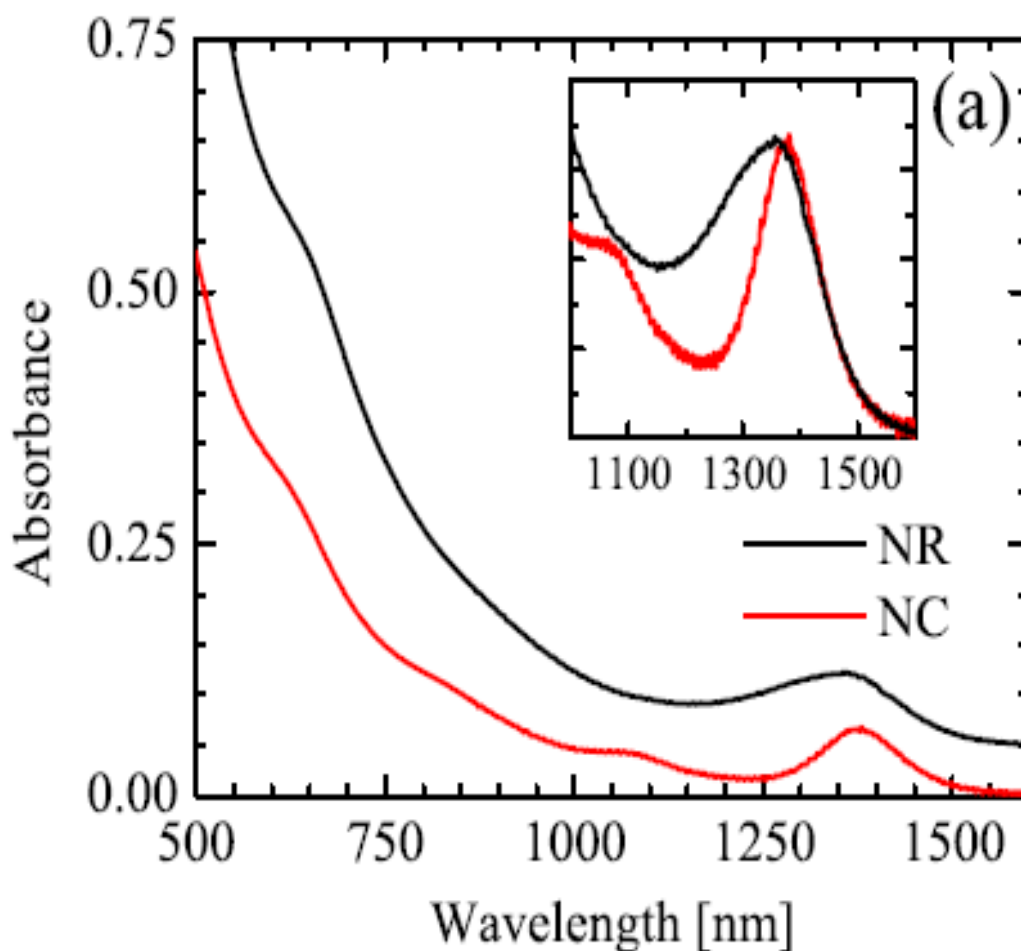


Таблица 1

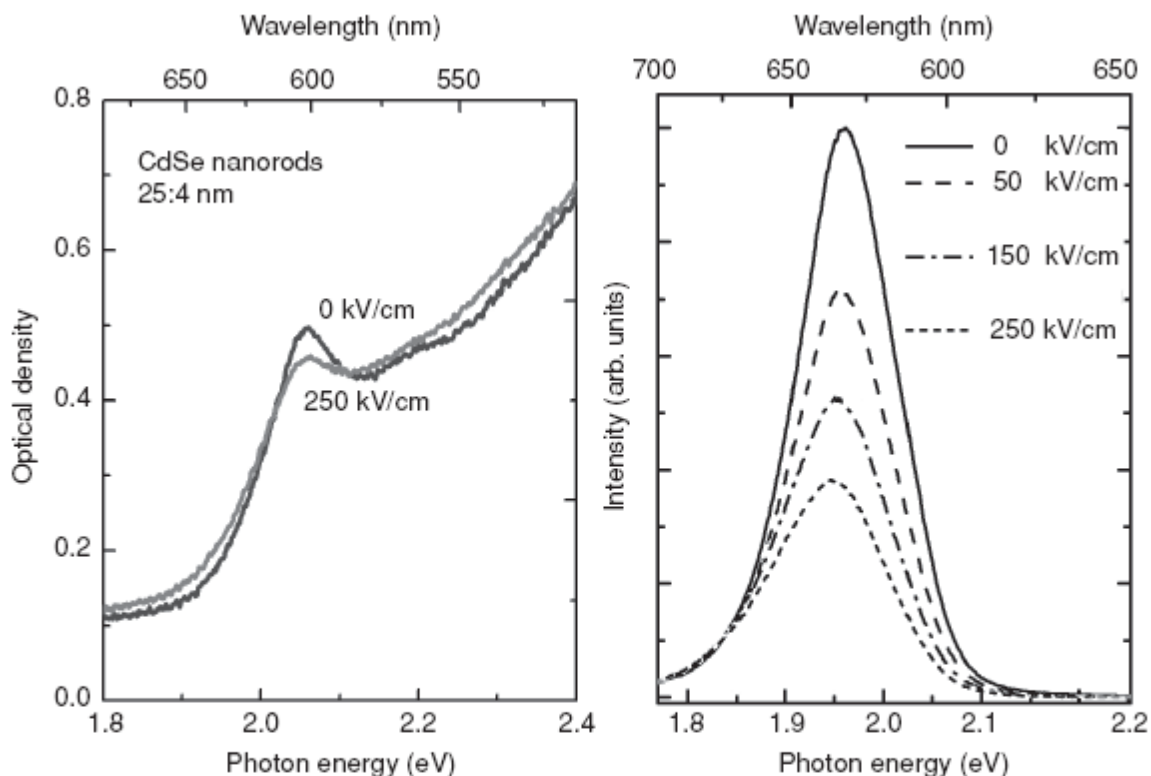
Table 4.1. Band gap energy and relevant wavelength for semiconductor and dielectric crystals [17]					
Crystals of group IV elements			Crystals of III–V compounds		
Crystal	Band gap energy E_g	Light wavelength corresponding to E_g	Crystal	Band gap energy E_g	Light wavelength corresponding to E_g
Si*	1.14 eV	1.1 μm	GaN	3.50 eV	354 nm
Ge*	0.67 eV	1.85 μm	GaP*	2.26 eV	550 nm
			GaAs	1.43 eV	870 nm
			InAs	0.42 eV	2.95 μm
			InSb	0.18 eV	6.9 μm
Crystals of II–VI compounds			Crystals of I–VII compounds		
Crystal	Band gap energy E_g	Light wavelength corresponding to E_g	Crystal	Band gap energy E_g	Light wavelength corresponding to E_g
ZnS	3.68 eV	337 nm	LiF	12 eV	100 nm
ZnSe	2.80 eV	440 nm	NaCl	>4 eV	<300 nm
ZnTe	2.25 eV	550 nm	CuCl	3.2 eV	390 nm
CdS	2.58 eV	480 nm	CuBr	2.9 eV	420 nm
CdSe	1.84 eV	670 nm	Crystals of IV–VI compounds		
CdTe	1.6 eV	770 nm	PbS	0.41 eV	3.0 μm
HgTe	0.15 eV	8.2 μm	PbSe	0.28 eV	4.4 μm
* Indirect-gap materials					

Задание 10.3

1. Сравнить спектры поглощения для наностержней и наноточек, представленные на рисунке. Выписать различия.
2. Оценить длину волны, соответствующую разрешенным уровням энергии.
3. Найти разность энергий ΔE между соседними энергетическими уровнями (для какой кривой это возможно?). Сравнить с шириной запрещенной зоны объемного материала.

10.4. Оценить значение эффективной массы электрона. Сравнить со значением эффективной массы для объемного материала.

10.5. Оценить эффект квантового конфинмента по спектру поглощения наностержней CdSe (см. рисунок). Сравнить с шириной запрещенной зоны объемного материал



Optical properties of CdSe nanorods with length 25 nm and diameter 4 nm in a polymer matrix. Left: Absorption spectrum with and without an external electric field applied. Right: Photoluminescence emission spectra of nanorods for various applied voltages.

Тема 11. Квазичастицы. Экситоны

Цель работы: ознакомление со свойствами квазичастиц - экситонов

Краткая теория

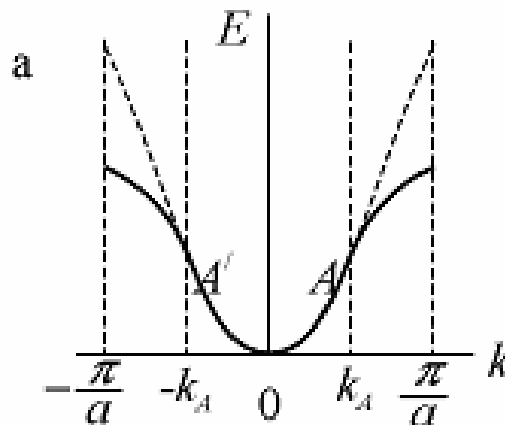
Экситон квазичастица, представляющая собой электронное возбуждение в диэлектрике, полупроводнике или металле, мигрирующее по кристаллу и не связанное с переносом электрического заряда и массы. Представляет собой связанное состояние электрона и дырки. При этом, его следует считать самостоятельной элементарной (не сводимой) частицей в случаях, когда энергия взаимодействия электрона и дырки имеет тот же

порядок, что и энергия их движения, а энергия взаимодействия между двумя экситонами мала по сравнению с энергией каждого из них. Экситон можно считать элементарной квазичастицей в тех явлениях, в которых он выступает как целое образование, не подвергающееся воздействиям, способным его разрушить.

Экситон может быть представлен в виде связанного состояния электрона проводимости и дырки, расположенных или в одном узле кристаллической решётки (экситон Френкеля, $a^* < a_0$, a^* - радиус экситона, a_0 — период решётки), или на расстояниях, значительно больше межуатомных (экситон Ванье - Мотта, $a^* \gg a_0$). В полупроводниках, за счёт высокой диэлектрической проницаемости, существуют только экситоны Ванье - Мотта. Экситоны Френкеля применимы, прежде всего, к молекулярным кристаллам.

Задания

11.1. Исследовать дисперсионную кривую частицы, построенную для первой зоны Бриллюэна. Построить график зависимости эффективной массы данной частицы m^* от k .



11.2. Исследовать зонную структуру кремния Si.

а) определить, каким полупроводником является кремний: прямозонным или непрямозонным,

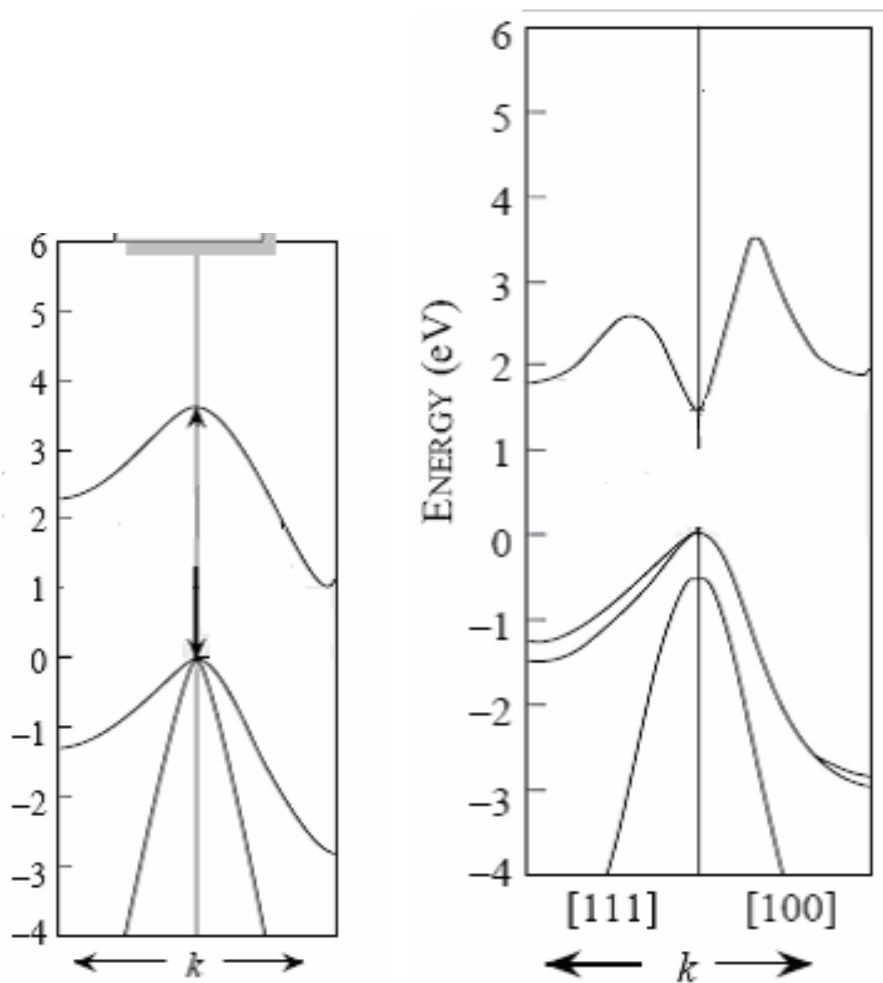
б) найти ширину запрещенной зоны в) указать зону тяжелых и легких дырок.

11.3. Исследовать зонную структуру арсенида галлия GaAs.

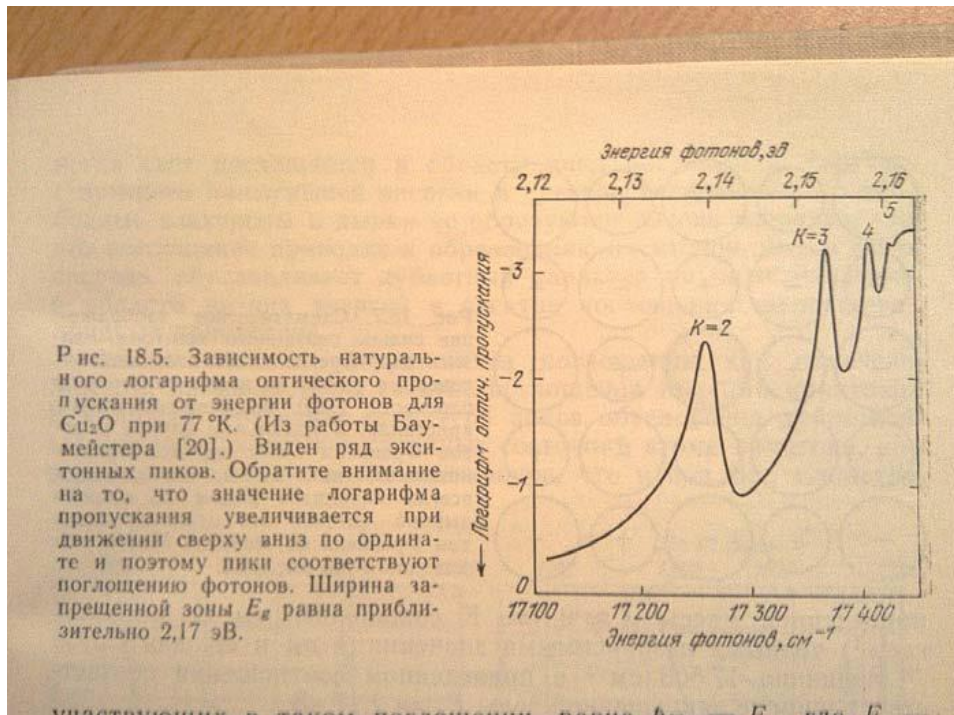
а) определить, каким полупроводником является рассматриваемый материал: прямозонным или непрямозонным,

б) найти ширину запрещенной зоны,

в) найти энергию расщепления зоны Δ .



11.4. Исследовать спектр поглощения кристалла Cu_2O . Рассчитать энергию экситонного уровня с $k=1$. К какой области спектра относятся экситонные линии поглощения?



11.5. Ознакомьтесь со спектрами отражения от объемного кристалла ZnO (рис.1) и от структуры с квантовой ямой ZnO/ZnMgO рис.2. Пик А соответствует экситону тяжелой дырки, пик В – экситону легкой дырки. Сравните спектры. Сделать выводы.

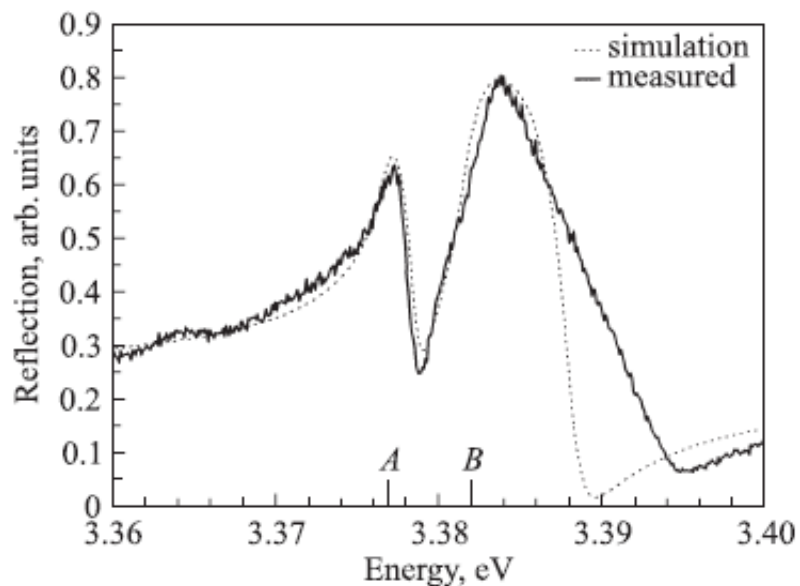


Рис. 1. Спектр отражения от объемного слоя ZnO (сплошная линия), измеренный при $T = 25\text{K}$, и результат численного моделирования (пунктирная линия).

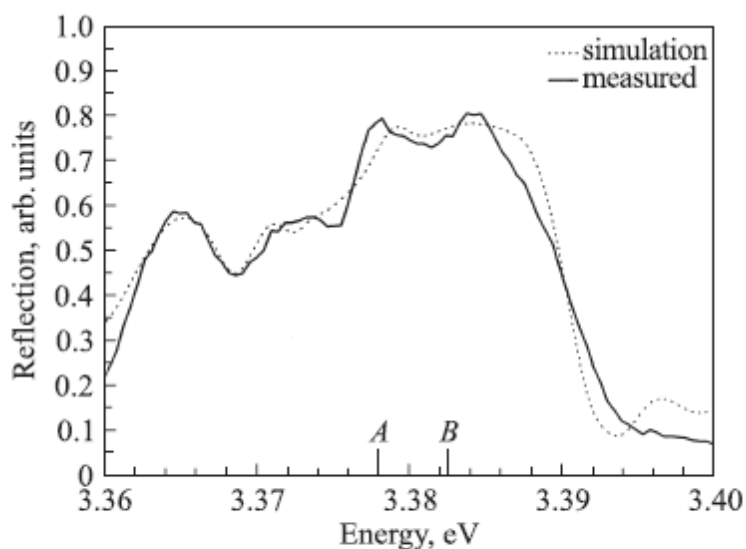


Рис. 2. Спектр отражения от КЯ шириной 2.2 нм (сплошная линия), измеренный при $T = 25$ К, и результат численного моделирования (пунктирная линия).

Тема 12. Квазичастицы. Фононы. Плазмоны. Поляритоны.

Цель работы: ознакомление с параметрами фононов, плазмонов и поляритонов.

Краткая теория

Концепция фонона оказалась очень плодотворной в физике твёрдого тела. В кристаллических материалах атомы активно взаимодействуют между собой, и рассматривать в них такие термодинамические явления, как колебания отдельных атомов, затруднительно. Получаются огромные системы из триллионов связанных между собой линейных дифференциальных уравнений, аналитическое решение которых невозможно. Колебания атомов кристалла заменяются распространением в веществе системы звуковых волн, квантами которых и являются фононы. Спин фонона равен нулю (в единицах \hbar). Фонон принадлежит к числу бозонов и описывается статистикой Бозе-Эйнштейна. Фононы и их взаимодействие с электронами играют фундаментальную роль в современных представлениях о физике сверхпроводников, процессах теплопроводности, процессах рассеяния в твердых телах. Модель кристалла металла можно представить

как совокупность гармонически взаимодействующих осцилляторов, причем наибольший вклад в их среднюю энергию дают колебания низких частот, соответствующие упругим волнам, квантами которых и являются фононы.

Плазмоны играют большую роль в оптических свойствах металлов. Свет с частотой ниже плазменной частоты отражается, потому что электроны в металле экранируют электрическое поле световой электромагнитной волны. Свет с частотой выше плазменной частоты проходит, потому что электроны не могут достаточно быстро ответить, чтобы экранировать его. В большинстве металлов плазменная частота находится в ультрафиолетовой области спектра, делая их блестящими в видимом диапазоне. В легированных полупроводниках плазменная частота находится обычно в инфракрасной области.

Энергию плазмона можно оценить в модели почти свободных электронов как:

$$E_p = \hbar\omega_p = \hbar e \sqrt{\frac{n}{m\epsilon_0}},$$

где n — плотность валентных электронов, e — элементарный заряд, m — масса электрона и ϵ_0 — проницаемость вакуума.

Поверхностные плазмоны (плазмоны, ограниченные поверхностями) сильно взаимодействуют со светом, приводя к образованию поляритонов. Они играют роль в поверхностном усилении рамановского рассеяния света и в объяснении аномалий в дифракции металлов. Поверхностный плазмонный резонанс используется в биохимии, чтобы определять присутствие молекул на поверхности.

Локализованный поверхностный плазмон присутствует в мелких металлических частицах (наночастицах), таких как золото или серебро. При достаточно малых размерах частиц (диаметр частицы $<$ длина волны входящего электромагнитного излучения), она может быть рассмотрена как

колеблющийся диполь. Поглощённая энергия электромагнитного излучения может существенно нагревать наночастицы .

Поляритон (англ. polariton) — составная квазичастица, возникающая при взаимодействии фотонов с элементарными возбуждениями среды - оптическими фононами, экситонами, плазмонами, магнонами и так далее (которые называются соответственно фононными поляритонами, экситонными поляритонами (светоэкситонами), плазмон-поляритонами, магнонными поляритонами и так далее). Взаимодействие электромагнитных волн с возбуждениями среды, приводящее к их связи, становится особенно сильным, когда одновременно их частоты ω и волновые векторы k совпадают (резонанс). В этой области образуются связанные волны, то есть поляритоны, которые обладают характерным законом дисперсии $\omega(k)$. Их энергия состоит частично из электромагнитной и частично из энергии собственных возбуждений среды.

Для описания фононных поляритонов необходимо решить уравнения колебаний кристаллической решётки совместно с уравнениями Максвелла. В простейшем случае кубического кристалла с изолированными фононным резонансом на частоте ω_0 решение даёт следующее соотношение для дисперсии фононных поляритонов (без учёта затухания):

$$\left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 = \varepsilon(\omega) = \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \varepsilon_\infty,$$

где ε — диэлектрическая проницаемость среды, ε_∞ — высокочастотная (по отношению к ω_0) диэлектрическая проницаемость, ω_0 , ω_L — частоты поперечного и продольного длинноволновых оптических фононов.

Задачи

12.1. Рассмотреть дисперсионные зависимости для фононов в бесконечной одномерной цепочке, элементарная ячейка которой содержит две различные частицы. Найти значения максимальной и минимальной

частоты для акустической и оптической ветви. Отметить эти значения на графике дисперсионных зависимостей для первой зоны Бриллюэна .

12.2 Построить дисперсионные зависимости для фононов в одномерной цепочке, элементарная ячейка которой содержит две различные частицы. Параметры: $m_1=2$, $m_2=5$, $\beta=35000$. Отметить на графике запрещенные и разрешенные зоны.

12.3 Теоретическая часть. Квантово-размерные эффекты проявляются и в колебательных спектрах квантовых точек. В колебательных спектрах нанокристаллов эффекты размерного квантования проявляются как в области акустических, так и оптических колебаний. Небольшой объем кристаллической структуры приводит к ярко выраженному квантованию колебательных состояний в зоне Бриллюэна, а малость нанообразований является фактором, приводящим к нарушению правил отбора по квазиимпульсу. Поэтому для широкозонного решеточного колебания возможно экспериментально наблюдение отдельных колебательных мод. Полупроводниковые нанокристаллы обычно исследуются в стеклянной матрице, в которой концентрация полупроводников группы A_2B_6 , не превышает 0,1...1,5 %.

При рассмотрении колебательного спектра нанообъектов обычно используют макроскопическое или континуальное приближение, которое рассматривает кристалл как непрерывную среду. Это приближение включает в себя три различных модели: модель упругого, механического и диэлектрического континуума. Модель упругого континуума хорошо подходит для описания низкочастотных (акустических) колебаний.

Модель упругого континуума

Континуальное приближение является подходом феноменологическим. Задача о собственных колебаниях однородного упругого тела сферической формы со свободной границей впервые была поставлена и решена Лэмбом. Лэмб получил, что основная мода колебаний сферы, соответствующая

полносимметричному колебанию, соответствующему попеременному сжатию и расширению сферы, имеет частоту, которая определяется упругой постоянной среды C_{11} , плотностью среды ρ и радиусом сферы R :

$$\omega = \frac{0,84}{2R} \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}} \quad \text{или} \quad \omega = \frac{\beta v_l}{2Rc}$$

Во втором выражении c - скорость света, v_l - продольная скорость звука, β - коэффициент, зависящий от соотношений продольной и поперечной скорости звука в полупроводнике.

Задание к задаче 12.3.

Используя экспериментальный спектр рамановского рассеяния для стекол с нанокристаллами $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ (рис.1), показать правильность формулы Лэмба для расчета частоты колебаний основной моды сферической наночастицы. Построить график (какой?). На графике представить экспериментальные результаты и теоретическую кривую. Сделать вывод

Примечание: расчеты дополнить необходимыми словесными пояснениями.

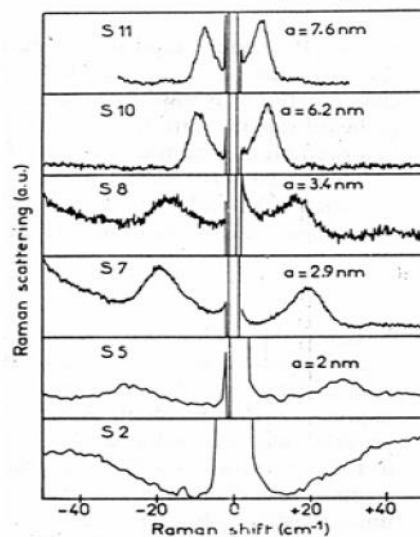


Рис.1. Стоксовое и антистоксовое низкочастотное рамановское рассеяние для стекол, содержащих $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ нанокристаллы с разными радиусами a , указанными на рисунке.

Тема 13. Блоховские волны. Зоны Бриллюэна.

Цель работы: ознакомление с описанием движения электронов в периодическом потенциале.

Краткая теория

Блоховская волна (волна Блоха) - названная в честь Феликса Блоха волновая функция частицы (обычно электрона), расположенной в периодическом потенциале. Состоит из произведения плоской волны на некоторую периодическую функцию (периодическая часть блоховской волновой функции) $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$, имеющую ту же периодичность, что и потенциал.

$$\psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}),$$

где $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{n})$ - периодические функции, \mathbf{k} - волновой вектор частицы.

Согласно теореме Блоха, в таком виде можно представить все собственные функции периодической системы. Соответствующие им собственные значения энергии $E_n(\mathbf{k}) = E_n(\mathbf{k} + \mathbf{K})$ периодичны по векторам обратной решётки \mathbf{K} . Поскольку уровни энергии, относящиеся к конкретному индексу n , изменяются непрерывно по волновым векторам \mathbf{k} , говорят об энергетической зоне с индексом n . Так как собственные значения энергии при заданном n периодичны по \mathbf{k} , то волновой вектор может быть задан лишь с точностью до векторов обратной решётки, все различные значения $E_n(\mathbf{k})$ соответствуют векторам \mathbf{k} из первой зоны Бриллюэна обратной решётки, и рассмотрению подлежат именно они.

Задачи

13.1. Используя метод плоских волн, найти спектр энергий в одномерном кристалле для значений волнового вектора на границе зоны Бриллюэна.

13.2. Показать, что для любого состояния электрона в кристалле групповая скорость в два раза больше фазовой скорости. Найти соотношение

между групповой и фазовой скоростью, если закон дисперсии имеет вид $\epsilon(k) = \epsilon_0 + \alpha k^2$, а также показать, что $v_g = v_p$, если $\epsilon(k) = \epsilon_0 + \alpha k^2$.

13.3. Вычислить функции Ванье для случая простой кубической решетки, когда блоховская функция задается плоской волной (электрон в пустой решетке).

13.4. Для простой кубической решетки с длиной ребра a вычислить 4 нижних энергии свободных электронов, если волновой вектор в схеме приведенных зон имеет длину $\pi/2a$ и перпендикулярен грани куба.

13.5. Получить выражение для тензора эффективной массы кристалла с простой кубической решеткой, если спектр энергий имеет вид

Тема 14. Полупроводниковые гетероструктуры

Цель работы: ознакомления со свойствами полупроводниковых гетероструктур.

Краткая теория

Гетероструктура - термин в физике полупроводников, обозначающий выращенную на подложке слоистую структуру из различных полупроводников, в общем случае отличающихся шириной запрещенной зоны. Между двумя различными материалами формируется гетеропереход, на котором возможна повышенная концентрация носителей, и отсюда - формирование вырожденного двумерного электронного газа. В отличие от гомоструктур обладает большей гибкостью в конструировании нужного потенциального профиля зоны проводимости и валентной зоны. Для роста используют много методов, среди которых можно выделить два:

- Молекулярно-лучевая эпитаксия,
- MOCVD.

Первый метод позволяет выращивать гетероструктуры с высокой точностью (с точностью до атомного монослоя). Второй же не отличается

такой точностью, но по сравнению с первым методом обладает более высокой скоростью роста.

Задачи

14.1. В структуре полупроводник-диэлектрик (Si-SiO_2) в диэлектрике находится встроенный положительный заряд плотностью 10^{13} элементарных зарядов на см^{-2} . Кремний p-типа, концентрация мелких акцепторов 10^{15} см^{-3} , примесь в объёме далека от истощения. Пренебрегая поверхностными состояниями на границе найти максимальную напряжённость электрического поля в кремнии, оценить размер ОПЗ и изгиб зон в вольтах. Диэлектрическую проницаемость диоксида кремния считать равной 2, диэлектрическая проницаемость кремния – 11.8.

14.2. Найти значение волнового числа электрона (и тяжёлой дырки), рождённых в GaAs фотоном с энергией 2 эВ. Эффективные массы для электрона и тяжёлой дырки – 0.067 и 0.5 соответственно, ширина запрещённой зоны при комнатной температуре 1.43 эВ.

14.3. (необязательная задача, повышенной сложности). Эффективная масса электронов в InAs составляет 0.02, эффективная масса тяжёлых дырок 0.3, ширина запрещённой зоны при комнатной температуре 0.36 эВ. Найти значение края поглощения при концентрации электронов 10^{19} см^{-3} (эффект Бурштейна-Мосса).

14.4. Построить (качественно) зонную диаграмму полупроводника n-типа в случае, если поверхностные состояния являются а) глубокими акцепторами; б) глубокими донорами.

14.5. Нарисовать зонную диаграмму сверхрешётки первого и второго типов. Оценить, при какой ширине квантовой ямы GaAs, расстояние между основным и первым возбуждённым уровнями электрона станет равным кТ.

Температура комнатная, высоту барьеров принять бесконечной.
Эффективная масса электрона – 0.067.

14.6. * (необязательная задача, повышенной сложности). Найти энергию связи двумерного экситона в основном состоянии

Тема 15. Неравновесные носители заряда

Цель занятия: изучение основных принципов расчета и проектирования гребенчатых конденсаторов.

Краткая теория

Уравнение непрерывности для электронов

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \frac{\partial I_n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (15.1)$$

Для дырок существует аналогичное уравнение с заменой индексов n на p .

Полный ток электронов и дырок складывается из диффузионного и дрейфового токов:

$$\begin{aligned} J_n &= J_{nдр} + J_{nдиф} = en\mu_n\varepsilon + eD_n \frac{dn}{dx} \\ J_p &= J_{pдр} + J_{pдиф} = ep\mu_p\varepsilon + eD_p \frac{dp}{dx} \end{aligned} \quad (15.2)$$

Задачи

15.1. В образце p -Si, находящемся при $T = 300$ К, распределение примеси вдоль оси x : $N_a(x) = Ne^{-\frac{x}{x_0}}$, где $x_0 = 0,5$ мкм. Считая $p(x) = N_A(x)$, вычислить напряженность внутреннего электрического поля E_i и плотности диффузионного и дрейфового токов дырок в зависимости от N . Считать $D_p = 10 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ и $\mu_p = 400 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

15.2. Образец n -Si с удельным сопротивлением $0,6 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ содержит $N_t = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ центров генерации–рекомбинации, расположенных на уровне Ферми для материала с собственной проводимостью. Сечения захвата носителей заряда $\sigma_t = 10\text{-}15 \text{ см}^2$, тепловая скорость $v_t = 107 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$.

1) Вычислить скорость генерации, если область обеднена подвижными носителями заряда;

2) Вычислить скорость генерации в области, где только концентрация неосновных носителей заряда снижена по сравнению с равновесным значением.

15.3 Процесс инжекции носителей заряда приводит к разделению квазиуровней Ферми, относящихся к электронам и дыркам. Покажите, что при нарушении термодинамического равновесия произведение концентрации носителей остается тем же, что и в равновесном состоянии, если вместо ширины запрещенной зоны использовать параметр $E_g - (E_{fn} - E_{fp})$.

15.4 Определите положение квазиуровней Ферми, в полупроводнике, легированном акцепторной примесью с концентрацией 10^{16} см^{-3} , при комнатной температуре, если известно, что $G = 10^{18} \text{ см}/\text{с}$, $\tau_n = 10 \text{ мкс}$, $n_i = 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Тема 16. Оптическая генерация неравновесных носителей заряда

Цель занятия: изучение описания физических основ оптической генерации носителей заряда.

Краткая теория

Вероятность рекомбинации

$$R_0 = \gamma_r n_0 p_0 \quad (16.1)$$

где, γ_r - коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом рекомбинации.

Для равновесного состояния полупроводника справедливо равенство

$$G_0=R_0$$

В случае малого уровня биполярной генерации избыточная концентрация электронов и дырок после прекращения возбуждения уменьшается по экспоненциальному закону и за время τ .

В случае малого уровня возбуждения скорость рекомбинации зависит от Δn по квадратичному закону.

Задачи

16.1 Свет падает на образец кремния, легированный донорами с концентрацией $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При этом генерируется $10^{21} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ электронно-дырочных пар. Генерация происходит равномерно по образцу. Имеется 10^{15} см^{-3} центров генерации-рекомбинации с энергией $E_t = E_i$, поперечные сечения захвата электронов и дырок равны 10^{-14} см^2 . Рассчитать:

1) установившиеся концентрации электронов и дырок после включения света,

2) время релаксации системы после выключения света τ_p и время жизни τ_0 .

16.2 Образец арсенида галлия GaAs подвергается внешнему воздействию, в результате которого генерируется $10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ электронно-дырочных пар. Уровень легирования $N_D = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, время жизни $\tau_0 = 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, $T = 300 \text{ К}$.

Вычислить:

1) коэффициент рекомбинации;

2) избыточную концентрацию неосновных носителей заряда.

16.3 Вычислить относительное изменение проводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ при стационарном освещении с интенсивностью $I = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в германии. Коэффициент поглощения $\gamma = 100 \text{ см}^{-1}$, толщина образца много меньше γ^{-1} .

Рекомбинация происходит на простых дефектах, время жизни $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ с, равновесная концентрация электронов $n_0 = 10^{15}$ см⁻³.

Тема 17. Термоэлектронная эмиссия

Цель занятия: изучение физических принципов осуществления термоэлектронной эмиссии.

Краткая теория

Плотность термоэлектронного тока

$$J = AT^2 \exp\left(\frac{-\Phi_M}{kT}\right) \quad (17.1)$$

где $A = \frac{4\pi e m_0 k^2}{(2\pi\hbar)^3}$

Аналогичную формулу можно привести и для электрона в полупроводнике. Однако в этом случае Φ_M и Φ_P есть разница между покоящимся электроном в вакууме вблизи твердого тела и уровнем Ферми.

Рост электронного тока эмиссии под действием внешнего электрического поля вследствие снижения работы выхода электрона из твердого тела (понижения потенциального барьера) $\phi E = \phi_a - \Delta\phi_{ш}$ называется *эффектом Шоттки*. Снижение работы выхода можно оценить из соотношения:

$$e\Delta\phi_{ш} [\text{эВ}] = e^{3/2} E^{1/2} \quad (17.2)$$

Задачи

17.1 Найти плотность тока термоэмиссии вольфрамового катода при температуре его плавления 3400.

17.2 Какое напряжение нужно приложить к плоскому диоду с катодом из вольфрама для того, чтобы ток, текущий через диод, достиг насыщения?

Температура катода равна $T = 3200^\circ\text{C}$, расстояние между катодом и анодом составляет $d = 5$ мм.

17.3 Какое электрическое поле надо создать около катода для того, чтобы снизить работу выхода электронов из вольфрама за счёт эффекта Шоттки на 1%?

17.4 Вычислить среднюю энергию термоэлектронов, эмитированных из танталового катода при плотности тока эмиссии $j_T = 0,2$ А/см².

17.5 Найти плотность тока термоэмиссии для танталового катода при температуре его плавления 3000 К.

Тема 18. Автоэлектронная эмиссия

Цель занятия: изучение физических принципов осуществления автоэлектронной эмиссии.

Краткая теория

Коэффициент прохождения барьера зависит от энергии электрона W_x в потенциальной яме глубины U_0

$$D(W_x) = \exp\left[-\frac{8\pi\sqrt{2m_e}}{3\hbar e} \cdot \left(\frac{U_0 - W_x}{E^{2/3}}\right)^{3/2} \cdot \theta(\zeta)\right]$$

Плотность тока автоэлектронной эмиссии можно описать формулой Фаулера-Нордгейма:

$$j_{AЭ} \left[\frac{\text{А}}{\text{см}^2} \right] = B_0 \cdot \frac{E^2}{e\varphi_a} \cdot \exp\left(-\frac{(e\varphi_a)^{3/2} \theta(\Delta\varphi_{ш} / \varphi_a)}{E / E_0}\right)$$

Задачи

18.1 Найти коэффициент прозрачности барьера на границе металл - вакуум для молибдена, если постоянная Ричардсона $A = 55$ А/(см²К²), а температурный коэффициент работы выхода $\alpha = 7,8 \cdot 10^{-5}$ эВ/К.

18.2 Считая прозрачность барьера для электронов на границе металл - вакуум (вольфрам) равной $D = 0,4$, найти температурный коэффициент работы выхода и постоянную Ричардсона. Работа выхода, измеренная при $T = 320^\circ\text{C}$ по фотоэмиссии, $\phi_0 = 4,52$ эВ; для термоэмиссии при эмиссионной температуре $4,50$ эВ.

18.3 Пользуясь формулой Нордгейма для плотности тока полевой эмиссии, найти соотношение плотностей тока полевой эмиссии при следующих значениях напряженности электрического поля на катоде: $E_1 = 2 \cdot 10^7$ В/см и $E_2 = 4 \cdot 10^7$ В/см. Катод вольфрамовый.

18.4 Оценить среднюю плотность тока автоэлектронной эмиссии холодного «щёточного» катода из вольфрамовых иголок, если напряжённость электрического поля у острия равна $E = 6 \cdot 10^7$ В/см, эффективная площадь острия $S_0 = 1,0 \cdot 10^{-4}$ мм², а число иголок, приходящихся на 1 см² поверхности холодного «щёточного» катода равна $N = 200$.

Список литературы

1. Рембеза, С. И. (Северо-Кавказский федеральный университет). Физические основы и свойства низкоразмерных структур : учеб. пособие : Направление подготовки 210100.68 – Электроника и нанoeлектроника. Магистратура / С. И. Рембеза, Д. П. Валюхов ; Сев.-Кав. федер. ун-т. – Ставрополь : СКФУ, 2014. – 106 с. : ил. – Библиогр.: с. 103;

2. Введение в процессы интегральных микро- и нанотехнологий : [учеб. пособие] : в 2 т. / [под ред. Ю. Н. Коркишко], Т.2, Технологические аспекты / [М. В. Акуленок, В. М. Андреев, Д. Г. Громов и др.]. – М. : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2011. – 252 с. : ил. – (Нанотехнологии). – Библиогр.: с. 243-248. – ISBN 978-5-9963-0336-6;

3. Парфенова, Е. Л. Физические основы микро- и нанoeлектроники : учебное пособие / Е.Л. Парфенова, Л.А. Терентьева, М.Г. Хусаинов. – Ростов-на-Дону : Феникс, 2012. – 234, [1] с. : ил. ; 21. – (Высшее образование). – Гриф: Рек. УМО. – Библиогр.: с. 231 (13 назв.). – ISBN 978-5-222-19617-5.

4. Рындин, Е. А. Субмикронные интегральные схемы: элементная база и проектирование : [монография] / Е. А. Рындин, Б. Г. Коноплев ; Мин-во образования и науки Рос. Федерации, Таганрогский радио-техн. ун-т. – Таганрог : ТРТУ, 2001. – 147 с. – ISBN 5-8327-0096-1;

5. Нанотехнологии в полупроводниковой электронике : [монография] / отв. ред. А. Л. Асеев ; Российская акад. наук, Сибирское отд-ние, Ин-т физики полупроводников. – Новосибирск : Изд.-во СО РАН, 2004. – 368 с. – ISBN 5-7692-0680-2;

6. Нанотехнологии в электронике : [монография] / под ред. Ю. А. Чаплыгина. – М. : Техносфера, 2005. – 448 с. : ил. – Библиогр.: с. 440-443. – ISBN 5-94836-059-8;

7. Мартинес-Дуарт, Дж. М. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / Дж. М. Мартинес-Дуарт, Р. Дж. Мартин-Палма, Ф.

Агулло-Руеда ; пер. с англ. А. В. Хачояна ; под ред. Е. Б. Якимова. – 2-е изд., доп. – Москва : Техносфера, 2009. – 368 с. : ил., цв. ил. – (Мир материалов и технологий). – Библиогр. в тексте. – ISBN 978-5-94836-209-0;

8.Раскин, А. А. Технология материалов микро-, опто- и наноэлектроники : учебное пособие / А.А. Раскин, В.К. Прокофьева, Ч. 1. – Москва : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010. – 164 с. ; 22. – Гриф: Рек. УМО. – ISBN 978-5-94774-913-7.

