



ДОНСКОЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
УПРАВЛЕНИЕ ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ И ПОВЫШЕНИЯ
КВАЛИФИКАЦИИ
ИТ (филиал) ДГТУ в г. Волгодонске

Кафедра «Технический сервис и информационные
технологии»

Сборник задач

по дисциплине
«ФИЗИКА»

«Физика твердого тела и основы квантовой механики»

Авторы
Сидоркина Н.М.,
Кодин В.В.

Ростов-на-Дону, 2017

Аннотация

Сборник задач рассчитан на студентов всех форм обучения, приступающих к изучению курса общей физики и должны помочь студентам при подготовке к экзаменам по общей физике.

Авторы

к.т.н., доцент Сидоркина Н.М.,
к.физ.-мат.н., доцент Кодин В.В.



Оглавление

Лабораторная работа № 5.1	4
Лабораторная работа № 5.2 Анализ точечной электронограммы и определение ориентировки кристалла	15
Лабораторная работа № 5.3 Изучение полупроводникового диода и измерение вольтамперной характеристики	24
Лабораторная работа № 5.4 Изучение температурной зависимости сопротивления полупроводников.....	41
Лабораторная работа № 5.5 Экспериментальное изучение законов теплового излучения	45

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.1

Измерение удельного заряда электрона методом магнетрона

Цель работы: Определить удельный заряд электрона методом магнетрона и выяснить влияние магнитного поля на движение электронов.

1. Теоретическая часть

Электрон – первая элементарная частица, открытая в физике; материальный носитель наименьшего электрического заряда (e) и наименьшей массы (m_e) в природе, которые являются важнейшими характеристиками электрона:

$$e \approx -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$$

$$m_e \approx 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$$

Электрон был открыт английским физиком Дж. Томсоном в 1897 году. Название «электрон» происходит от греческого слова electron – янтарь.

Электрический заряд электрона условились считать отрицательным в соответствии с более ранним соглашением назвать отрицательным заряд наэлектризованного янтаря. Магнетроном называют двухэлектродную лампу, в которой электроны, летящие от катода к аноду, наряду с электрическим полем подвергаются воздействию внешнего магнитного поля. В работе используется магнетрон с цилиндрическим анодом и цилиндрическим катодом, расположенным по оси анода (рис. 1)

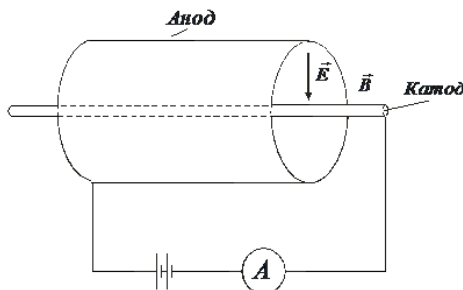


Рис. 1.

Электрическое поле \vec{E} направлено по радиусам анода, а постоянное магнитное поле \vec{B} параллельно его оси. Таким образом, магнитное и электрическое поля взаимно перпендикулярны.

Если магнитное поле отсутствует, то электроны, эмитированные катодом, под

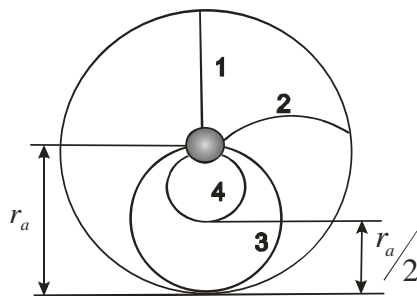


Рис. 2.

действием электрического поля \vec{E} движутся прямолинейно по радиусам (рис. 2) кривая 1 и в анодной цепи возникает некоторый анодный ток, зависящий от анодного напряжения и тока накала. Если не меняя анодного напряжения и тока накала, приложить небольшое магнитное поле \vec{B} , направленное за чертеж, то под действием этого поля траектории электронов искривятся (рис. 2) кривая 2, но все электроны в конечном счете попадут на анод и в анодной цепи будет протекать такой же анодный ток, как и в отсутствие магнитного поля. По мере увеличения магнитного поля траектории электронов будут все больше искривляться и при некотором значении \vec{B} , называемом критическим магнитным полем $\vec{B}_{кр}$, траектории электронов будут касаться анода и при дальнейшем движении электроны снова возвратятся на катод (рис. 2) кривая 3. Таким образом, при $B = B_{кр}$ анодный ток резко упадет до нуля. При дальнейшем увеличении \vec{B} траектории электронов будут еще больше искривляться (рис. 2) кривая 4, и, следовательно, анодный ток будет оставаться равным нулю.

Зависимость анодного тока I_a от величины индукции магнитного поля \vec{B} при постоянном анодном напряжении и постоянном токе накала называется сбросовой характеристикой магнетрона. На (рис.3) показаны сбросовые характеристики магнетрона для различных значений анодного напряжения U_a . Вертикальный сброс анодного тока при $B=B_{кр}$ (сплошные кривые) справедлив в предположении, что электроны покидают катод со скоростями, равными нулю.

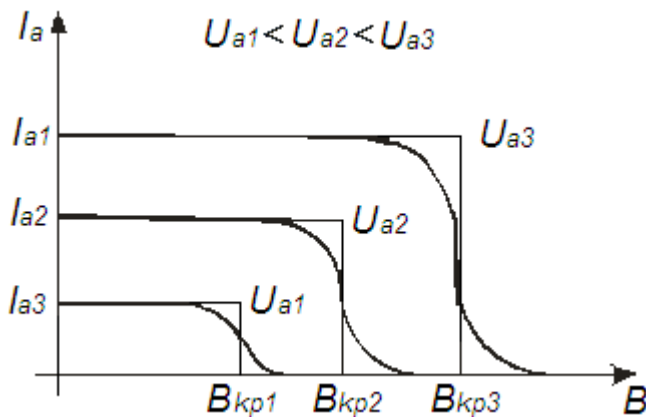


Рис. 3.

В реальных условиях электроны вылетают из катода с разными скоростями, поэтому резкой сбросовой характеристики не получается, и характеристика имеет вид пунктирной кривой.

На электрический заряд q , помещенный в электрическое поле и магнитное поле, действуют силы, величины и направление которых определяются формулами:

- для электрического поля: $\vec{F}_л = q \cdot \vec{E}$ (1)

- для магнитного поля: $\vec{F}_л = q \cdot [\vec{v} \cdot \vec{B}]$ (2),

где \vec{E} - напряженность электрического поля,

\vec{v} - скорость заряда,

\vec{B} - индукция магнитного поля.

Сила совпадает по направлению с вектором \vec{E} в точке, где находится заряд, если он - положительный, и противоположна \vec{E} , если заряд - отрицательный.

Сила (2) перпендикулярна плоскости, в которой лежат векторы \vec{v} и \vec{B}
(рис. 4)

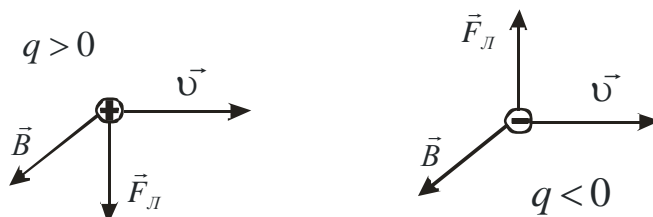


Рис. 4.

Поскольку сила Лоренца всегда перпендикулярна скорости \vec{v} заряженной частицы, она работы над частицей не совершает. Эта сила может менять направление скорости движения заряда. Если же заряд неподвижен ($\vec{v} = 0$), то магнитное поле на него не действует. Если магнитное поле \vec{B} однородное ($B = \text{const}$) и скорость \vec{v} перпендикулярна вектору \vec{B} , то сила Лоренца сообщает электрону постоянное нормальное ускорение, и электрон движется по окружности в плоскости, перпендикулярной силовым линиям магнитного поля. Применяв второй закон

$$m_e \frac{v^2}{R} = e v B$$

Ньютона, можно найти радиус этой окружности откуда

$$R = \frac{v}{\frac{e}{m_e} B} \quad (3)$$

где m_e – масса электрона.

В магнетроне электроны движутся по более сложным траекториям, так как на них действует как магнитное, так и электрическое поле. В пространстве между катодом и анодом напряженность электрического поля такая же, как в цилиндрическом конденсаторе

$$E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon r} \quad (4)$$

где τ – линейная плотность заряда катода;

ϵ_0 – электрическая постоянная;

ϵ – диэлектрическая проницаемость вещества;

r – расстояние от катода до точки, в которой

определяется поле.

Напряженность электрического поля вблизи анода ($r=r_a$)

$$E_a = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon r_a} \quad (5)$$

$$U = \int_1^2 \bar{E}d\bar{l}$$

С учетом формул (4), (5) и найдем анодное напряжение:

$$U_a = \int_{r_k}^{r_a} E dr = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon} \ln \frac{r_a}{r_k} = E_a \cdot r_a \ln \frac{r_a}{r_k}$$

r_a – радиус анода; r_k – радиус катода.

Из последней формулы имеем:

$$E_a = \frac{U_a}{r_a \ln \frac{r_a}{r_k}} \quad (6)$$

Увеличение кинетической энергии электрона равно работе сил электрического поля

$$A = U_a \cdot q \quad (7)$$

Если пренебречь начальной скоростью электронов при вылете из катода, то

$$\frac{m_e v_2}{2} = e \cdot U_a$$

Тогда скорость электронов вблизи анода:

$$v = \sqrt{\frac{2e \cdot U_a}{m_e}} \quad (8)$$

Увеличивая индукцию магнитного поля (повышая силу тока I_k в катушке), можно заставить электрон двигаться по окружности радиуса r , касательной к аноду. При этом

центростремительная сила равна разности силы Лоренца и электрической силы:

$$\frac{m_e v^2}{r} = e v B - e E_a \quad (9)$$

Подставив (8) в (9) с учетом $r = \frac{r_a}{2}$, (см. рис.2) получим

$$\frac{m_e}{\frac{r_a}{2}} \cdot \frac{2eU_a}{m_e} = e \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot U_a}{m_e}} - e \cdot \frac{U_a}{r_a \cdot \ln \frac{r_a}{r_k}}$$

Или после преобразований имеем:

$$\frac{e}{m_e} = \frac{8U_a}{r_a^2 B^2} \left(1 + \frac{1}{4 \ln \frac{r_a}{r_k}} \right) \quad (10)$$

Подставляя значения $r_a=10\text{мм}$ и $r_k=1\text{мм}$, из формулы (10), получим рабочую формулу:

$$\frac{e}{m_e} = \frac{9,84 \cdot U_a}{B^2} \cdot 10^4 \left(\frac{\text{Кл}}{\text{кг}} \right) \quad (11)$$

Индукция магнитного поля соленоида определяется по формуле:

$$B = \mu \mu_0 \frac{I_k \cdot N}{l} \quad (12)$$

где $\mu = 1$ – относительная магнитная проницаемость воздуха;

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}} - \text{магнитная постоянная};$$

I – ток в катушке, А;

N – число витков в катушке;

l – длина катушки, м;

Формула (11) позволяет вычислить величину удельного заряда электрона, если при заданном анодном напряжении U_a найдено такое значение индукции B магнитного поля (12), при котором электроны перестают попадать на анод.

Предполагая, что начальная скорость электронов, вылетающих из катода, равна 0. Но на самом деле они обладают различными начальными скоростями.

Кроме того, невозможно обеспечить полную коаксиальность анода и катода, поэтому вектор \vec{B} несколько наклонен к катоду, катушка имеет конечную длину, поэтому уменьшение тока анода будет не резким.

Рассмотрим зависимость анодного тока I_a от силы тока катушки I_k (рис.5).

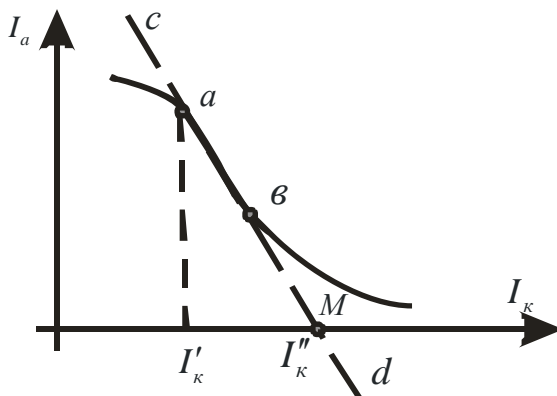


Рис. 5

(а-в) – участок наиболее резкого спада анодного тока
 (с-д) – касательная к этому участку.

Характер зависимости рис.5 объясняется тем, что скорость каждого отдельного электрона, летящего от катода к аноду, складывается из двух частей – тепловой скорости и скорости, приобретенной в электростатическом поле. Поскольку испаряющиеся с поверхности раскаленных металлов электроны

имеют различные скорости, то в потоке электронов между катодом и анодом будут находиться как медленные электроны, которые при данном значении V движутся по окружностям,

радиусы которых меньше $\frac{r_a}{2}$, так и более быстрые, которые

движутся по окружностям с радиусами, большими $\frac{r_a}{2}$. Для того, чтобы добиться полного исчезновения анодного тока, следует создать большую индукцию магнитного поля, чем та которая соответствовала закручиванию большинства электронов.

Продолжая прямолинейный участок (а-б) графика до пересечения с осью абсцисс (точка М) определяем величину тока, проходящего через катушку I_k'' , при котором большинство электронов не достигает анода.

2. Описание установки

Схема установки для проведения измерений по методу магнетрона (рис.6)

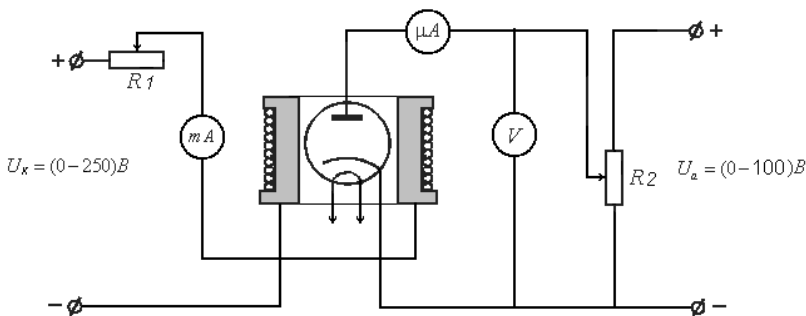


Рис. 6.

В схему установки входят:

1. – лампа 6Е5С;
2. – миллиампер постоянного тока на 150 мА;
3. – микроамперметр на 300 мкА;
4. – вольтметр на 300В;
5. – соленоид длиной $l=190$ мм с числом витков $N=$

21953;

3. Порядок выполнения работы

Проверить установку ручек на панели прибора:

- U_a в положении «0» (Анодное напряжение);
- I_k в крайнем левом положении.

2. Включить прибор тумблером «ВКЛ »

3. Установить на аноде напряжение $U_a=50В$

4. Увеличивая ток катушки до 129 мА ступенями по (5-10) мА записывать значения анодного тока I_a

5. Провести аналогичные измерения для 2-х других значений анодного напряжения ($50 В < U_a < 100В$).

Результаты измерений занести в таблицу 1, форма которой дана ниже

Таблица 1.

I_k , мА	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$U_a=50В$ I_a , мА												
$U_a=80В$ I_a , мА												
$U_a=100В$ I_a , мА												

4. Обработка результатов

Построить график зависимости анодного тока от тока катушки при постоянном анодном напряжении, т. е. $I_a = f(I_k)$
 $U_a = \text{const}$ для 3-х значений U_a .

Определить по графику ток катушки I_k' , соответствующий началу наиболее резкого спада тока в цепи анода при данном U_a (см. рис. 5, точка «а»).

Вычислить индукцию B магнитного поля в катушке по формуле (12) для каждого значения I_k' .

Вычислить удельный заряд электрона $\frac{e}{m_e}$ по формуле (11)

для 3-х значений B и U_a , определить среднее значение $\frac{e}{m_e}$.

Зная заряд электрона $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$, вычислить массу электрона.

Результаты вычисления занести в табл. 2 по ниже приведенной форме.

Таблица 2.

$U_a,$ B	$I_k,$ $A \cdot 10^{-3}$	$B,$ Тл	$\frac{e}{m_e},$ Кл/кг	$M_e,$ кг	$\frac{e}{m_e},$ табл.

Провести расчет погрешности для $\frac{e}{m_e}$

$$\varepsilon_{\frac{e}{m_e}} = \frac{\Delta U_a}{U_a} + 2 \frac{\Delta B}{B}, \quad \text{где}$$

Относительная погрешность:

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{\Delta I_k}{I_k},$$

где $\frac{\Delta U_a}{U_a}$ и $\frac{\Delta I_a}{I_a}$ определяется классом точности соответствующего измерительного прибора.

Абсолютная погрешность:

$$\Delta \frac{e}{m_e} = \frac{e}{m_e} \cdot \varepsilon_{\frac{e}{m_e}}$$

Полученное значение $\frac{e}{m_e}$ необходимо сравнить с табличным и выяснить, попадает ли $\frac{e}{m_e}$ табличное, в интервал

определенных в эксперименте значений: $\left(\frac{e}{m_e} \pm \Delta \frac{e}{m_e} \right)$.

Сделать выводы.

Контрольные вопросы:

Движение частиц в магнитном и электрическом полях:

$$a) \vec{v} = 0 \quad \vec{E} = 0 \quad B = 0$$

$$\vec{E} \neq 0 \quad B \neq 0$$

$$б) \vec{v} // \vec{B} \quad E = 0$$

$$E \neq 0$$

$$в) \vec{v} \perp \vec{B} \quad E = 0$$

$$E \neq 0$$

$$г) \vec{v} \text{ под углом } \alpha \text{ к } \vec{B}$$

$$\vec{E} = 0$$

$$\vec{E} \neq 0$$

$$д) \vec{B} \perp \vec{E} \perp \vec{v}$$

Устройство магнетрона.

Как влияют на движение электронов: а. – анодное напряжение; б. – ток катушки.

Объяснить методику определения удельного заряда электрона.

q

Вывести формулу для расчета m .

Можно ли в условиях данного опыта пренебрегать внешними магнитными полями, например полем Земли?

Где в технике применяются явления, связанные с совместным действием на электрический заряд электрического и магнитного полей?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.2

АНАЛИЗ ТОЧЕЧНОЙ ЭЛЕКТРОНОГРАММЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРИЕНТИРОВКИ КРИСТАЛЛА

Наряду с получившими широкое применение методами рентгенографии для исследования различных материалов используют также методы дифракции электронов и нейтронов. Электронография и нейтронография по числу решаемых вопросов не могут конкурировать с рентгенографией, но в некоторых случаях они позволяют проводить исследования, недоступные для рентгеновских лучей.

Все три метода – рентгенография, нейтронография и электронография – основаны на дифракции волн или частиц на кристаллической решетке и поэтому имеют много общего. Однако им свойственны и некоторые различия, связанные с характером взаимодействия излучения с атомами кристаллического вещества. Дифракция электронов была открыта в 1927г.

К. Девиссоном и Л. Джермером. В настоящее время электронография вошла в повседневную практику лабораторий, занимающихся исследованием кристаллических веществ. Рассмотрим основные особенности этого метода.

1. Взаимодействие электронов с веществом на несколько порядков превышает взаимодействие рентгеновских лучей и нейтронов. Поэтому при съемке на просвет с помощью электронов можно исследовать очень тонкие объекты ($10^{-5} - 10^{-7}$ м). При съемках на отражение глубина проникновения составляет 30 – 200 Å. Поэтому электронографические методы позволяют исследовать чрезвычайно тонкие пленки (например, окисные) на поверхности материалов.

2. Особенности рассеяния электронов в веществе позволяют значительно проще, чем в нейтронографии, определять структурные положения легких атомов в присутствии более тяжелых, например, азота, в структуре, содержащей железо, углерод и вольфрам (сталь) и т.д.

Перед изучением природы возникновения электронограмм, вкратце ознакомимся с методикой описания пространственной решетки кристаллических веществ.

Для описания взаимного расположения узлов, прямых и плоскостей в кристаллической решетке используют специальные обозначения, называемые символами.

а) Символы узла. Положение любого узла в кристаллической решетке определяется вектором.

→ → → →

$$R = m_1 a_1 + m_2 a_2 + m_3 a_3$$

где a_1, a_2, a_3 – базисные векторы в кристаллической системе координат. В случае кубической симметрии эти векторы ортонормированны, т.е. равны по величине (обычно единичные) и взаимно перпендикулярны. Три целых числа $m_1; m_2; m_3$ однозначно определяют положение узловой точки: эти числа заключают в двойные квадратные скобки и называют символом узла $[[m_1; m_2; m_3]]$. Узлы, лежащие на одной прямой, имеют пропорциональные символы.

В сложных решетках для всех узлов, не лежащих в вершинах элементарных ячеек, числа $m_1; m_2; m_3$ будут дробными. Например, узел, находящийся в центре объема ячейки и ближайший к началу координат, имеет символ $[[1/2 ; 1/2; 1/2]]$.

б) Символы узловой прямой. Решетку можно представить как семейство параллельных узловых прямых. Это семейство можно характеризовать прямой, проходящей через начало координат, которое принимается за первую точку, определяющую данную прямую.

Второй определяющей точкой является узел на этой прямой, ближайший к началу координат. Координаты этого узла, взятые в квадратные скобки, принимают за символ данной

прямой:

$[m_1; m_2; m_3]$.

Числа, определяющие символ прямой, называются индексами. Индексы важнейших направлений в кубическом кристалле приведены на рис.1.

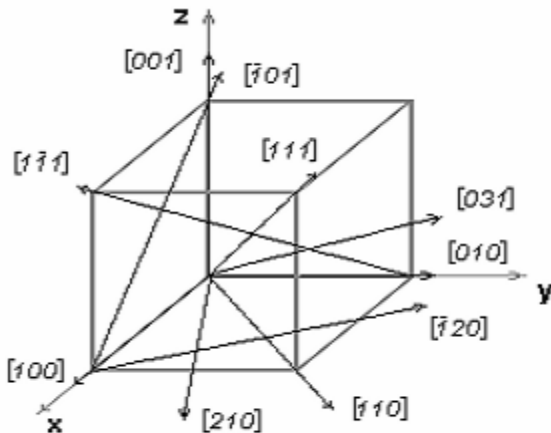


Рис.1.

Обратим внимание на то, что, например, направления

$[\bar{1}00]$ и $[100]$ антипараллельны, т.е. отличаются по знаку координаты x.

в) Символы узловой плоскости. Решетка может быть представлена также семейством параллельных узловых плоскостей.

Пусть одна из таких плоскостей семейства отсекает на осях координат отрезки A_1 , A_2 , A_3 . Уравнение такой плоскости в отрезках можно записать в виде:

$$\left(\frac{x}{A_1}\right) + \left(\frac{y}{A_2}\right) + \left(\frac{z}{A_3}\right) = 1 \quad (1)$$

Координаты x ; y ; z в этом уравнении являются координатами узлов пространственной решетки, лежащих в данной плоскости. Поэтому они равны целому числу m_1 ; m_2 ; m_3 по каждой из осей:

$$x = m_1 a_1; \quad y = m_2 a_2; \quad z = m_3 a_3 \quad (2)$$

Подставляя значения координат в уравнение (1), получаем

$$m_1 \left(\frac{a_1}{A_1}\right) + m_2 \left(\frac{a_2}{A_2}\right) + m_3 \left(\frac{a_3}{A_3}\right) = 1 \quad (3)$$

Так как правая часть уравнения равна единице, то отношения a_1/A_1 , a_2/A_2 , a_3/A_3 , представляют собой рациональные числа. В этом случае отношение между ними всегда будет равно отношению трех простых (не имеющих общего множителя) целых чисел h , k , l . Эти три целых числа служат для определения положения плоскости в кристаллическом пространстве и называются индексами плоскости (индексами Миллера). Индексы, заключенные в круглые скобки, называют кристаллическим символом плоскости (h , k , l).

Физика

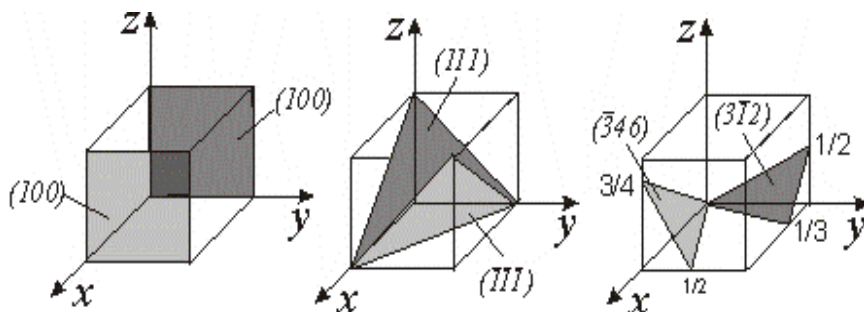


Рис. 2. Расположение различных плоскостей в кубической элементарной ячейке.

На рис.2 показано расположение различных кристаллографических плоскостей в кубической элементарной ячейке. При нахождении индексов плоскости нужно помнить, что начало координат может быть помещено в любой узел пространственной решетки. Поэтому начало координат размещают так, чтобы плоскость отсекала максимально возможное число отрезков на осях координат. Далее, зная величину отрезков A_1 , A_2 , A_3 , отсекаемых плоскостью на осях координат, находят обратные им величины,

$$h, k, l = \frac{1}{A_1}; \frac{1}{A_2}; \frac{1}{A_3}$$

тогда
при $a_1 = a_2 = a_3 = a$.

Если эти величины оказываются дробными, то их приводят к общему знаменателю. Построение плоскости по индексам проходит в обратном порядке: сначала определяют отрезки, отсекаемые плоскостью на осях координат, которые обратны соответствующим индексам, затем эти отрезки откладывают в элементарной ячейке по осям координат.

Например, пусть плоскость, параллельная осям YZ отсекает на оси X отрезок, равный базисному вектору по этой оси. Эта плоскость отсекает на осях координат отрезки $1, \infty, \infty$. Кристаллографические индексы этой плоскости будут (100) , т. е. пропорциональны отношению $1: (1/\infty): (1/\infty)$. Если перенести начало координат на единицу масштаба вдоль оси X , то

та же плоскость запишется индексами $(\bar{1}00)$. В общем случае плоскости, отличающиеся одновременным изменением знаков всех индексов, являются параллельными и принадлежат одному семейству, например, плоскость (111) (параллельна плоскости $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$).

Плоскости, описываемые одинаковыми индексами Миллера, характеризуется одинаковыми межплоскостными расстояниями. В случае кубической симметрии расстояние между одинаковыми плоскостями (h;k;l) определяется формулой

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (4),$$

где a – период решетки.

Методика измерений и расчётные формулы

Движущиеся электроны обладают волновыми свойствами, т.е. способны дифрагировать и интерферировать. На этом основано применение электронных лучей для микроскопического исследования в электронном микроскопе и для дифракционного излучения атомно-кристаллического строения в электронографе.

Длина волны (λ), связанная с движением электронов, определяется формулой Де Бройля:

$$\lambda = \frac{h}{m\nu} \quad (5),$$

где h – постоянная Планка; m – масса электрона; ν – скорость электрона.

Для ускорения электронов обычно используют электрические поля. В зависимости от разности потенциалов, которую проходят электроны, длина волны без учета релятивистской поправки определяется уравнением

$$\lambda = \frac{12,225}{\sqrt{U}} \text{ \AA} \quad (6)$$

где U – разность потенциалов, В.

Обычно в электронных микроскопах и электронографах применяют ускоряющее напряжение в пределах 30 – 100 кВ. При этом длина волны находится в пределах 0,07 – 0,04 \AA .

Дифракция электронов, рассеянных кристаллической решеткой, так же как и дифракция рентгеновских лучей, описывается уравнением Вульфа-Брэгга:

$$\lambda = 2d_{hkl} \cdot \sin \theta \quad (7),$$

где θ – угол между направлением электронного луча и атомной плоскостью (h,k,l). Однако, в случае электронограмм, где

$$d_{hkl} \gg \lambda$$

обычно θ очень мал (порядка 1-2°), можно получить более простую зависимость, взамен (7). Из рис. 3 видно, что

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{R}{L} \quad (8),$$

где R – расстояние от центра электронограммы до исследуемого рефлекса; L – расстояние от образца до экрана (в мм), может быть допущена аппроксимация

$$\operatorname{tg} 2\theta = 2 \sin \theta$$

Следовательно, с учетом (7) и (8)

$$\frac{R}{L} = \frac{\lambda}{d}$$

$$d = \frac{\lambda L}{R} \quad (9).$$

Формула (9) представляет собой основную зависимость по расшифровке и индексированию электронограмм. Величина $C = \lambda L \text{ мм } A^\circ$ носит название постоянной прибора. Определив ее, мы в состоянии проводить полную расшифровку данной электронограммы.

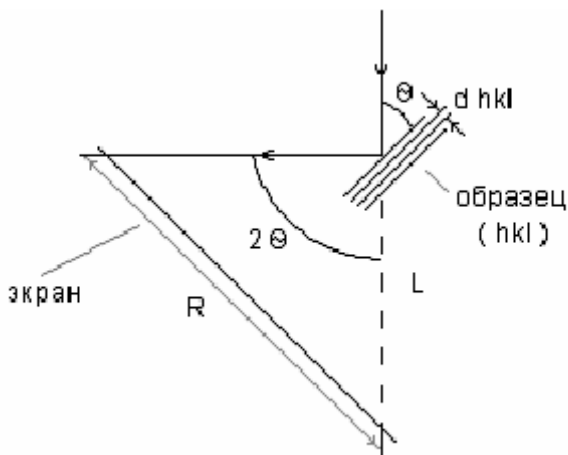


Рис. 3. Схема образования электронограмм.

На электронограмме, полученной от кристаллического образца, наблюдаются рефлексы, имеющие форму концентрических окружностей, если образец поликристаллический, или регулярно расположенных дифракционных пятен, если образец является монокристаллом или содержит только несколько маленьких кристаллов. Эти дифракционные максимумы возникают на фоне диффузного рассеяния вблизи центрального пятна в результате того, что при прохождении электронов через кристаллический образец электронные «волны», рассеянные параллельными плоскостями решетки данной ориентации, оказываются в «фазе» и взаимодействуют, усиливая друг друга. Электронные «волны», рассеянные плоскостями решетки любой другой ориентации,

оказываются «не в фазе» и при взаимодействии ослабляют друг друга. От этих рассеянных электронов никаких дифракционных максимумов не образуется.

В случае, когда известна кристаллическая структура образца, то с помощью одной электронограммы удастся:

- определить индексы оси электронограммы, т.е. направление первичного пучка $[U; V; W]$;
- проводить индцирование электронограммы;
- при известной постоянной прибора определить период кристалла.

Если симметрия кристалла неизвестна, то для её определения требуется съемка, по крайней мере, по двум направлениям.

В данной работе проводится индцирование электронограмм, монокристаллов с решеткой типа ГЦК гранецентрированная кубическая.

На рис. 4 представлены характерные точечные электронограммы для ГЦК решеток для различных осей. Индексы оси электронограммы указываются в квадратных скобках. Она понадобится для индцирования предложенных электронограмм.

Порядок выполнения работы

1.С помощью линейки определить расстояние от имеющихся рефлексов на электронограмме до центрального рефлекса R_i .

2.Измерения повторить не менее 3 раз.

3.Замеры проводить для всех предложенных электронограмм.

Обработка результатов измерений

Упр.1. Определение ориентировки кристалла.

1.Сравнить электронограмму с представленными на рис.4. Найти схожую электронограмму.

2.Выписать индексы оси зоны $[UVW]$ электронограммы.

3.п.п. 1-2 повторить для всех имеющихся электронограмм.

Упр.2. Определение периода решетки кристалла.

1.После выполнения п.1 упр.1 выписать индексы (hkl) рефлексов исследуемой электронограммы на основе сопоставления с эталонной.

2.Рассчитать межплоскостные расстояния d_i для каждого рефлекса по формуле (9).

3.Определить погрешности Δd_i из формулы:

$$\frac{\Delta d_i}{d_i} = \frac{\Delta R_i}{R_i}$$

4. Рассчитать период решетки по формуле (4) для всех узлов электронограммы, a_i .

5. Определить среднее значение периода решетки a путем определения среднего арифметического величин a_i .

$$\frac{\Delta a_i}{a_i}$$

6. Определить погрешности (a_i) из формулы:

$$\frac{\Delta a_i}{a_i} = \frac{\Delta d_i}{d_i} = \frac{\Delta R_i}{R_i}$$

7. Проводимые в упр. 2 расчеты свести в следующую таблицу:

Номер электронограммы:

Постоянная прибора: $C = \dots\dots\dots$ мм $^{\circ}$

№ п/п	R_i мм	ΔR_i мм	(hkl)	d_i мм	Δd_i мм	a_i А $^{\circ}$	$\frac{\Delta a_i}{a_i}$

8. П.п. 1-7 повторить для всех предложенных электронограмм.

Контрольные вопросы

Явление дифракции. Дифракция электронов на кристаллической решетке.

Обоснование кристаллографических символов узлов, направлений, плоскостей.

Формула Вульфа-Брэгга. Её аппроксимация для электронограмм.

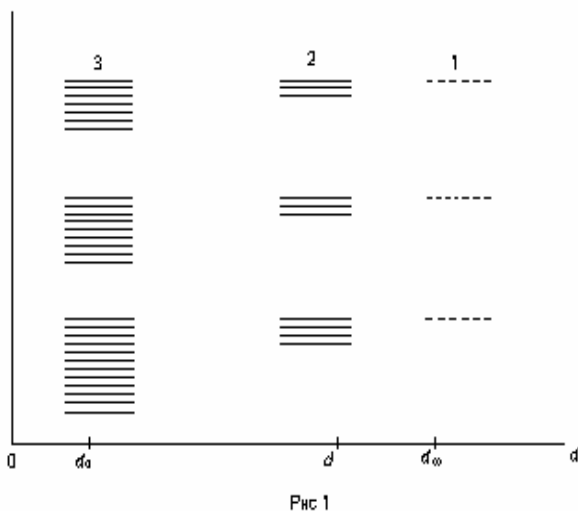
Основные зоны электронограммы. Правила индцирования электронограмм.

Пределы применения электронограмм.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.3

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА И ИЗМЕРЕНИЕ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Количественный анализ полупроводников и полупроводниковых приборов базируется на зонной теории твердого тела. Твердое тело представляет собой множество атомов, сильно взаимодействующих друг с другом благодаря малым межатомным расстояниям. Поэтому вместо совокупности дискретных энергетических уровней, свойственных отдельному атому, твердое тело характеризуется совокупностью энергетических зон.



Физика

Каждая зона происходит от соответствующего уровня, который как бы расщепляется при сближении атомов. В результате кристалл с межатомным расстоянием d_0 характеризуется определенной зонной диаграммой, в которой разрешенные зоны чередуются запрещенными (рис.1).

Верхняя разрешенная зона называется зоной проводимости, а расположенная непосредственно под нею - валентной зоной. При нулевой абсолютной температуре валентная зона всегда полностью заполнена электронами, тогда как зона проводимости либо заполнена только в нижней части, либо пуста. Первый случай свойственен металлам, второй - полупроводникам и диэлектрикам (рис. 2, а, б, в).

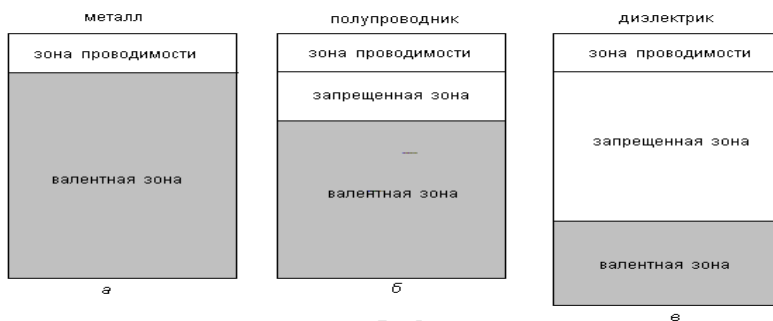


Рис 2

Отличие диэлектриков от полупроводников состоит главным образом в значительно большей ширине запрещенной зоны.

На рис. 2,б подразумевался собственный, беспримесный полупроводник. У примесных полупроводников зонные диаграммы - иные (рис. 3).

Физика

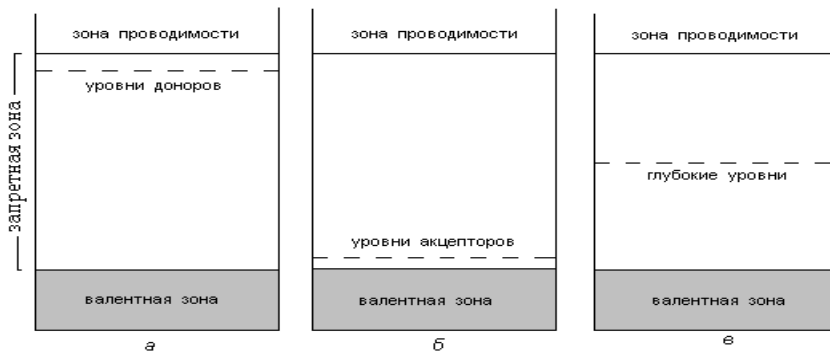


Рис 3

Как видно, донорные и акцепторные примеси характерны тем, что их энергетические уровни расположены в запрещенной зоне полупроводника, причем уровни доноров близки к дну зоны проводимости (рис. 3.а), а уровни акцепторов – к потолку валентной зоны (рис.3.б). Следует также подчеркнуть, что уровни не сливаются в зоны, поскольку концентрация примесей обычно мала, а значит расстояние между примесными атомами настолько велико, что взаимодействие этих атомов, необходимое для образования зон, практически отсутствует.

Донорные и акцепторные уровни называют мелкими, имея в виду их малые "расстояния" от соответствующих разрешенных зон. Однако, ряд примесей, имеющихся в полупроводнике (или специально вводимых в него), характерен глубокими уровнями, расположенными вблизи середины запрещенной зоны (рис.3в). Например, в кремнии глубокие уровни характерны для атомов золота, меди, никеля и некоторых других элементов. Такие примеси обычно не являются ни донорными, ни акцепторными, но они играют важную роль в работе полупроводниковых приборов.

Носители заряда в полупроводниках

Одним из важнейших параметров любого вещества, в том числе полупроводников, является удельное сопротивление. Очевидно, что электропроводность имеет место только в том случае, когда имеются свободные носители заряда, которые могут перемещаться под действием электрического поля или градиента концентрации. Рассмотрим происхождение свободных носителей заряда в полупроводниках.

Беспримесный и бездефектный полупроводники с идеальной кристаллической решеткой называют собственными полупроводниками.

При температуре абсолютного нуля в таком полупроводнике нет свободных носителей заряда и он является идеальным изолятором.

По мере нагрева кристалл приобретает дополнительную энергию, которая вызывает колебательное движение узловых атомов решетки.

В корпускулярной интерпретации носителями энергии механических колебаний решетки являются квантовые частицы – фононы – аналоги световых фотонов.

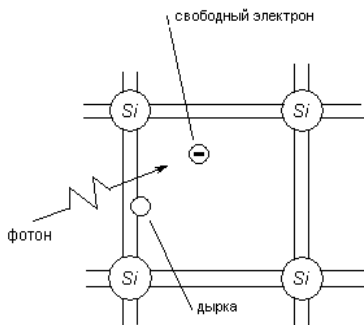


Рис 4

С повышением температуры кристалла количество и энергия фононов возрастают и они становятся способными разрывать ковалентные связи между атомами решетки.

Нарушение ковалентной связи приводит к одновременному образованию свободного ("выбитого") электрона и незаполненной связи – дырки вблизи того атома, от которого оторван электрон (рис.4).

Процесс образования электронно-дырочных пар под действием фононов носит название термогенерации. Незаполненная связь быстро заполняется одним из валентных электронов смежного атома.

На месте этого электрона образуется новая дырка, и процесс повторяется.

Следовательно, дырка ведет себя подобно частице с положительным элементарным зарядом. Она, как и свободный электрон, совершает хаотическое движение в течение некоторого времени – времени жизни, после чего рекомбинирует с одним из свободных электронов.

Нарушение ковалентных связей и генерация пар электрон-дырка могут происходить не только под действием фононов, (т.е. в результате нагрева кристалла), но и под действием света, рентгеновских и γ -лучей.

Специфика этих факторов по сравнению с нагревом состоит в том, что их действие локальное: оно ограничено по глубине проникающей способностью, а по поверхности – площадью пучка.

Иначе говоря, облучение полупроводника эквивалентно его локальному нагреву в отсутствие теплопроводности. Если площадь пучка превышает размеры кристалла и кристалл достаточно тонкий (прозрачный для излучения), то результат облучения по существу такой же, как и при нагреве.

Итак, в полупроводниках имеются два типа свободных носителей: электроны и дырки, причем в собственном полупроводнике они всегда образуются и рекомбинируют парами, т.е. их количество всегда одинаково. Проводимость собственного полупроводника, обусловленную парными носителями теплового происхождения, называют собственной проводимостью. Проводимость, обусловленную наличием примесных атомов, называют примесной проводимостью.

Свободные электроны примесного происхождения добавляются к собственным свободным электронам. Поэтому проводимость полупроводника становится преимущественно электронной.

Такие полупроводники называют электронными или n-типа. Примеси, обуславливающие электронную проводимость, называют донорными ("отдающими" электроны в решетку).

Дырки примесного происхождения добавляются к собственным дыркам, так что проводимость полупроводника становится преимущественно дырочной. Такие полупроводники называют дырочными или p-типа. Примеси, обуславливающие дырочную проводимость, называют акцепторными ("захватывающими" электроны из решетки). Поскольку в примесных полупроводниках концентрации электронов и дырок резко различны, принято называть носители преобладающего типа основными, а носители другого типа – неосновными. В полупроводнике n-типа основные носители – электроны, а в полупроводнике p-типа – дырки.

Переходы носителей между зонами и уровнями

В собственном полупроводнике при температуре, отличной от абсолютного нуля, часть электронов переходит из валентной зоны на более высокие уровни в зону проводимости (рис.5.а.).

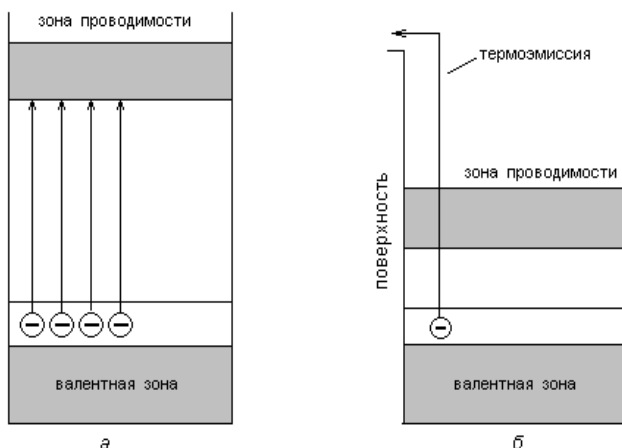


Рис 5

Энергия, необходимая для такого перехода, определяется шириной запрещенной зоны. Электроны, расположенные в зоне проводимости, называют свободными в том смысле, что они могут перемещаться внутри кристалла под действием электрического поля. Вылет же электронов за пределы кристалла (термоэмиссия) возможен лишь в результате преодоления весьма высокого потенциального барьера на поверхности твердого тела (рис.5.б.).

Энергия, необходимая для преодоления этого барьера, называется работой выхода. При обычных рабочих температурах такой энергией обладает ничтожное количество электронов. Поэтому термоэмиссию приходится учитывать только в специальных случаях.

Электроны, перешедшие в зону проводимости под действием фононов, оставляют в валентной зоне незаполненные энергетические уровни – дырки. Эти уровни могут заполняться другими электронами валентной зоны, что равносильно движению дырок.

Возврат электрона из зоны проводимости на незаполненный уровень в валентной зоне означает рекомбинацию электрона и дырки. В равновесном состоянии скорости термогенерации и рекомбинации электронно-дырочных пар одинаковы.

В примесных полупроводниках процесс образования свободных носителей при повышении температуры происходит иначе: в полупроводнике n-типа наряду с термогенерацией электронно-дырочных пар имеет место переход электронов с донорных уровней в близлежащую зону проводимости, а в полупроводнике p-типа – из валентной зоны на близлежащие уровни акцепторов.

Соответственно в полупроводниках n-типа образуется избыток электронов, а в полупроводниках p-типа – избыток дырок.

Т.к. типичные донорные и акцепторные уровни мелкие, их энергия активации намного меньше энергии активации электронов в валентной зоне. Поэтому с ростом температуры концентрация свободных носителей, порожденных ионизацией примесных атомов, возрастает значительно быстрее концентрации электронно-дырочных пар. Однако, такое превосходство сохраняется лишь до тех пор, пока не будут ионизированы все примесные атомы. Соответствующая температура называется температурой полной ионизации примеси. При дальнейшем росте температуры концентрация свободных носителей примесного происхождения остается постоянной, а концентрация электронно-дырочных пар продолжает возрастать. Значит, с ростом температуры концентрация электронов и дырок постепенно выравнивается, и примесный полупроводник постепенно превращается в собственный. Температура такого превращения называется критической.

Как правило, в реальных полупроводниках одновременно присутствуют и донорные, и акцепторные примеси, но в разных концентрациях (соответственно N_D и N_A). Зонные диаграммы для таких полупроводников показаны на рис.6.

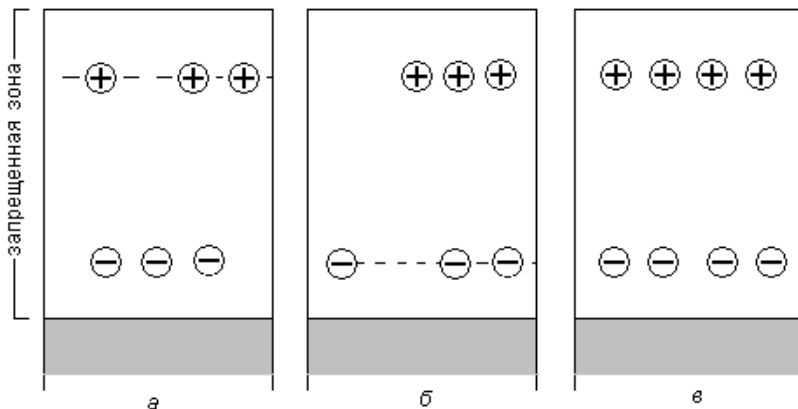


Рис 6

При $N_D > N_A$ (рис.6.а) "полезными", т.е. способными отдавать электроны в зону проводимости, оказывается только $N_D - N_A$ донорных атомов. Остальные донорные атомы отдают свои "лишние" электроны на нижележащие уровни акцепторов при температуре $T \approx 0$ К, образуя равное количество отрицательных акцепторных и положительных донорных ионов.

При $N_A > N_D$ (рис.6.б) "полезными", т.е. способными принять электроны из валентной зоны и образовать дырки, оказываются $N_A - N_D$ акцепторных атомов. Остальные акцепторные атомы принимают электроны от доноров при температуре $T \approx 0$ К, также образуя равное количество положительных донорных и отрицательных акцепторных ионов.

Разности $N_D - N_A$ или $N_A - N_D$ называют эффективными концентрациями соответствующих примесей.

Если в собственный полупроводник ввести равное количество донорных и акцепторных примесей, то все "лишние" электроны доноров перейдут на вакантные уровни акцепторов при температуре $T \approx 0$ К (рис.6.в). Соответственно при любой температуре концентрации свободных носителей в зоне проводимости и валентной зоне будут такими же, как в собственном полупроводнике. Однако, в данном случае, в отличие от собственного полупроводника, имеется большое количество донорных и акцепторных ионов, что оказывает влияние на некоторые свойства материала. Поэтому полупроводникам с равной концентрацией донорных и акцепторных примесей присвоено особое название:

компенсированные полупроводники.

В заключение рассмотрим случай, когда примесь характеризуется глубокими уровнями, расположенными вблизи середины запрещенной зоны (рис.7).



Рис 7

Энергия активации в этом случае достаточно большая, поэтому атомы таких примесей практически не ионизируется, соответственно не меняются концентрации свободных носителей. Тем не менее, роль глубоких уровней может быть весьма существенной: они представляют собой так называемые ловушки или центры захвата подвижных носителей.

Электрон, попавший из разрешенной зоны на ловушку (непрерывные стрелки), остается на ней в течение некоторого времени – времени релаксации. После этого (штриховые стрелки) он может либо вернуться в ту же зону (варианты 1 и 3), либо перейти в другую (варианты 2 и 4). В первом случае происходит небольшое временное изменение количества свободных носителей – электронов (вариант 1) или дырок (вариант 3).

Во втором случае происходит либо двухступенчатая рекомбинация (вариант 2), либо двухступенчатая генерация электронно-дырочной пары (вариант 4). Вероятность двухступенчатых процессов гораздо больше, чем

одноступенчатых, рассмотренных выше. Поэтому в присутствии ловушек процессы генерации-рекомбинации идут значительно интенсивнее, и время жизни носителей оказывается значительно меньше.

Электронно-дырочный, или р-п переход (рис.8.а) возникает на границе двух полупроводников, различающихся между собой по типу проводимости, и обладает выпрямляющими или вентильными свойствами: он гораздо лучше пропускает ток в одном направлении, чем в другом.

Полярность напряжения, соответствующая большим токам, называется прямой, а меньшим – обратной.

Обычно пользуются терминами: прямое и обратное напряжение, прямой и обратный ток.

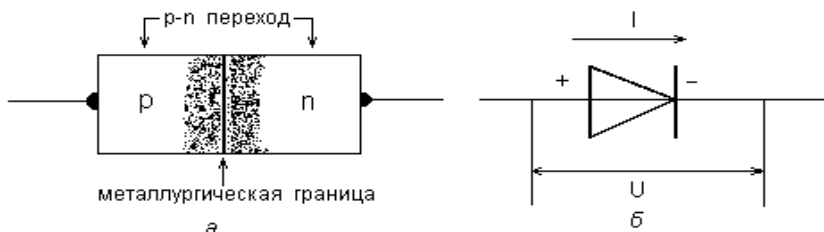


Рис 8

Выпрямительные свойства рассматриваемой структуры позволяют использовать ее в качестве полупроводникового диода.

Поверхность, по которой контактируют слои р и п, называется металлургической границей и прилегающая к ней область объемных зарядов – электронно-дырочным переходом.

Практически используемые р-п переходы представляют собой некоторую область внутри кристалла, в которой наблюдается непрерывный переход от проводимости р-типа и проводимости п-типа.

Рассмотрим сначала равновесное состояние р-п перехода. Пусть внутренней границей раздела двух областей полупроводников с различным типом проводимости является плоскость М-М (рис.9а). Слева от нее находится полупроводник р-типа, (например р-германий) с концентрацией акцепторов N_a , справа – полупроводник п-типа (п-германий) с концентрацией доноров N_d . Для простоты будем считать, что N_a и N_d равны 10^{22} м^{-3} . На рисунке 9б показано изменение концентрации акцепторных и донорных

Физика

атомов при перемещении вдоль оси x , перпендикулярной плоскости М-М. В точке О, лежащей в этой плоскости, концентрация акцепторов скачкообразно уменьшается до нуля, концентрация доноров скачкообразно увеличивается от нуля до N_d . Для n -области основными носителями являются электроны, для p -области – дырки. Основные носители возникают почти целиком вследствие ионизации донорных и акцепторных примесей.

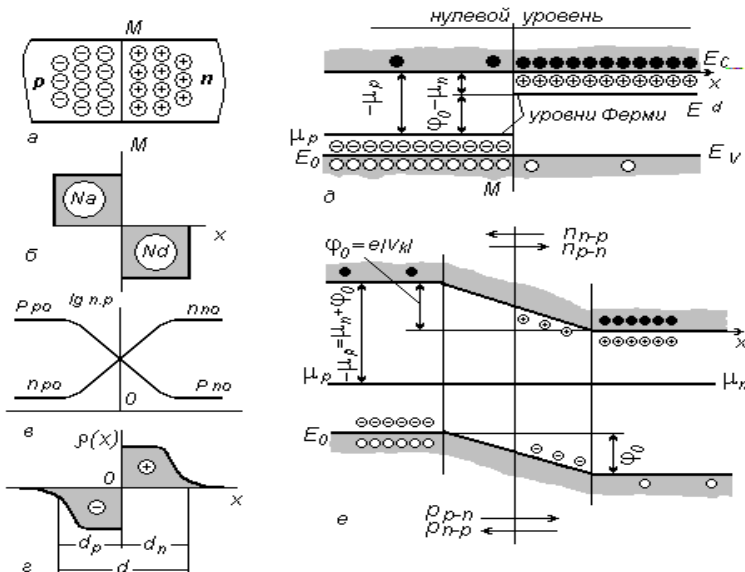


Рис.9

При не слишком низких температурах эти примеси ионизированы практически полностью, поэтому концентрацию n_{no} электронов в n -области можно считать практически равной концентрации донорных атомов N_d (т.е. $n_{no} = N_d$), а концентрацию p_{no} дырок в p -области можно считать практически равной концентрации атомов N_a (т.е. $p_{no} = N_a$).

Помимо основных носителей эти области содержат неосновные носители: n -область – дырки (p_{no}), p -область – электроны (n_{po}). Их концентрацию можно определить, пользуясь законом действующих масс:

$$n_{no} \cdot p_{no} = p_{no} \cdot n_{no} = n_i^2, \quad (1)$$

где n_i - концентрация носителей в собственном полупро-

воднике.

При $n_{no}=p_{no}=10^{22}\text{м}^{-3}$ и $n_i=10^{13}\text{м}^{-3}$ в (Ge) получаем $p_{no}=n_{no}=10^{16}\text{м}^{-3}$. Как видим, концентрация дырок в р-области на 6 порядков выше их концентрации в п-области, точно так же концентрация электронов в п-области на 6 порядков выше их концентрации в р-области. Такое различие в концентрациях в контактирующих областях полупроводника приводит к возникновению диффузионных потоков электронов из п-области в р-область и дырок из р-области в п-область. При этом электроны, перешедшие из п-области в р-область, рекомбинируют вблизи границы раздела этих областей с дырками р-области; точно так же дырки, перешедшие из р-области в п-область, рекомбинируют здесь с электронами этой области. В результате этого в приконтактном слое п-области практически не остается свободных электронов, и в нем формируется неподвижный объемный положительный заряд ионизированных доноров (рис.9а).

В приконтактном слое р-области практически не остается дырок и в нем формируется неподвижный объемный отрицательный заряд ионизированных акцепторов. На рис.9в показано распределение свободных носителей заряда в области р-п перехода, а на рис.9г – неподвижные объемные заряды, образовавшиеся в этом переходе (ρ – объемная плотность этих зарядов).

Толщины слоев объемного заряда в р-области и в п-области обозначаются соответственно d_p и d_n , а d – общая толщина слоя объемного заряда. Неподвижные объемные заряды создают в р-п переходе контактное электрическое поле с разностью потенциалов U_k , которое локализуется в области перехода и практически не выходит за его пределы. Поэтому вне этого слоя, где поля нет, свободные носители заряда движутся по-прежнему хаотично и число носителей, ежесекундно наталкивающихся на слой объемного заряда, зависит только от их концентрации и скорости теплового движения.

Если в слой объемных зарядов влетает неосновной носитель (электрон из р-области или дырка из п-области), то контактное поле подхватывает его и переносит через этот слой. При этом часто (в так называемых узких р-п переходах) вероятностью рекомбинации носителя за время его пролета через область пространственного заряда можно пренебречь. Тогда каждый неосновной носитель, налетающий на р-п переход, проходит через него. Наоборот, основные носители тока (электроны из п-области и дырки из р-области) могут проходить через слой объемных зарядов лишь в том случае, если кинетическая энергия их движе-

ния вдоль оси X достаточна для преодоления контактной разности потенциалов, т.е. если она больше $E |U_k|$. Поэтому, как только образуются объемные заряды у границы раздела $M-M$, потоки основных носителей, пересекающих эту границу, уменьшаются. Если, однако, эти потоки все еще превышают встречные потоки неосновных носителей, остающихся неизменными, объемный заряд будет увеличиваться. Это увеличение продолжается до тех пор, пока потоки основных носителей, уменьшаясь, не сравняются с потоками неосновных носителей. Таким образом, устанавливается динамическое равновесное состояние перехода. Итак, при равновесии через $p-n$ переход текут равные между собой потоки электронов из n -области в p -область и из p -области в n -область, а также равные между собой потоки дырок из p -области в n -область и из n -области в p -область. Равенство этих потоков обеспечивается наличием определенной контактной разности потенциалов U_k , уменьшающей потоки основных носителей, пересекающих переход, до уровня потоков неосновных носителей.

На рис.9д показана зонная диаграмма p - и n - областей полупроводника в момент мысленного их соприкосновения, т.е. до установления равновесия между ними энергетические уровни изображаются геометрическими прямыми. Это выражает тот факт, что энергия электрона, находящегося на данном уровне, например на дне зоны проводимости, во всех точках полупроводника одинакова. После установления равновесия образуется $p-n$ переход с потенциальным барьером для основных носителей $\phi_0 = e |U_k|$. Электроны, переходящие из n - в p -область, преодолевая этот барьер, увеличивают свою потенциальную энергию на $\phi_0 = e |U_k|$. Поэтому все энергетические уровни полупроводника, искривляясь в области $p-n$ перехода, поднимаются вверх на ϕ_0 , как показано на рис.9е. При этом уровни Ферми

μ_n и μ_p устанавливаются на одной высоте.

Теперь рассмотрим явление, происходящее в диоде, к которому приложена разность потенциалов от высшего источника смещения. Смещение, при котором плюс источника подсоединен к n -области, а минус - к p -области (рис.10.1), называют обратным.

Физика

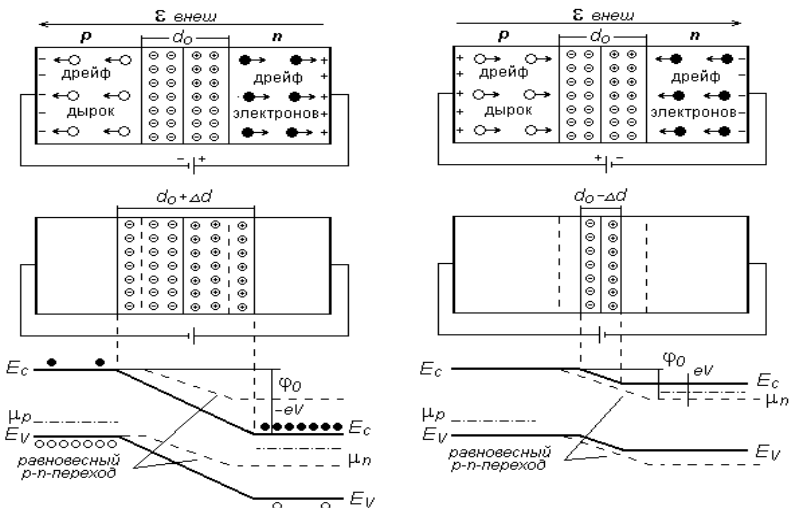


Рис.10

После замыкания ключа К к омическим контактам диода притекают по внешней цепи заряды, создающие в объеме диода электрическое поле $\epsilon_{вн}$. Это поле вызывает дрейф основных носителей в направлениях указанных стрелками на рис.10.1 а. Таким образом, вся масса электронов n-области и дырок p-области отходит от p-n перехода, обнажая при этом новые слои ионизированных доноров и акцепторов, т.е. расширяя область объемного заряда до размеров $d_0 + \Delta d$ (рис.10.1 б).

Переходные процессы (а и а') и стационарные состояния (б, в, б', в') диода под обратным смещением (I, а, б, в) и под прямым смещением

(2 а', б', в'). Перетекание электронов и дырок к омическим контактам происходит до тех пор, пока они практически полностью не скомпенсируют заряды, созданные внешним источником э.д.с. После этого все приложенное напряжение U падает на p-n переходе, сопротивление которого на много порядков выше сопротивления n- и p-областей. Принято считать напряжение U при обратном смещении отрицательным, а вольт-амперную характеристику p-n перехода при смещениях называть обратной ветвью ВАХ. Как видно из рис. 10.1в, высота потенциального барьера при обратном смещении увеличивается на $-eU$.

При прямом смещении (плюс источника напряжения подсоединяется к p-области, а минус - к n-области (рис.10.2а) возникающее n- и p-областей электрическое поле вызывает приток

основных носителей к области объемного заряда р-п перехода. Этот процесс продолжается до тех пор, пока контактная разность потенциалов на р-п переходе не уменьшится до значения $U_k - U$. При этом заряды, созданные вначале источником э.д.с. на омических контактах, оказываются перенесенными к области объемного заряда и она сужается до размеров $d_0 - \Delta d$. Как видно из рисунка 10.2 в, высота потенциального барьера при прямом смещении уменьшается на eU .

Таким образом, когда к диоду прикладывают внешнюю разность потенциалов, во внешней цепи в первый момент времени возникает контур тока, обеспечивающий в конечном счете увеличение или уменьшение объемных зарядов у границ р-п перехода. Поэтому р-п переход ведет себя подобно емкости (наполняет плоский конденсатор). Эту емкость называют барьерной (или зарядовой), так как она сверена с изменением потенциального барьера р и п-областями.

Порядок выполнения работы

1. Подготовка прибора к проведению измерений.

1.1 После включения и прогрева прибора поставьте переключатель "Диод – транзистор в положении"Диод". Переключатель "Режим" в положении "30". Ручку "0" на передней панели в среднее положение.

1.2 Поставьте правый нижний переключатель (переключатель параметров) в положение I_R . Проверните ручки $U_R V$ и I против часовой стрелки до отказа. Ключ "Режим – измерение в положение "Измерение" и ручкой "0" в верхней части лицевой панели установить стрелку индикатора на нулевую отметку. Поставить ключ "Режим-измерение" в среднее положение.

Внимание! В процессе измерения ручку "0" не смещать!

2. Измерение обратного тока диода.

2.1. Поставьте правый верхний переключатель в положение 100 мкА напряжение – 250В (предельные значения тока и напряжения).

2.2. Установите режим измерения обратного тока, для чего поставьте ключ "Режим- измерение" в положение "Режим" и ручкой $U_R V$ установите $U_{обр} = 25В$ (нижняя шкала, предельное значение $U = 250В$).

2.3. Переведите ключ в положение "Измерение" по шкале $U.I$ средняя. (Предельное значение соответствует 100 мкА), отчитайте величину обратного тока, поставьте ключ в среднее положение.

Физика

2.4 Измерение по п.2.2, 2.3 проведите, увеличивая $U_{обр}$ до 250 В через каждый 25 В (см. в таблицу 1).

3. Измерение прямого тока диода.

3.1 Поставьте правый нижний переключатель в положение $U \neq V$.

3.2 Поставьте правый верхний переключатель в положение ток – 100 мкА, напряжение – I В.

3.3 Установите режим измерения прямого напряжения диода, для чего поставьте ключ "Режим - измерение" в положение "Режим" и ручкой I_F мкА установите по шкале (U, I средняя) ток I пр = 50 мА.

3.4 Переведите ключ "Режим"-измерение" в положение "Измер" и отсчитайте по шкале величину прямого напряжения диода. Поставьте ключ снова в среднее положение.

3.5 Измерение по п.3.4 провести, увеличивая $I_{пр}$ до 50 мА через каждые 5 мА (см. табл.2.)

4 Поставить ключ "Режим - измерение" в среднее положение. Результаты занести в соответствующую таблицу.

Таблицы измерений

Упражнение 1.

Результаты измерений обратного тока диода занести в таблицу по нижеприведенной форме.

Таблица 1

$U_{обр}, В$	25	50	75	100	125	150	175	200	225	250
$i_{обр}, мкА$										

Упражнение 2.

Результаты измерений прямого напряжения диода занести в таблицу по нижеприведенной форме.

Таблица 2

$i_{пр}, мА$	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
$U_{пр}, В$										

Обработка результатов измерений

По данным измерений построить график вольтамперной характеристики диода, откладывая в положительном направлении оси абсцисс значения прямого напряжения, а по оси ординат – значения прямого тока. В отрицательном направлении оси абсцисс – значения обратного напряжения, а по оси ординат – соответствующие значения обратного тока.

Контрольные вопросы

1. Объясните основы зонной теории кристаллов.
2. На чем основан принцип классификации твердых тел на металлы, диэлектрики?
3. Объясните электропроводность полупроводников.
4. Объясните равновесное состояние p-n перехода.
5. Объясните переходные процессы и стационарное состояние диода под обратным и прямым смещением.
6. Объясните выпрямляющее действие p-n перехода по энергетическим диаграммам

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.4

ИЗУЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цель работы: исследовать температурную зависимость сопротивления полупроводников на примере термистора, изучить метод измерения температуры термистора.

Приборы и материалы: термостат, терморезистор, термометр, мост МО 62.

Пояснения к работе

Сопротивление любого материала электрическому току зависит от температуры: $R=f(T)$. Характер этой зависимости различен для различных материалов. Вид функции $R=f(T)$ является одним из признаков, по которому полупроводники отличаются от проводников. Для проводников характерна линейная зависимость сопротивления от температуры

$$R=R_0*(1+\alpha T), \quad (1)$$

где R_0 – сопротивление материала при некоторой условной температуре (например, при 0°C), α – температурный коэффициент сопротивления, численно характеризующий относительное изменение сопротивления при изменении температуры на один градус.

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \quad (2)$$

Для полупроводников характер зависимости сопротивления от температуры совершенно иной. Для них функция $R=f(T)$ носит экспоненциальный характер (рис. 1):

$$R=R_0 * e^{B/T} \quad (3)$$

Температурный коэффициент сопротивления для полупроводников можно найти, продифференцировав выражение (3).

$$\alpha = -\frac{B}{T^2} \quad (4)$$

где B – коэффициент, определяемый структурой полупроводника и являющийся характеристикой исследуемого материала.

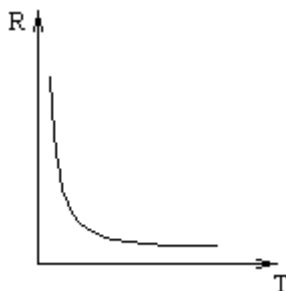


Рис. 1

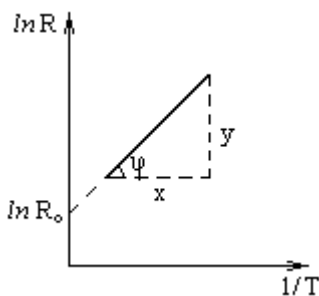


Рис. 2

Он может быть найден, если прологарифмировать выражение (3) и построить прямую в координатах $\ln R$ и $1/T$.

$\ln R = \ln R_0 + B/T$, при $(B/T)=0 \ln R = \ln R_0$, поэтому точка пересечения прямой $\ln R = f(1/T)$ с осью ординат даёт величину $\ln R_0$. А B будет определяться по тангенсу угла наклона этой прямой и оси абсцисс (рис. 1):

$$B = \operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta E}{2k}, \quad (5)$$

где ΔE – энергия активации (то есть энергия, которую, необходимо затратить, чтобы перевести электрон из связанного состояния в свободное.); k – постоянная Больцмана;

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{y}{x}.$$

Значение коэффициента B для конкретного полупроводника можно определить экспериментально. Для этого нужно измерить сопротивление полупроводника при двух различных температурах. Тогда:

$$R_1 = R_0 * e^{B/T_1}, \quad (6)$$

$$R_2 = R_0 * e^{B/T_2}. \quad (7)$$

Поделив уравнения (6) на (7) и прологарифмировав, получим:

$$B = \frac{T_1 * T_2}{T_1 - T_2} * \ln \frac{R_1}{R_2}. \quad (8)$$

Термосопротивлениями или термисторами называются объёмные полупроводниковые нелинейные сопротивления с большим значением коэффициента α . Термисторы широко применяются в науке и технике, как приборы для измерения температуры, в качестве пускового сопротивления, реле времени, как элементы, компенсирующие температурные изменения в радиоэлектронных схемах и т.д.

Описание установки

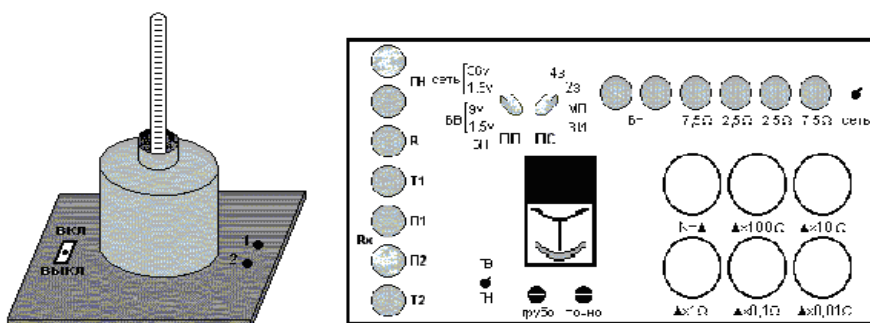


Рис. 3.

Измерительная установка (рис. 3) состоит из исследуемого полупроводника-терморезистора.

Он представляет собой полупроводниковую бусинку введённую внутрь стеклянной трубки и соединённую вольфрамовым проводником с проволочными контактами, впаянными в торцы трубки. Терморезистор помещён в термостат, роль которого играет печь из проволочного резистора. Внутри проволочного резистора помещён термометр, ртутный баллон которого находится рядом с терморезистором. Сопротивление терморезистора измеряется мостом постоянного тока.

Порядок выполнения работы

1. При помощи моста Уинстона измерить сопротивление термистора при комнатной температуре. Включить термостат и довести температуру до 60°C .

2. Отключить термостат. При остывании, при помощи моста Уинстона, поддерживать стрелку на нуле и начиная с 60°C до 30°C

измерять сопротивление термистора через каждые 5⁰ С.

3. Результаты измерений занести в таблицу1 (по п.2.3).

Таблица 1

t ₀ С	T, К	$\frac{1}{T}, K^{-1}$	R, Ом	R ₀ , Ом	ln R	ln R ₀	ln $\frac{R_1}{R_2}$	В граф	В фор	α	ΔE

Обработка результатов измерения

1. По экспериментальным данным построить график зависимости $R=f(T)$ и $\ln R=f(1/T)$ (рис.1 и рис.2 соответственно) .

2. По графику $\ln R=f(1/T)$ определить постоянную В как тангенс угла наклона к оси абсцисс.

3. Рассчитать постоянную В по формуле (8). В качестве температур T_1 и T_2 брать соответственно комнатную температуру и самую высокую температуру в опыте.

4. Определить постоянную R_0 .

5. Пользуясь графиком $\ln R = f(1/T)$, по формуле (5) определить энергию активации носителей ΔE.

6. По формуле (4) вычислить температурный коэффициент сопротивления α. Построить график зависимости $\alpha = f(T)$.

7. Результаты вычислений занести в таблицу.

Контрольные вопросы

1.Как зависит сопротивление металла и полупроводника от температуры, почему?

2.Пояснить формулы (1) и (2).

3.Что такое энергия активации и как её определить на опыте?

4.Как по температурной зависимости сопротивления полупроводников определить постоянные В и R_0 ?

5.Что представляет собой термистор?

6.Где применяются термисторы?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Современные представления о строении и свойствах материальных тел связаны с их дискретной структурой. Количество, пространственное расположение и энергетическое состояние отдельных частиц (протонов, нейтронов, электронов, атомов, молекул), входящих в состав вещества тела, определяют все его физико-химические свойства. Изменение состояния материального тела в результате взаимодействия с окружающей средой обусловлено изменением его структуры и часто сопровождается излучением или поглощением энергии, переносимой электромагнитными волнами. Электромагнитное излучение можно представить как простую гармоническую волну, распространяющуюся от источника в отсутствие отражения или преломления по прямым линиям. При этом происходят периодические взаимозависимые изменения величин электрического и магнитного полей, описываемые частотой или длиной волны. Электромагнитное излучение охватывает широкий диапазон длин волн - от области гамма-лучей ($\lambda=10^{-12}\text{м}$) до длинноволновых радиоволн ($\lambda=10^3\text{ м}$). Этот широкий спектр принято разделять на спектральные области как в соответствии с вполне определённым типом излучательного процесса, так и с учётом специфических свойств конкретного излучения.

Область спектра электромагнитных волн, соответствующую тепловому излучению, принято разделять на следующие спектральные диапазоны : ультрафиолетовый (0,2-0,4 мкм), видимый (0,4 – 0,72 мкм) и три инфракрасных - ближний (0,72 – 2,5 мкм), средний (2,5 - 25 мкм) и дальний (25 - 1000 мкм). Спектр электромагнитного излучения в тепловой области изображён на рис.1.

Физика

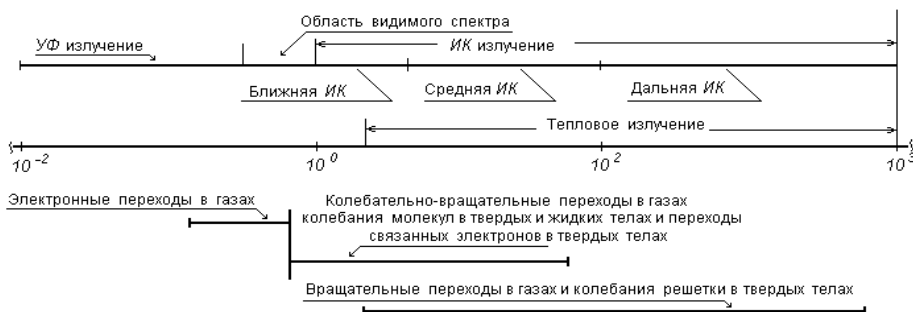


Рис. 1 Спектр электромагнитного излучения в тепловой области.

Излучение в ультрафиолетовом, видимом и ближнем ИК диапазонах обусловлено квантовыми переходами внешних электронов атомов. Излучение в средневолновом и длинноволновом ИК диапазонах связано с вращательными и колебательными переходами в молекулах, переходами в кристаллической решетке и другими видами квантовых переходов. При излучении вращательные переходы могут происходить одновременно с колебательными, в результате чего излучаются колебательно-вращательные полосы, состоящие из совокупности вращательных линий, принадлежащих к одному и тому же колебательному переходу.

Характер теплового излучения зависит не только от типа квантовых переходов, но и от агрегатного состояния вещества. Если спектр излучения нагретых газов является дискретным, т.е. состоящим из отдельных линий, то непрозрачные твёрдые тела имеют сплошной спектр излучения. Такое резкое различие объясняется тем, что при переходе от газовой среды к конденсированному состоянию происходит усиление межмолекулярного взаимодействия, которое приводит к уширению спектральных линий и их взаимному перекрытию. В результате спектр излучения твёрдых тел становится сплошным.

Основной особенностью теплового излучения является его равновесный характер. Так как источником теплового излучения является внутренняя энергия тел, то ее постоянство, т.е. постоянство температуры нагретого тела, можно поддерживать двумя способами:

- за счёт поглощения излучающим телом теплового излучения из окружающего пространства;
- в результате непосредственной передачи энергии телу при механическом контакте с более нагретыми телами.

Если температура излучающего тела поддерживается постоянной первым способом, то говорят, что тело находится в состоянии термодинамического равновесия с окружающей средой. Законы теплового излучения строго справедливы именно для такого равновесия.

Фундаментальным понятием при рассмотрении теплового излучения твердых тел является понятие об абсолютно черном теле (АЧТ). Абсолютно чёрным называют тело, поглощающее всё падающее на него излучение любых длин волн. Соответственно при данной температуре АЧТ излучает максимально возможное (предельное) количество энергии. В природе таких источников не существует. Любой тепловой излучатель испускает в единицу времени с единичной площадки при любой заданной температуре в любом интервале меньшее количество энергии, чем АЧТ при тех же условиях. Однако, возможно построение источников теплового излучения весьма близких по своим излучательным характеристикам к характеристикам АЧТ. Простейшей моделью АЧТ может служить замкнутая полость с непроницаемыми стенками и малым выходным отверстием.

Выдвинутая в начале XX века М.Планком гипотеза квантования энергии электромагнитных волн позволила ему открыть фундаментальный закон распределения спектральной плотности излучения АЧТ:

$$R_{\lambda, T} = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad (1)$$

$R_{\lambda T}$ – спектральная плотность излучения, Вт м⁻²мкм

λ - длина волны, мкм

h - постоянная Планка (6,6256*10⁻³⁴ Вт*с²)

T - абсолютная температура, К

$c_1 = 2\pi^5 h c^2 = 3,7415 \cdot 10^8$, Вт*м⁻² *мкм⁴ $c_2 = hc/k = 1,43879 \cdot 10^4$, мкм К

k - постоянная Больцмана (1,38054*10⁻²³). Вт*сек*К⁻¹

Величина R называется также монохроматической испускательной способностью и зависит от длины волны и абсолютной

температуры излучающего тела. Изотермы спектральной плотности излучения АЧТ в диапазоне температур от 500 - 900 К изображены на рис. 2. Они представляют собой плавные кривые с одним максимумом, спадающие до 0 при стремлении λ к 0 или бесконечности. Анализ уравнения (1) и рис. 2 приводит к следующим выводам.

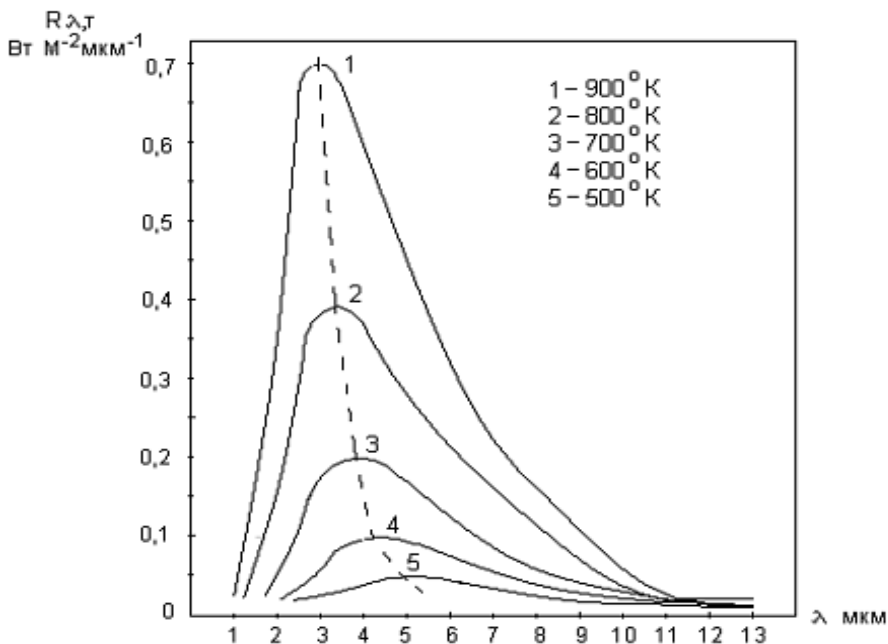


Рис.2. Изотермы спектральной плотности излучения АЧТ для нескольких температур.

Во-первых, испускательная способность быстро увеличивается с ростом температуры. Выражение для полного лучистого потока пропорционального площади, ограниченной осью абсцисс и соответствующей изотермой, можно получить, проинтегрировав закон Планка (1)

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\lambda,T} d\lambda = \sigma T^4 \quad (2).$$

Соотношение (2) называется законом Стефана-Больцмана. а величина σ - постоянной Стефана-Больцмана ($5,6697 \cdot 10^{-6}$ Вт*м²*К⁴).

Таким образом, величина R_T , называемая так же энергетической светимостью, для АЧТ увеличивается пропорционально четвертой степени температуры.

Во-вторых, распределение монохроматической испускательной способности по длинам волн неравномерна. Для некоторой длины волны, однозначно связанной с температурой тела, имеет максимум:

$$P_{\lambda_{\max}} = aT^5 \quad (3),$$

где $a = 12,862 \cdot 10^{12}$ Вт*м*мкм⁻¹*К⁻⁵.

Соотношение (3), называемое формулой Вина, получено в результате исследования закона Планка (1) на экстремум.

В-третьих, максимум монохроматической испускательной способности с увеличением температуры смещается в сторону более коротких длин волн. Продифференцировав соотношение (1) по времени, получим закон смещения Вина:

$$\lambda_{\max} T = b,$$

где λ_{\max} - длина волны, на которой наблюдается максимум распределения спектральной плотности излучения; $b = 2897,8$ мкм К.

Пунктирная кривая на рис.2 является геометрическим местом максимумов, смещающихся с увеличением температуры в сторону коротких длин волн.

Закон Планка (1) наиболее полно описывает процесс излучения АЧТ. Все другие законы теплового излучения (2-4) могут быть получены из него.

Энергетическая светимость реальных тел R^t всегда меньше энергетической светимости АЧТ R_t при той же температуре. От-

ношение

$$E = R \cdot T / R_t \quad (5)$$

называется коэффициентом излучения тела (или степенью черноты).

Уравнение (5) является одной из форм закона Кирхгофа. Коэффициент излучения зависит от вида материала, обработки его поверхности и может изменяться с изменением длины волны излучения и температуры. Поэтому более общим выражением

для него является соотношение:

$$\varepsilon = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda) R_{\lambda, T} d\lambda}{\int_0^{\infty} R_{\lambda, N} d\lambda} = \frac{1}{\sigma T^4} \int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda) R_{\lambda, T} d\lambda$$

где $\varepsilon(\lambda)$ - спектральный коэффициент излучения.

По характеру измерения $\varepsilon(\lambda)$ все источники теплового излучения могут быть разделены на три типа:

1. Абсолютно чёрное тело (полный излучатель) $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon = 1$;
2. Серые тела $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon' < 1$
3. Селективные излучатели, для которых $\varepsilon(\lambda)$ меняется с длиной волны.

Описание лабораторной установки

Лабораторная установка состоит из источника теплового излучения 1 (нихромовой спирали в форме цилиндра); механического модулятора светового потока, включающего обтюратор 2 и электродвигатель 3; набор оптических инфракрасных фильтров 4; сферического зеркала 5 и пироэлектрического приёмника излучения 6; электронного блока обработки сигнала фотоприёмника с цифровым вольтметром 7 и блока питания 8 (рис.1).

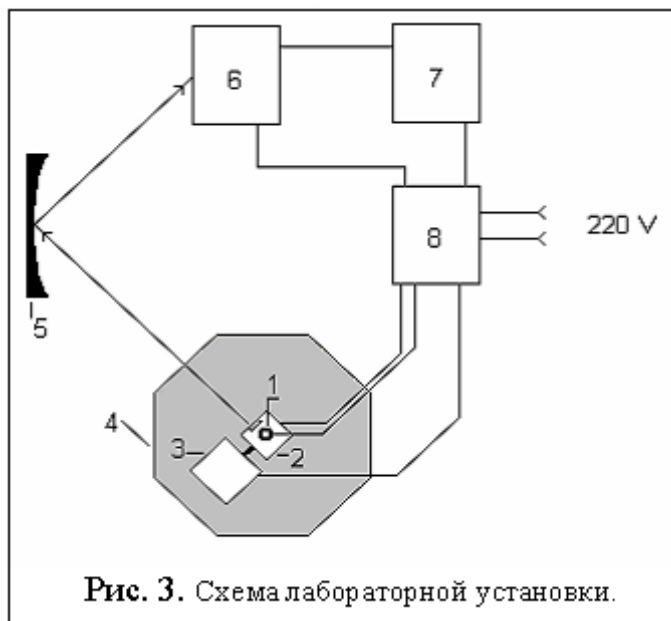


Рис. 3. Схема лабораторной установки.

Конструктивно установка выполнена в виде единого прибора, состоящего из оптико-механического блока, расположенного в левой части под прозрачной крышкой, и электронного блока в правой части. Смена оптических фильтров осуществляется поворотом барабана с фильтрами на фиксированный угол с помощью рукоятки, расположенной над крышкой. Поворот следует производить до щелчка, означающего фиксацию положения фильтра. При этом номер установленного фильтра индуцируется в прямоугольном окне на верхней поверхности прозрачной крышки.

Функциональные назначения кнопок управления режимами работы электронного блока следующие: в нажатом (отжатом) положении кнопки СЕТЬ установка подключена (отключена) к сети переменного тока напряжением 220 В и частотой 50 Гц; в нажатом положении одной из кнопок Т1, Т2 или Т3 излучатель подключен к источнику тока, определяющему температуру нагрева спирали, при этом загорается один из светодиодов.

ВНИМАНИЕ! не допускается одновременное нажатие кнопок Т1, Т2, Т3.

В нажатом положении кнопки МОДУЛЯТОР подаётся напряжение на электродвигатель, и вращением обтюлятора осу-

ществляется модуляция светового потока; в нажатом положении кнопки ДИАПАЗОН показания цифрового индикатора следует увеличить в 3 раза.

Поток излучения от нихромовой спирали модулируется во времени, проходит через оптический фильтр и, отражаясь от сферического зеркала, падает на фотоприёмник. Модуляция потока осуществляется с целью устранения влияния фоновых засветок, уменьшения влияния внутренних шумов фотоприёмника и электронных схем, а так же для эффективной обработки полезного сигнала.

Оптический узкополосный фильтр позволяет выделить из падающего потока излучения энергию узкого спектрального интервала. Спектр пропускания такого фильтра приведен на рис. 4. Ширина спектра пропускания фильтра на полувысоте:

$$\Delta\lambda_{0,5 T_{\max}} = (2 \div 2,5) \% \lambda_{\max}$$

что позволяет использовать такой фильтр для измерения средней величины монохроматической испускательной способности $R_{\lambda, T}$ очень узком интервале длин волн. Применив набор фильтров с различными λ_{\max} , можно построить по результатам измерений $R_{\lambda, T}$ кривую излучения нагретого тела. В установке применяются семь инфракрасных узкополосных фильтров. В таблице 1 указаны величины λ_{\max} , соответствующие номерам фильтров.

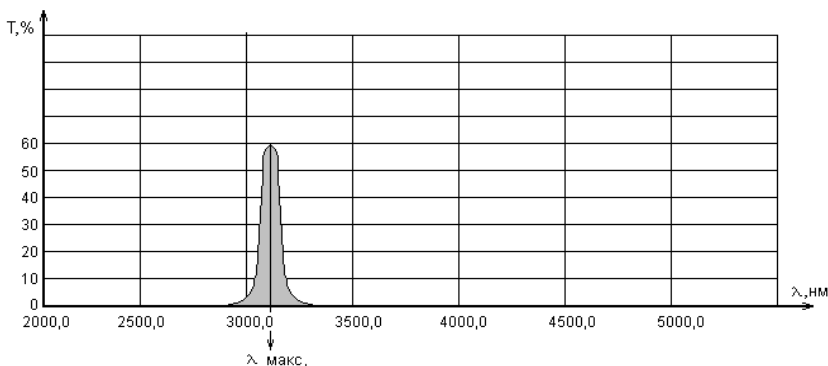


Рис. 4. Спектр пропускания оптического инфракрасного узкополосного фильтра.

T – коэффициент пропускания, λ_{\max} – длина волны, на которой фильтр имеет максимальное пропускание T_{\max}

Таблица 1

№ фильтра	1	2	3	4	5	6	7
λ_{\max} , МКМ							

Сферическое зеркало «строит» изображение излучателя в плоскости чувствительной площадки фотоприемника. Приемник обладает практически равной чувствительностью в диапазоне длин волн 2-20 мкм.

Величина напряжения сигнала на выходе фотоприемника пропорциональна величине падающего на фотоприёмник светового потока $\Phi_{\lambda,T}$,

а значит и $R_{\lambda,T}$, т.к. $\Phi_{\lambda,T} = R_{\lambda,T} S$, где S - площадь излучаемой поверхности.

Таким образом, показания цифрового индикатора вольтметра, выражаемые в вольтах, пропорциональны величине спектральной плотности энергетической светимости. В данной работе измеряется не абсолютное значение $R_{\lambda,T}$ а величина напряжения $U_{R,\lambda,T}$, пропорциональная $R_{\lambda,T}$.

Нихромовый излучатель можно считать серым телом, т.к. спектральный коэффициент излучения слабо зависит от длины волны. Поэтому форма кривой R_{λ} ($T=\text{const}$) или в нашем случае $U_{R\lambda}$ ($T=\text{const}$) в относительных координатах должна практически совпадать с формой кривой, описываемой функцией Планка при той же температуре.

Построив кривые $U_{R\lambda}$ ($T=\text{const}$) для различных температур, возможно осуществить проверку выполнения законов Вина и Стефана-Больцмана следующим образом.

Из экспериментально полученных кривых $U_{R\lambda}$ ($T=\text{const}$) определяют длины волн, λ_{\max} которых, величина $U_{R,\lambda,T}$, максимальна. Используя закон Вина, рассчитывают температуру излучателя по формуле:

$$T_{\text{экс}} = \frac{b}{\lambda_{\max}} \quad (7)$$

где $b=2897,8$ мкм К - постоянная Вина, и сравнивают вычисленное значение температуры с заданным на лабораторной установке.

Для проверки закона Стефана-Больцмана $R_T = \sigma T^4$

необходимо определить площади S_{T1}, S_{T2}, S_{T3} , ограниченные кривыми $U_{R\lambda}$ ($T = \text{const}$),

для трёх температур и осью абсцисс, и проверить справедливость соотношений:

$$\frac{S_{T1}}{T_1^4} = \frac{S_{T2}}{T_2^4} = \frac{S_{T3}}{T_3^4} = \text{const}$$

С другой стороны, можно экспериментально измерить величину напряжения $U_{R,T}$, пропорциональную ($\lambda, T = \text{const}$)

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\lambda}$$

для трёх температур (в этом случае вместо узкополосного фильтра устанавливается нейтральный ослабитель), и проверить справедливость соотношений:

$$\frac{U_{RT1}}{T_1^4} = \frac{U_{RT2}}{T_2^4} = \frac{U_{RT3}}{T_3^4} = \text{const}'$$

Порядок выполнения работы

Внимание! После включения установки установить температуру T_1 , нажав кнопку T_1 . Выждать 10-15 мин, что необходимо для прогрева установки, после чего приступить к выполнению измерений.

Задание 1. Построение кривых излучения серого тела.

1. Поворотом рукоятки блока фильтров по часовой стрелке установить в рабочее положение фильтр №1.

2. Включить двигатель модулятора, нажав кнопку МОДУЛЯТОР (до окончания измерений не выключать).

3. Снять показания с цифрового индикатора. Если на индикаторе высвечивается информация 1, (после запятой цифры не светятся), то следует нажать кнопку ДИАПАЗОН (при этом показания индикатора следует увеличить в 3 раза).

4. Последовательно меняя фильтры, снять показания и заполнить таблицу 2. Провести не менее трёх измерений для каждого фильтра. Смену фильтров осуществлять только по часовой стрелке. Определить среднее значение U_{RAT} .

Таблица 2

$\lambda_{max}, \text{КМН}$									
$U_{RAT}, \text{В}$	1								
	2								
	3								
	Ср.зн.								
$U_{RAT}, \text{В}$	1								
	2								
	3								
	Ср.зн.								
$U_{RAT}, \text{В}$	1								
	2								
	3								
	Ср.зн.								

При величине показаний цифрового вольтметра меньших 2В более точными являются показания на диапазоне 1. В положении 8 блока фильтров вместо узкополосного фильтра устанавливается нейтральный ослабитель, что позволяет измерить величину и пропорциональную энергетической светимости K_t в интервале длин волн от 2 до 20мкм.

5. Повторить измерения по п.4 для температуры T2, нажав кнопку T2 (при этом светодиод против кнопки T1 должен погаснуть), а затем для температуры T3. Результаты измерений занести в таблицы 3 и 4, аналогичные таблице 2. После перехода к новой температуре выждать 5 мин. до начала проведения измерений.

6. Построить графики зависимостей для $U_{R\lambda} = U_{R\lambda} (\lambda, T = \text{const})$

для трёх температур. Графики следует строить на миллиметровой бумаге, выбрав масштаб по оси длин волн 1 мкм = 20 мм, а по оси напряжений 1 В = 50 мм: В интервале длин волн 0-2,0 мкм и 8.5-10 мкм изобразить предполагаемый ход кривых в соответствии с теоретическими положениями.

7. Нажатием кнопки МОДУЛЯТОР отключить двигатель от

блока питания. Выключить установку нажатием кнопки СЕТЬ.

Задание 2. Проверка справедливости закона Вина.

1. Определить из графиков $U_{\text{R}}(\lambda, T = \text{const})$ величины λ_{max} для трёх температур.

2. Вычислить по ф-ле (7) значение $T_{1\text{эксп}}, T_{2\text{эксп}}, T_{3\text{эксп}}$.

3. Сравнить полученные результаты с заданными величинами температур $T_1=900\text{K}, T_2=740\text{K}, T_3=630\text{K}$. Вычислить отклонение расчётных температур от заданных. Сделать выводы.

Задание 3. Проверка справедливости закона Стефана-Больцмана.

1. По прилагаемой программе вычислить площади $S_{T_1}, S_{T_2}, S_{T_3}$, ограниченные осью абсцисс и кривыми излучения в диапазоне от 0 -10 мкм.

2. Проверить выполнение соотношений (8).

3. Вычислить среднее значение соотношений (8) и отклонение каждого значения от среднего. Сделать выводы.

4. Используя экспериментально измеренные значения $U_{RT_1}, U_{RT_2}, U_{RT_3}$ из таблиц и значения заданных температур излучателя проверить выполнение соотношений (9). Прodelать аналогичные вычисления по п.3.

5. Полученные в работе результаты записать в таблицу 4.

Таблица 4

	ЭКС п. λ_{m} λ_{x} мкм	$T_{\text{экс}}$ н, К	$\Delta T,$ К	$S_{\text{T}}/T^4, \text{B}^* \cdot \text{мк}$ м/К ⁴	$U_{\text{RT}}/$ $T^4,$ В/К	$(S_{\text{T}}/T$ ⁴⁾ ср, В* мкм/ К ⁴	$(U$ _{RT} / T^4) ср, В/ К ⁴	$\Delta(U_{\text{R}}$ $T/T^4),$ %	$\Delta(S_{\text{T}}/T$ ⁴), %
1									
2									
3									

В таблице 4 приняты следующие обозначения:

ΔT – разность температур излучателя заданной и экспериментально найденной;

$(S_{\text{T}}/T^4)_{\text{ср}}$ – среднее значение отношения S_{T}/T^4 по трём температурам ;

$(U_{RT}/T^4)_{\text{ср}}$ – среднее значение отношения U_{RT}/T^4 по трём температурам;

$\Delta(U_{RT}/T^4)$, % – отклонение отношения U_{RT}/T^4 от среднего значения $(U_{RT}/T^4)_{\text{ср}}$ вычисленное в процентах, для каждой температуры;

$\Delta(S_T/T^4)$, % – отклонение отношения S_T/T^4 от среднего значения $(S_T/T^4)_{\text{ср}}$ вычисленное в процентах, для каждой температуры.

Контрольные вопросы

1. Какова природа теплового излучения?
2. Что такое термодинамическое равновесие?
3. Какова физическая сущность гипотезы квантов?
4. Что такое АЧТ и какому закону подчиняется спектральная плотность его излучения?
5. Какие части кривой распределения спектральной плотности излучения АЧТ описываются соотношениями: 1. $(hc)/\lambda$ соизмеримо с kT ; 2. $(hc)/\lambda \gg kT$; 3. $(hc)/\lambda \ll kT$
6. Сформулируйте закон смещения Вина.
7. Сформулируйте закон Стефана-Больцмана.