

22.3  
4-82



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ СТАЛИ И СПЛАВОВ  
Технологический университет

**MISiS**

Новорязанский филиал

*А. И. Чуваев*

**ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ  
ПО ФИЗИКЕ**

*Методические указания*

**Часть III**

Лабораторные работы по физике : методические указания :  
в 3 ч. / сост. А. И. Чуваев. – Орск : Издательство ОГТИ, 2007. – Часть III.  
– 99 с.

**Составитель:**

**Чуваев А. И.,** старший преподаватель кафедры математики  
и естествознания Новотроицкого филиала  
«Московского государственного университета»  
(Технологического университета)»

**СОДЕРЖАНИЕ**

Пояснительная записка .....	4
Лабораторная работа № 1. Определение радиуса кривизны линзы и длины световой волны с помощью колец Ньютона .....	5
Лабораторная работа № 2. Исследование дифракции Фраунгофера на одной щели и дифракционной решетке .....	16
Лабораторная работа № 3. Изучение сериальных закономерностей в спектре водорода .....	26
Лабораторная работа № 4. Изучение работы газового лазера и исследование свойств лазерного излучения .....	41
Лабораторная работа № 5. Исследование законов фотоэффекта .....	55
Лабораторная работа № 6. Изучение эффекта Комптона .....	67
Лабораторная работа № 7. Изучение зависимости сопротивления полупроводника от температуры .....	76
Лабораторная работа № 8. Изучение термоэлектрического явления и метода измерения термо-ЭДС .....	88

© Чуваев А. И., 2007  
© Издательство ОГТИ, 2007

## ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА

Подготовка специалистов любого технического профиля требует детального изучения физических закономерностей и, в частности, высококачественной экспериментальной подготовки.

Цель лабораторного практикума заключается в том, чтобы позволить студенту самому воспроизвести основные физические явления, научить его обращению с измерительными приборами и познакомиться с важнейшими методами измерений. Не менее существенно создать и закрепить навыки ведения лабораторного журнала, построения графиков и оценки достоверности полученных результатов. Всем этим вопросам посвящено настоящее руководство.

Описание к работам начинается с теоретических введений. Они составлены так, чтобы ясное представление о существе изучаемых явлений и применении методе измерений могли себе составить как те студенты, которые уже прослушали этот материал на лекциях, так и те, которые только приступили к изучению соответствующего раздела физики. Введение является лишь своеобразной канвой, позволяющей студенту лучше ориентироваться в учебной литературе. Объем сведений, излагаемых во введении, не освобождает студентов от необходимости проработки соответствующих разделов учебной литературы, рекомендуемой к данной работе.

После теоретических введений приводятся описания измерительной аппаратуры, обычно довольно подробные. Затем следуют задания, регламентирующие последовательность работы студентов при проведении измерений.

Большинство работ данного практикума выполняется на специальных измерительных комплексах «Свет», позволяющих осуществлять высокоточные измерения физических величин. В качестве источников монохроматического излучения применяются газовые лазеры типа ЛГ - 72. В работе по изучению колебаний Ньютона изучается биноклярный оптический микроскоп в комплексе с устройством для получения интерференционной картины. Работа по изучению эффекта Комптона выполняется как виртуальный эксперимент с помощью моделирования на компьютере.

После выполнения экспериментов и расчетов величин необходимо оформить отчет по выполненной работе. В описаниях приводится перечень отчетных материалов, которые необходимо привести в итоговом документе.

Чтобы обеспечить самоконтроль студентов за самостоятельной подготовкой к лабораторной работе, в описания включены контрольные вопросы. Некоторые из них предназначены также и для того, чтобы студенты могли лучше усвоить сущность применяемого ими метода измерений и глубже осмыслить полученные в работе результаты.

В конце описаний приводится список литературы с подробным указанием места расположения изучаемого материала. В список включены учебники, рекомендованные для обязательного и дополнительного изучения.

Настоящее руководство к лабораторным работам предназначено студентам дневного и заочного отделений вузов.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ И ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

**Цель работы:** научиться определять радиус кривизны линзы и длину световой волны при помощи колец Ньютона.

#### Теоретическое введение

##### Интерференция света

**Интерференция света** — это сложение двух (или нескольких) световых волн одинаковой частоты, сходящихся в одной точке в однородной и изотропной среде, в результате чего наблюдается увеличение или уменьшение амплитуды слагаемых волн.

Необходимым условием интерференции волн является их **когерентность**, то есть равенство их частот ( $\nu_1 = \nu_2$ ) и постоянная во времени разность фаз ( $\varphi_1 - \varphi_2 = const$ ).

Монохроматическая световая волна, приходящая в данную точку, описывается обычным уравнением гармонических колебаний:

$$y = A \cos \varphi = A \cos(\omega t + \varphi_0) = A \cos(2\pi \nu t + \varphi_0), \quad (1)$$

где под  $y$  следует понимать величины напряженностей электрического  $E$  и магнитного  $H$  полей, векторы которых колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях.

Для световых волн, также как и для любых других, справедлив **принцип суперпозиции** (наложения) полей. Так как свет имеет электромагнитную природу, то применение этого принципа означает, что результирующая напряженность электрического (магнитного) тока двух световых волн, проходящих через одну точку, равна векторной сумме электрических (магнитных) полей каждой из волн в отдельности.

Если в данную точку приходят две волны одинаковой частоты, описываемые уравнениями:

$$y_1 = A_1 \cos \varphi_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_{10}) \text{ и}$$

$$y_2 = A_2 \cos \varphi_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_{20}),$$

то результирующее поле равно их сумме (в общем случае — геометрической):  $y = y_1 + y_2 = A \cos(\omega t + \varphi)$ , а амплитуда результирующего колебания определяется выражением:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (2)$$

где  $(\varphi_1 - \varphi_2)$  — разность фаз слагаемых волн.

Анализируя уравнение (1-2), делаем выводы:

а) если  $(\varphi_1 - \varphi_2) = 0; 2\pi; 4\pi; \dots; 2k\pi$ ,

где  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ ,

то  $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 1$  и  $A = A_1 + A_2$ .

В этом случае происходит усиление колебания (усиление света). Если при этом  $A_1 = A_2$ , то  $A_{\max} = 2A_1$ ;

б) если  $(\varphi_1 - \varphi_2) = \pi; 3\pi; 5\pi; \dots; (2k-1)\pi$ ,

где  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ ,

то  $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$  и  $A = (A_1 - A_2)$ .

В этом случае происходит ослабление колебания (ослабление света). Если при этом  $A_1 = A_2$ , то  $A_{\min} = 0$ , то есть происходит полное гашение света светом.

Обычно эти условия формулируются не через разность фаз  $(\varphi_1 - \varphi_2)$ , а через разность хода волн  $\Delta$ .

Допустим, одна из интерферирующих волн проходит путь  $x_1$  со скоростью  $v_1$  в среде с показателем преломления  $n_1 = c/v_1$ , а другая — путь  $x_2$  со скоростью  $v_2$  в среде с показателем преломления  $n_2 = c/v_2$ .

При наложении волн разность фаз

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi\nu(t - \frac{x_1}{v_1}) - 2\pi\nu(t - \frac{x_2}{v_2}) = 2\pi\nu(\frac{x_2}{v_2} - \frac{x_1}{v_1}) = \frac{2\pi}{T} \cdot C \cdot (\frac{x_2}{v_2} - \frac{x_1}{v_1}) \quad (3)$$

Учитывая, что длина волны в вакууме  $\lambda = T \cdot c$ , а  $L_1 = x_1 \cdot n_1$ ,  $L_2 = x_2 \cdot n_2$ ,  $L = xp$  — *оптическая длина пути*, получаем:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi\nu}{\lambda} \Delta, \quad (4)$$

где  $\Delta = L_1 - L_2$  — *оптическая разность хода*.

$$\text{Тогда } \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \text{ или } \Delta = \frac{\lambda}{2\pi} \Delta\varphi \quad (5)$$

Если оптическая разность хода равна целому числу волн или четному числу полуволн

$$\Delta = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (6)$$

то  $\Delta\varphi = \pm 2k\pi$  и колебания, возбуждаемые в точке обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе, то есть колебания усиливают друг друга в этой точке. Следовательно, (6) является *условием интерференционного максимума*. Если оптическая разность хода равна нечетному числу полуволн:

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (7)$$

( $k = 0, 1, 2, \dots$ ) — порядок интерференционного максимума или минимума, то  $\Delta\varphi = \pm(2k + 1)\pi$ , и колебания, возбуждаемые в точке обеими волнами, будут происходить в противофазе, то есть колебания ослабляют друг друга в этой точке. Следовательно, (7) является *условием интерференционного минимума*.

Естественные источники света излучают поток *некогерентных* волн. Обычно такими источниками являются сильно нагретые тела (Солнце, пламя свечи, нить накала электрической лампочки). Излучение светящегося тела складывается из волн, испускаемых отдельными атомами. Каждый атом испускает излучение, *не зависящее* от других. Продолжительность излучения отдельного атома составляет  $10^{-8}$  с. За это время образуется *цуг волн* (последовательность горбов — впадин) протяженностью около 3 м. Для вакуума наибольшее значение разности хода

$$\Delta = c \cdot t = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} \cdot 10^{-8} \text{ с} = 3 \text{ м}.$$

Одновременно энергию излучает большое количество атомов. Возбуждаемые ими волны, накладываясь друг на друга, претерпевают *случайные изменения*. Даже если выделить (например, светофильтром) излучаемые одинаковыми атомами волны одинаковых частот (*монохроматические*), то разности

фаз ( $\varphi_1 - \varphi_2$ ) между отдельными лучами будут хаотически изменяться и такие волны являются взаимно некогерентными, а следовательно, не дают устойчивой интерференционной картины.

Для наблюдения устойчивой картины интерференции необходима согласованность волн по времени и длине.

Согласованность, заключающуюся в том, что разность фаз двух колебаний ( $\varphi_1 - \varphi_2$ ) остается неизменной с течением времени в данной точке пространства, называют **временной когерентностью**.

Согласованность, заключающуюся в том, что разность фаз остается постоянной в разных точках волновой поверхности, называют **пространственной когерентностью**.

Таким образом, **естественные источники света не когерентны**.

Когерентные волны можно получить от одного источника. Для этого как-нибудь образом «разделить» световую волну на две, а после прохождения различных путей снова соединить их. Тогда разность фаз будет определяться разностью хода волн, при постоянной разности хода разность фаз тоже будет постоянной (см. выражение (4)).

Для получения когерентных световых пучков применяют различные искусственные приемы. До появления лазеров во всех приборах для наблюдения интерференции света когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника. Физическая сущность всех приборов (зеркала Френеля, бипризмы Френеля, щели Юнга и т. д.) для наблюдения интерференции света одна и та же: свет от одного источника идет к экрану двумя различными путями.

### Кольца Ньютона

Интерференционная картина от клина переменной толщины впервые была изучена еще Ньютоном. Схема наблюдения так называемых колец Ньютона изображена на рис. 1, а.

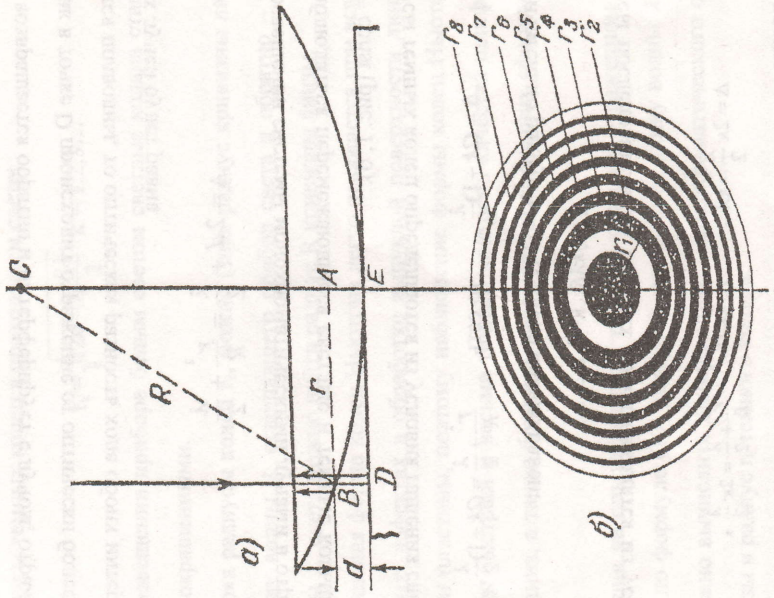


Рис. 1. Схема наблюдения колец Ньютона

Плосковыпуклая линза очень большого радиуса кривизны (10-100 м) прижимается выпуклой стороной к плоской пластине так, что между ними образуется воздушный клин переменной толщины  $d$ . Толщина этого клина зависит от расстояния точки В, характеризующего радиусом  $r$ .

Из прямоугольного треугольника АВС получаем:

$$r^2 = R^2 - (R - d)^2 = (2R - d) \approx 2Rd \quad \text{или} \quad d \approx \frac{r^2}{2R} \quad (8)$$

Пучок параллельных лучей падает сверху на линзу. Луч, доходящий до точки В, частично отражается и частично проходит в воздушный клин (практически вертикально из-за малой кривизны линзы). Отражаясь в точке D от пла-

стинки, он возвращается обратно и интерферирует с лучом, отраженным в точке В. Так как в точке D происходит отражение от оптически более плотной среды и теряется полволны, то оптическая разность хода обоих интерферирующих отраженных лучей будет равна

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2} = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}. \quad (9)$$

При освещении системы монохроматическими лучами в отраженном свете будут наблюдаться перемежающиеся светлые и темные кольца постоянных радиусов  $r = \text{const}$  (рис. 1, б).

Радиусы темных колец определяются из условия гашения света:

$$\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}, \quad \text{то есть} \quad \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = (2k+1)\frac{\lambda}{2},$$

И окончательно радиус  $k$ -го темного кольца равен:

$$r_k = \sqrt{k\lambda R}, \quad k=0, 1, 2, \dots \quad (10)$$

Радиусы последовательных светлых колец находятся из условия максимумов

$$\Delta = 2k\frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad \text{то есть} \quad \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = 2k\frac{\lambda}{2},$$

и они равны:

$$r_k^* = \sqrt{(2k-1)\frac{R\lambda}{2}}, \quad k=1, 2, 3, \dots \quad (11)$$

Счет темных колец начинается с  $k=0$ , то есть от самого центра интерференционной картины. Счет светлых колец начинается с  $k=1$ . Радиусы колец растут пропорционально корню квадратному из их номера  $k$ , то есть чем дальше от центра, тем эти кольца располагаются гуще, как показано на рис. 1, б.

В проходящем свете картина обратна: все светлые волны заменяются темными, а в центре — светлое пятно.

Очевидно, что в проходящем свете радиусы светлых колец Ньютона определяются по формуле:

$$r_k = \sqrt{k\lambda R}, \quad k=0, 1, 2, \dots, \quad (12)$$

а радиусы темных колец в проходящем свете:

$$r_k = \sqrt{(2k-1)\frac{R\lambda}{2}}, \quad k=1, 2, 3, \dots \quad (13)$$

При освещении прибора белым светом светлые кольца становятся соответственно окрашенными.

Измеряя радиусы колец  $r_k$ , можно (зная радиус кривизны линзы  $R$ ) определить длину волны  $\lambda$  освещающего прибор света и наоборот — по известной длине волны  $\lambda$  света можно найти радиус  $R$  кривизны линзы.

Правильная форма колец Ньютона легко искажается при всяких, даже незначительных, дефектах в обработке выпуклой поверхности линзы и верхней поверхности пластины, поэтому наблюдение формы колец Ньютона позволяет осуществить быстрый и весьма точный контроль качества шлифовки плоских пластин и линз, а также близость поверхности последних сферической поверхности.

Измерив на опыте радиус  $r$  темного кольца в отраженном свете, можно вычислить по формуле (10) радиус  $R$  линзы, зная длину волны  $\lambda$  света. И, наоборот, можно вычислить длину волны  $\lambda$  монохроматического света, зная радиус  $R$  линзы и радиус  $r_k$  темного кольца.

Однако, вследствие упругой деформации стекла и попадания пылинок в место соприкосновения стеклянной пластинки и линзы, практически невозможно добиться точного контакта (точка Е на рис. 1, а). Поэтому формула (10) непосредственно не используется. Более правильный результат получается, если вычислить  $R$  или  $\lambda$  по разности квадратов радиусов двух колец  $r_n$  и  $r_m$  (или диаметров  $2r_n$  и  $2r_m$ ):

$$R = \frac{r_n^2 - r_m^2}{(n-m)\lambda} = \frac{d_n^2 - d_m^2}{4(n-m)\lambda} \quad (14)$$

$$\lambda = \frac{r_n^2 - r_m^2}{(n-m)R} = \frac{d_n^2 - d_m^2}{4(n-m)R}, \quad (15)$$

где  $n$  и  $m$  — номера соответствующих темных колец (см. рис. 1, б).

### Приборы и принадлежности

1. Микроскоп стереоскопический МБС-10.
2. Блок питания лампы освещения микроскопа.
3. Сменные светофильтры.
4. Система «Кольца Ньютона».

#### Описание установки

Измерение диаметров темных колец Ньютона в отраженном свете производится с помощью стереоскопического микроскопа МБС-10 на системе «Кольца Ньютона». Микроскоп модернизирован: одна из окулярных трубок заменена осветителем. Примерный ход лучей света в микроскопе изображен на рис. 2.

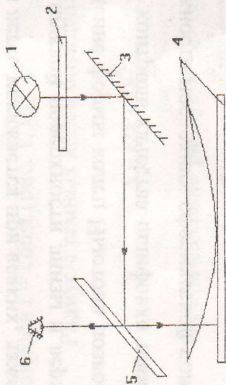


Рис. 2. Схема установки для изучения колец Ньютона

Свет от лампы (1) осветителя проходит через светофильтр (2) и отражается от зеркала (3) на полупрозрачное зеркало (5). После отражения от зеркала (5) луч попадает на систему (4) «Кольца Ньютона» и после отражения от линзы и пластины проходит через зеркало (5) в глаз 6 наблюдателя. Микроскоп направляют на наблюдение картины «Кольца Ньютона», которая находится в поле зрения (систему «Кольца Ньютона» в процессе работы не трогать!).

Поворотом кольца диоптрийной наводки окуляра добиваются резкого видения шкалы с ценой деления 0,1 мм. Линейный размер видимого предмета (диаметра кольца) определяются по формуле

$$d_n = d_{изм} \cdot L, \text{ мм}; \quad (16)$$

где  $d_{изм}$  — диаметр кольца по шкале микроскопа в мм;

$L$  — число, обратное тому увеличению микроскопа, при котором производится измерение (0,025 мм).

В работе применяются пять светофильтров, пропускающих свет известной длины волны (значения 4 задаются лаборантом).

### Порядок выполнения работы

**Задание 1.** Определение радиуса кривизны линзы.

1. Установить заданный светофильтр в окно кожуха лампы (длина волны  $\lambda$  пропускаемого света известна).
2. Включить осветитель микроскопа тумблером на блоке питания.
3. Перемещая с помощью рукоятки тубус микроскопа по вертикали, добиться четкого изображения колец Ньютона.
4. Вращая кольцо диоптрийной наводки окуляра, добиться четкого изображения шкалы микроскопа. Убедиться, что шкала пересекает кольца по диаметру и в центре картины находится темное пятно (рис. 3).

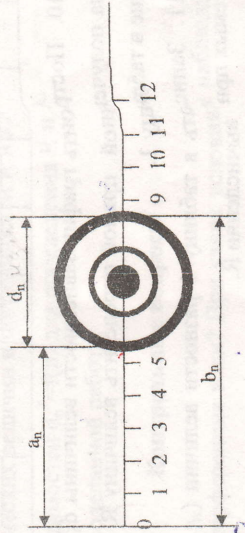


Рис. 3. Схема измерения диаметра  $n$ -го кольца Ньютона

5. Произвести отсчеты по шкале, соответствующие правым касательным к четвертому, пятому, шестому и та далее темным кольцам. Если данное темное кольцо имеет заметную ширину, то произвести отсчет так, чтобы соответствующее деление шкалы приходилось на середину ширины кольца.
6. Полученные отсчеты  $v_4, v_5, v_6, \dots, v_{11}$  выразить в миллиметрах и занести в таблицу 1.
7. Аналогично произвести отсчеты  $a_4, a_5, a_6, \dots, a_{11}$ , соответствующие левым касательным к четвертому, пятому, шестому и так далее темным кольцам. Результаты измерений занести в таблицу 1.

**Примечание:** Первые три кольца имеют большую ширину и во избежание большой погрешности диаметры этих колец не измеряются.





### Рекомендуемая литература

1. Дмитриева, В. Ф. Основы физики / В. Ф. Дмитриева, В. Л. Прокофьев. — М. : Высш. шк., 2001. — С. 151-155.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики / И. В. Савельев. — М. : Наука, 1998. — Т. II. — С. 119-124.
3. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. — М. : Высш. шк., 1994. — С. 172-175.
4. Яворский, Б. М. Курс физики / Б. М. Яворский, А. А. Деглаф. — М. : Высш. шк., 1971. — Т. III. — С. 51-55.

### ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА НА ОДНОЙ ЩЕЛИ И ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКЕ

**Цель работы:** научиться определять длину световой волны с помощью дифракции на одной щели и дифракционной решетке, убедиться в волновой природе света.

#### Теоретическое введение

##### Дифракция света.

##### Принцип Гюйгенса — Френеля

**Дифракция света** — это явление отклонения распространения световых лучей от законов геометрической оптики.

Дифракцию можно определить по **принципу Гюйгенса — Френеля**, согласно которому волновая поверхность света в каждый последующий момент времени является результатом интерференции вторичных полусферических волн, испускаемых каждой точкой волновой поверхности в предыдущий момент времени.

Таким образом, амплитуда результирующей волны является результатом сложения (интегрирования) амплитуд бесконечно большого числа вторичных волн, которая в некоторых случаях заменяется алгебраическим суммированием амплитуд от так называемых зон Френеля.

### Дифракция Фраунгофера на одной щели

**Дифракция Фраунгофера на одной щели** — это дифракция в параллельных лучах, которая практически часто осуществляется, когда источник света далеко от щели.

Пусть свет на щель падает перпендикулярно (рис.1).

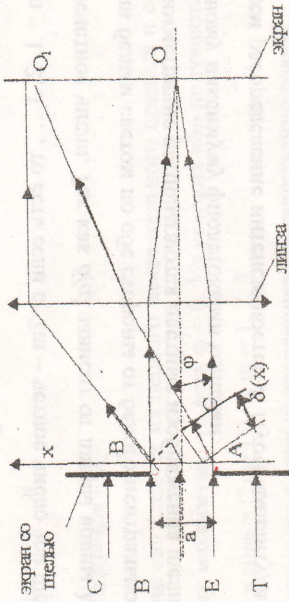


Рис. 1. Ход лучей света на одной щели

Ширина щели  $a$ , длина, перпендикулярная рисунку, неограничена. Экран поместим в фокальной плоскости линзы.

Вторичное излучение щели представляет совокупность параллельных пучков лучей всевозможных направлений, характеризуемых углами  $\varphi$ . Лучи, идущие под нулевым углом, собираются в точке  $O$ , для них оптической разности хода нет, поэтому центральный максимум белый, если на щель падает белый свет.

Рассмотрим лучи, идущие под углом  $\varphi \neq 0$ .

Проведем плоскость, нормальную пучку (BC — линия пересечения плоскости с плоскостью чертежа). Начиная от этой плоскости, до точки  $O$  оптической разности хода нет. Но на плоскости BC лучи уже имеют разность хода; для лучей, идущих от точек B и C, она максимальна и равна:

$$\delta(a) = AC = a \sin \varphi \quad (1)$$

Допустим, что  $AC = n \lambda / 2$ . Это значит, есть  $n$  лучей, разность хода между которыми равна  $\lambda / 2$ . Нормальные плоскости, проходящие через эти лучи, разделяют поверхность щели на узкие равновеликие прямоугольные полосы, назы-

БИБЛИОТЕКА  
НО МИСКС  
БОНЕМЕН

ваемые **зонами Френеля**, с длинной стороны, параллельной краям щели. Число образовавшихся зон равно  $n$ . **Условием минимума или максимума в точке  $O_1$**  является выполнение равенств:

$$\begin{cases} \delta(a) = a \sin \varphi = 2m \frac{\lambda}{2} \\ \delta(a) = a \sin \varphi = (2m+1) \frac{\lambda}{2} \end{cases} \quad (2)$$

где  $m = 1, 2, 3 \dots$ , то есть если  $n=2m$  — четное число зон Френеля или  $n = (2m+1)$  — нечетное число. Так как  $\delta(a)$  зависит от длины волны  $\lambda$ , то при освещении щели белым светом по обе стороны от белого центрального максимума (точка 0) симметрично располагаются цветные изображения щели, обращенные к центральному максимуму фиолетовыми концами.

Найдем распределение интенсивностей  $J$ . Пусть амплитуда падающей на щель волны в плоскости щели меняется по закону:

$$A(t) = A_0 \cos \omega t. \quad (3)$$

Тогда вклад участка шириной  $\delta x$  в поле плоской волны, идущей под углом  $\varphi$ , есть:

$$\begin{aligned} dA_\varphi &= A_0 \cos(\omega(t - \tau(x))) \frac{dx}{a} = A_0 \cos\left(\omega\left(t - \frac{\delta(x)}{c}\right)\right) \frac{dx}{a} = \\ &= A_0 \cos\left(\omega t - \frac{\omega x \sin \varphi}{c}\right) \frac{dx}{a} = A_0 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi\right) \frac{dx}{a} \end{aligned}$$

где  $\tau(x)$  — время запаздывания волны.

Суммарная амплитуда  $A$  в направлении  $\varphi$  определяется:

$$\begin{aligned} \int_0^a dA_\varphi &= \int_0^a A_0 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi\right) \frac{dx}{a} = \frac{A_0}{a} \int_0^a \cos z dz = \frac{A_0 \lambda}{2\pi a \sin \varphi} \left[ \sin z \right]_0^{\frac{2\pi}{\lambda} a \sin \varphi} = \\ &= \frac{A_0 \lambda}{2\pi a \sin \varphi} \cdot \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} a \sin \varphi\right) - \sin \omega t = \frac{A_0 \lambda}{\pi a \sin \varphi} \sin\left(\frac{\pi}{\lambda} a \sin \varphi\right) \cdot \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\lambda} a \sin \varphi\right). \end{aligned}$$

Для амплитуды  $A_\varphi(t)$  получаем выражение:

$$A_\varphi = \left( \frac{A_0 \lambda}{\pi a \sin \varphi} \right) \sin\left(\frac{\pi}{\lambda} a \sin \varphi\right). \quad (4)$$

Интенсивность света пропорциональна квадрату этого выражения:

$$J = A_\varphi^2 = A_0^2 \left( \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} a \sin \varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} a \sin \varphi} \right)^2. \quad (5)$$

Максимумы интенсивности получаются при:

а)  $\frac{\pi}{\lambda} (a \sin \varphi) = 0$  и

б)  $\frac{\pi}{\lambda} (a \sin \varphi) = (2m+1) \frac{\pi}{2}$ .

Условие «а» следует из первого замечательного предела и соответствует центральному максимуму, то есть  $\varphi = 0$ . Из условия «б» получаются остальные максимумы:  $a \sin \varphi = (2m+1)\lambda/2$ ,  $m = 1, 2, 3 \dots$

Интенсивности в этих направлениях соответственно равны:

$$\begin{aligned} J_0 &= A_0^2, \\ J_1 &= A_0^2 \left( \frac{1}{\pi \frac{3}{2}} \right)^2, \dots, J_m = A_0^2 \left( \frac{1}{\pi(2m+1) \cdot \frac{1}{2}} \right)^2, \end{aligned} \quad (6)$$

а их относительные значения:

$$1, \left(\frac{2}{3}\pi\right)^2, \left(\frac{2}{5}\pi\right)^2, \dots, \left(\frac{2}{(2m+1)}\pi\right)^2 \text{ или } 1; 0,045; 0,016; \dots \quad (7)$$

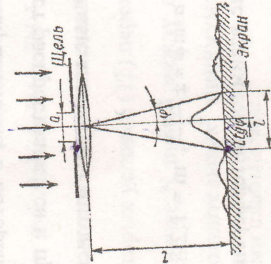


Рис. 2. Распределение интенсивности света при дифракции на одной щели

### Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

**Дифракционная решетка** — система параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине промежутками. Постоянная решетки  $d = a + b$ . Дифракционная картина получается на экране как результат интерференции всех лучей, идущих от всех щелей (многолучевая интерференция).

Рассмотрим дифракционную решетку (рис. 3). Для простоты показаны две щели. Так как щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то разности хода лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления  $\varphi$  одинаковы в пределах всей решетки:

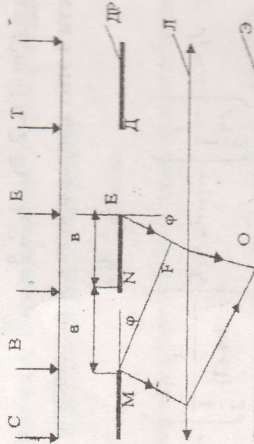


Рис. 3. Ход лучей света при дифракции на решетке

$$\delta = EF = d \sin \varphi, \quad d = 0,01 \text{ мм.} \quad (8)$$

Очевидно, что в тех направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух и при большем количестве щелей, то есть главные минимумы интенсивности будут наблюдаться при условии:

$$a \sin \varphi = \pm \frac{2m\lambda}{2}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (9)$$

Кроме того, вследствие взаимной интерференции световых лучей, посылаемых двумя щелями в некоторых направлениях, они будут гасить друг друга.

Очевидно, дополнительные минимумы будут наблюдаться в тех направлениях, которым соответствует разность хода лучей  $\frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}, \dots$

Пусть, например, из точки М и Е обеих щелей распространяются лучи, которые интерферируют между собой с разностью хода  $\Delta l = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$  в точке О (см. рис. 3)

Таким образом, возникнут дополнительные минимумы:

$$d \sin \varphi' = \pm \frac{(2m+1)\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (10)$$

если наоборот, то возникнут главные максимумы:

$$d \sin \varphi'' = \pm \frac{2m\lambda}{2} = m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (11)$$

Таким образом, полная дифракционная картина для двух щелей определяется на условии (9), (10) и (11), то есть между двумя главными максимумами располагается один дополнительный минимум. Аналогично можно показать, что между каждыми двумя главными максимумами при трех щелях располагается два дополнительных минимума, при четырех щелях — три и т. д.

Если дифракционная решетка состоит из N щелей, то условием главных минимумов является условие (9), условием главных максимумов — (11), а условием дополнительных минимумов:

$$d \sin \varphi' = \pm \frac{m'\lambda}{N}, \quad (12)$$

$$\text{где } m' = 1, 2, N-1, N+1, 2N-1, 2N+1, \dots$$

где  $m'$  может принимать все целочисленные значения, кроме 0, N, 2N, ..., то есть кроме тех, при которых условие (12) переходит в (11).

Следовательно, в случае N щелей между двумя главными максимумами располагаются N-1 дополнительных минимумов, разделенных вторичными максимумами, создающими слабый фон.

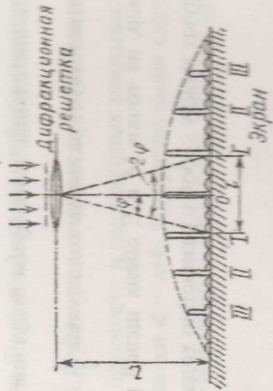


Рис. 4. Распределение интенсивности света при дифракции на решетке.

### Приборы и принадлежности

1. Оптическая скамья с рейтерами (держателями).
2. Газовый лазер ЛГ-72.
3. Экран с регулируемой по ширине щелью.
4. Экран с миллиметровой шкалой и передвижным фоторезистором.
5. Микроамперметр с регулируемыми пределами измерения силы тока.

### Описание установки

Схема установки изображена на рисунке 5.

На виде сверху представлены: источник монохроматического, параллельного пучка света (лазер), раздвижная щель (или во втором опыте — дифракционная решетка), экран с миллиметровой шкалой и передвижным фоторезистором, который подсоединен к микроамперметру.

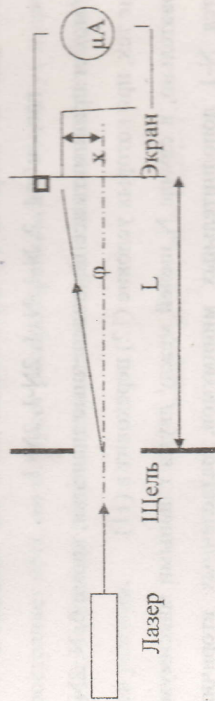


Рис. 5. Схема экспериментальной установки

Показания микроамперметра пропорциональны интенсивности падающего на фоторезистор света.

### Порядок выполнения работы

**Задание 1.** Исследование дифракции света на одной щели.

1. Собрать установку по рисунку 5 с раздвижной щелью.
2. Установить с помощью регулировочного винта заданную лабораторном ширину щели «а» и записать это значение в таблицу 1.
3. Установить щель от экрана на расстояние L (заданное лабораторном) и записать это значение в таблицу 1.
4. Включить микроамперметр, установить диапазон измерения силы тока (кнопку нажимает лаборант) и измерить темновой ток  $J_T$ .
5. Включить лазер и с помощью регулировочных винтов установить световое пятно (главный или нулевой максимум) после прохождения через щель на отметку  $x = 0$  фоторезистора.
6. Подобрать необходимый диапазон измерения силы тока и с помощью регулировочных винтов лазера добиться максимального тока при  $x = 0$  фоторезистора.
7. Вращая рукоятку перемещать фоторезистор вправо и через каждые 2 мм измерять силу тока  $J_d$  с помощью микроамперметра.

Таблица 1

a, мм	L, см	$J_T$ , мкА	X, мм	0	2	4	6	...	50
			$J = J_d - J_T$ мкА						

8. Результаты измерений записать в таблицу 1.
9. В выбранном масштабе построить на миллиметровой бумаге график зависимости силы тока I от координаты X.
10. Изменить ширину щели (по заданию лаборанта) и при тех же значениях L и  $J_T$  продумать измерения, указанные в пп. 3-7.
11. Полученные значения записать в таблицу 2, аналогичную таблице 1.
12. Выключить лазер.
13. Выполнить п. 9 при новых значениях таблицы 2. Оба графика начертить в одних координатах (на одном рисунке).

14. Сделать выводы о зависимости интенсивности света от ширины щели, а также ширины максимумов от ширины щели.

**Задание 2.** Определите длину световой волны с помощью дифракции на одной щели.

1. Из графика зависимости  $J = J(x)$  по таблице 1 измерьте расстояние  $L$  между двумя минимумами первого порядка (см. рис. 2 теоретического введения).

2. Определите длину волны света по условию минимума интенсивности света при дифракции на одной щели:

$$a \sin \varphi = k\lambda, \text{ где при малых углах } \sin \varphi \approx \tan \varphi \text{ и } k = 1.$$

3. Сравните опытное значение  $\lambda_{\text{оп}}$  с паспортным значением  $\lambda_{\text{п}}$  лазерного излучения и рассчитайте относительную погрешность измерения:

$$\varepsilon = \left( \frac{\lambda_{\text{оп}} - \lambda_{\text{п}}}{\lambda_{\text{оп}}} \right) \cdot 100\%.$$

**Задание 3.** Определите длину световой волны с помощью дифракционной решетки.

1. Убрать щель и установить в держателе дифракционную решетку.
2. Убрать с оптической скамьи экран с фоторезистором и установить на его место белый экран с линейкой.
3. Установить необходимое расстояние  $L$  (задается лаборатортом) от дифракционной решетки до экрана. Внести значение  $L$  в таблицу 3.
4. Включить лазер и получить на экране дифракционный спектр. Установить центральный максимум на нулевую отметку экрана (с помощью регулировочных винтов на держателе лазера).
5. Измерить расстояние между максимумами первого порядка (см. рис. 4 теоретического введения) и записать его в таблицу 3.
6. Измерить расстояние между максимумами второго порядка и записать его в таблицу 3.

Таблица 3

$k$	$d, \text{мм}$	$L, \text{см}$	$\ell, \text{мм}$	$\tan \varphi$	$\lambda_{\text{оп}}, \text{нм}$	$\lambda_{\text{п}}, \text{нм}$	$\varepsilon, \%$
1							
2							

7. Выключить лазер.

8. Определить длину волны света по условию максимума интенсивности света при дифракции на решетке:  $d \sin \varphi = k\lambda$ , где при малых углах  $\sin \varphi \approx \tan \varphi$  и значение  $d$  (постоянная дифракционной решетки) задается лаборатортом.

9. Полученные значения занесите в таблицу 3.

10. Рассчитайте относительную погрешность измерения  $\lambda$  и сделайте вывод о качестве эксперимента.

#### Содержание отчета

1. Основные понятия, выводы и формулы теории.
2. Схема экспериментальной установки.
3. Таблицы 1, 2, 3 с результатами измерений и вычислений.
4. Графики зависимостей силы тока от расстояния, то есть  $J=f(x)$ , построенные по результатам таблиц 1 и 2.
5. Расчеты физических величин и погрешностей измерения по таблице 3.
6. Выводы по проделанной работе.

#### Контрольные вопросы

1. Что такое дифракция света? Поясните принцип Гюйгенса – Френеля на рисунке.
2. Поясните, как происходит дифракция света на одной щели.
3. Поясните условие главных минимумов при дифракции на одной щели.
4. Как происходит перераспределение потока световых волн на дифракционной решетке?

5. Дайте обоснование условию главных максимумов при дифракции на решетке.
6. Дайте обоснование условию дополнительных минимумов при дифракции на решетке.
7. Какими способами можно определить длину световой волны с помощью одной щели и с помощью дифракционной решетки?
8. Как выглядит дифракционный спектр, полученный при падении белого света на дифракционную решетку? Чем этот спектр отличается от спектра, полученного от призмы?

#### Рекомендуемая литература

1. Дмитриева, В. Ф. Основы физики / В. Ф. Дмитриева, В. Л. Прокофьев. — М.: Высш. шк., 2001. — §156-159.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики / И. В. Савельев. — М.: Наука, 1998. — Т. III.
3. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. — М.: Высш. шк., 1994. — §176-180.
4. Яворский, Б. М. Курс физики / Б. М. Яворский, А. А. Детлаф. — М.: Высш. шк., 1971. — Т. III. — 6.1-6.3.

#### ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

#### ИЗУЧЕНИЕ СЕРИАЛЬНЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ В СПЕКТРЕ ВОДОРОДА

**Цель:** изучить закономерности в спектре излучения водорода и экспериментально определить постоянную Ридберга.

#### Теоретическое введение

#### Закономерности в спектре излучения водорода

В конце XIX в. ученые экспериментально установили, что спектр излучения атомарного водорода состоит из отдельных спектральных линий, образующих пять спектральных серий. Оказалось, что длины волн спектральных линий,

входящих в каждую серию, подчиняются определенной закономерности, выражаемой простой формулой.

Так, в видимой и близкой ультрафиолетовой частях спектра атома водорода расположена *серия Бальмера*, состоящая из 25 спектральных линий. Длина волны  $\lambda$  любой из спектральных линий этой серии удовлетворяет соотношению

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

где  $n = 3, 4, 5, \dots, 27$ , а  $R$ -константа, называемая *постоянной Ридберга* ( $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ ).

Подставив, например, в эту формулу  $n = 3$ , мы получим длину волны первой спектральной линии серии Бальмера. При  $n = 4$  получим длину волны второй спектральной линии этой серии и т. п.

В далекой ультрафиолетовой области спектра атома водорода находится *серия Лаймана*, длины волн которой подчиняются формуле

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

где  $n = 2, 3, 4, \dots$

В инфракрасной части спектра атома водорода расположены три серии спектральных линий:

$$\text{серия Паунета: } \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ где } n = 4, 5, 6, \dots;$$

$$\text{серия Брэкета: } \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ где } n = 5, 6, 7, \dots;$$

$$\text{серия Пфунда: } \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ где } n = 6, 7, 8, \dots$$

Шведский ученый Ридберг объединил все вышеперечисленные формулы в одну общую формулу:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{j^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1)$$

получившую название обобщенной формулы *Бальмера* — *Ридберга*. В этой формуле  $i$  — целое число, имеющее определенное значение для каждой спектральной серии (для серии Лаймана  $i = 1$ , Бальмера  $i = 2$ , Пашена  $i = 3$ , Брэкета  $i = 4$  и Пфунда  $i = 5$ ), а  $n$  — целое число, принимающее значения, начиная с  $i+1$  (то есть  $n = i+1, i+2, \dots$ ).

Поскольку между длиной световой волны  $\lambda$  и частотой  $\nu$  существует связь, выражаемая формулой  $c = \lambda \cdot \nu$  (где  $c \approx 3 \cdot 10^8$  м/с — скорость света в вакууме), то  $\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}$  и обобщенную формулу Бальмера — Ридберга (1) можно записать в виде:

$$\nu = cR \left( \frac{1}{i^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (2)$$

Произведение  $cR = R_i$  тоже представляет собой константу:  $R_i = cR \approx 3,27 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Теперь формула (2) принимает вид:

$$\nu = R_i \left( \frac{1}{i^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Следует иметь в виду, что иногда величину  $R_i = cR$  обозначают буквой  $R$  и называют *постоянной Ридберга*.

Значения длин спектральных линий, вычисленных по формуле (1) с высокой точностью совпадают со значениями длин волн этих линий, измеренных экспериментально с помощью спектрографа. Ясно, что возможность описания всех спектральных линий во всех сериях спектра излучения атомарного водорода одной простой формулой (1) не могла быть случайностью. Очевидно, тогда, в конце XIX в., ученые обнаружили какую-то фундаментальную закономерность в микромире, которую в то время объяснить не смогли.

#### *Запутнения, возникшие при использовании модели Резерфорда*

После того как в 1911 г. Резерфорд предложил планетарную (ядерную) модель строения атома, были предприняты попытки объяснить на ее основе закономерности, обнаруженные в спектре излучения атома водорода. При этом

использовались законы макроscopicической (классической) механики и электродинамики.

Согласно модели Резерфорда, электроны движутся вокруг атомного ядра с большим центростремительным ускорением. Ускоренно движущийся заряд по законам электродинамики, установленным Максвеллом, должен непрерывно излучать электромагнитные волны. При этом частота излучения атомных электронов должна быть равна частоте их обращения вокруг ядра.

В результате излучения электромагнитных волн энергия электронов должна уменьшаться. Следствием этого должно явиться уменьшение скорости движения и частоты вращения электронов вокруг ядра. Если частота непрерывно изменяется, значит, и спектр излучения должен быть сплошным, а уменьшение скорости электрона должно привести к тому, что в течение короткого времени (около  $10^{-8}$  с) он упадет на ядро, то есть в этой модели атом должен быть неустойчивым.

Между тем наблюдения показывают, что спектры атомов линейчатые, а сами атомы представляют собой очень устойчивые системы (существование радиоактивных веществ не противоречит сказанному, так как радиоактивность — процесс ядерный, не затрагивающий электронной оболочки атома). Таким образом, используя планетарную модель атома и опираясь на законы классической механики и электродинамики, невозможно объяснить ни устойчивость атомов, ни дискретный характер атомных спектров.

#### *Постулаты Бора. Стационарные состояния атома*

В 1913 г. выдающийся датский физик Бор показал, что несовпадение с экспериментом выводов, основанных на модели Резерфорда, возникло не потому, что планетарная модель строения атома неправильна. Нельзя считать, утверждал Бор, что в микромире действуют те же законы, которые описывают поведение макроscopicических тел. На самом деле законы движения микрочастиц очень сильно отличаются от законов движения в макромире.

Бор предположил, что величины, характеризующие микромир, должны *квантоваться*, то есть они не могут принимать любые значения, а им свойст-

венны только определенные дискретные значения, целые кратные постоянной Планка  $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$  Дж·с или же  $h = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \cdot 10^{-34}$  Дж·с ( $h$  читается как «аш переркнутое»). Следовательно, **законы микромира – это квантовые законы**. Поскольку в то время эти законы еще не были установлены наукой, то Бор полагил в основу своей теории постулаты, которые могут быть сформулированы следующим образом.

**Первый постулат Бора** (постулат стационарных состояний): атомы могут длительное время находиться в устойчивых (стационарных) состояниях, в которых они не излучают энергию, несмотря на происходящее в них движение электронов. В каждом стационарном состоянии атом обладает определенным квантованным значением энергии.

**Второй постулат Бора** (условие квантования круговых орбит). В стационарном состоянии атома электроны, двигаясь по стационарным круговым орбитам, обладают квантованными значениями момента импульса, то есть

$$L = m v r = n h, \quad (3)$$

где  $n=1, 2, 3, \dots$

В этой формуле  $L$  – **момент импульса**, то есть величина, равная произведению массы электрона  $m$  на его скорость  $v$  и радиус окружности  $r$  орбиты электрона, а  $n$  – **главное квантовое число**.

**Третий постулат Бора** (правило частот): излучение или поглощение энергии атомом происходит в момент скачкообразного перехода атома из одного стационарного состояния в другое (при этом электрон скачком переходит с одной стационарной орбиты на другую). Атомы излучают и поглощают энергию дискретными порциями – квантами, значение которых  $\varepsilon = h\nu$  равно разности энергии тех стационарных состояний, между которыми происходит данный переход, то есть

$$\varepsilon = h\nu = W_n - W_l \quad \text{или} \quad \nu = \frac{(W_n - W_l)}{h}, \quad (4)$$

где  $W_n$  и  $W_l$  – энергии стационарных состояний;

$\nu$  – частота излучения.

Постулаты Бора нельзя согласовать с законами классической механики и электродинамики, которым они в корне противоречат. Эти постулаты выражают характерную особенность микромира – квантовый характер происходящих там явлений. Выводы, основанные на постулатах Бора, хорошо согласуются с экспериментом. Так, например, существование в атомах стационарных состояний было экспериментально подтверждено в 1913 г. опытами Франка и Герца.

### Теория атома водорода по Бору

Исходя из этих постулатов и используя планетарную модель строения атома, Бор разработал количественную **теорию атома водорода**. Он предположил, что стационарные круговые орбиты входят в число всевозможных атомных орбит, допускаемых классической механикой и электродинамикой. Поэтому можно сначала найти «классические» решения задачи, а затем, используя метод квантования круговых орбит, отобрать из этих всевозможных решений такие, которые соответствуют стационарным состояниям.

Согласно планетарной модели атома, электрон на круговой орбите удерживается кулоновской силой  $F_k$  притяжения к ядру, которая обеспечивает центростремительное ускорение

$$a_n = \frac{v^2}{r}. \quad (5)$$

Известно, что

$$F_k = k \frac{Q_1 Q_2}{r^2}, \quad (6)$$

где  $Q_1$  и  $Q_2$  – модули взаимодействующих зарядов;

$r$  – расстояние между зарядами;

$$k = \frac{1}{4\pi \varepsilon_0}.$$

По второму закону Ньютона

$$F_k = m a_n = \frac{m v^2}{r}, \quad (7)$$



где  $m$  и  $v$  — масса и скорость электрона;

$r$  — радиус окружности, по которой он движется.

В рассматриваемом нами случае  $Q_1 = Ze$  — заряд ядра,  $Q_2 = e$  — заряд электрона,  $r$  — радиус орбиты электрона. Следовательно, формула (6) принимает вид:

$$F_x = k \frac{Ze^2}{r^2}. \quad (8)$$

Из (7) и (8) находим, что  $mv^2 r = kZe^2$  или

$$mv^2 r = k \frac{Ze^2}{v}. \quad (9)$$

В формуле (9) радиус орбиты  $r$  и скорость электрона  $v$  могут принимать любые значения, то есть эта формула выведена на основе классической механики и электродинамики. Для того чтобы отобрать из числа всевозможных решений, допускаемых формулой (9), те решения, которые соответствуют стационарным орбитам, необходимо решить (9) совместно с формулой (3), выражающей условие квантования круговых орбит. Из этих формул получаем

$$v = k \frac{Ze^2}{nh}, \quad (10)$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$

Формула (10) определяет значение скорости электрона на стационарных круговых орбитах.

Возведем в квадрат (10) и подставим в (9), получим выражение для  $r$  орбиты электрона

$$r = \frac{1}{k} \frac{n^2 h^2}{m Ze^2}, \quad (11)$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$

Формула (11) определяет радиусы стационарных круговых орбит. (Подставив в нее  $n = 1$ , найдем радиус первой стационарной орбиты, при  $n = 2$ , радиус второй стационарной орбиты и т. д.)

Как известно, кинетическая энергия определяется по формуле:

$$W_k = \frac{mv^2}{2}. \quad (12)$$

Возведя обе части формулы (10) в квадрат и подставив значение  $v^2$  в (12), получим:

$$W_k = k^2 \frac{m Z^2 e^4}{2 n^2 h^2}, \quad (13)$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$

Формула (13) определяет кинетическую энергию электрона на стационарных круговых орбитах.

Выражение для потенциальной энергии электрона относительно ядра имеет вид:

$$W_n = -k \frac{Ze^2}{r}. \quad (14)$$

Подставив (11) в (14), получим:

$$W_n = -k^2 \frac{m Z^2 e^4}{n^2 h^2}, \quad (15)$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$

Формула (15) определяет потенциальную энергию электрона на стационарных круговых орбитах.

Знак минус в формулах (14) и (15) ставят потому, что потенциальную энергию электрона на бесконечно большом расстоянии от ядра мы считаем равной нулю. Тогда на более близких расстояниях потенциальная энергия электрона отрицательна, она возрастает с увеличением расстояния от ядра. Из сравнения формул (15) и (13) видно, что  $W_n = -2W_k$ .

Полная энергия атома

$$W_{\text{полн}} = W_k + W_n + W_s = W + W_s, \quad (16)$$

где

$$W = W_k + W_n \quad (17)$$

— энергия электронной оболочки атома, а  $W_s$  — энергия атомного ядра.

Согласно третьему постулату Бора, значение кванта энергии, излучаемого или поглощаемого атомом, равна разности энергий двух стационарных состояний. Из (4) и (16) следует, что в эту разность энергии ядра  $W_n$  не входит. Поэтому за энергию стационарного состояния атома можно принять энергию его электронной оболочки  $W$ . Подставив (13) и (15) в (17), получим:

$$W_n = -k^2 \frac{m Z^2 e^4}{2 n^2 \hbar^2}, \quad (18)$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$

Формула (18) определяет энергию стационарных состояний атома водорода и водородоподобных ионов (то есть атомов, потерявших все электроны, кроме одного).

Так как в СИ коэффициент пропорциональности  $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ , то в этой системе формула (19) имеет вид

$$W_n = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{m Z^2 e^4}{2 n^2 \hbar^2}.$$

#### Объяснение теорий Бора спектральных закономерностей

Энергию стационарных состояний атома водорода ( $Z=1$ ) определяют в СИ по формуле:

$$W_n = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{m e^4}{2 \hbar^2 n^2}. \quad (20)$$

Задавая в этой формуле значение главного квантового числа  $n$  и начиная с единицы, мы получим значения энергии всех стационарных состояний атома водорода (эти значения называют энергетическими уровнями атома). Так, например, если  $n = 1$ , то  $W_1 = -2.168 \cdot 10^{-18}$  Дж  $\approx -13.55$  эВ. Это энергия первого стационарного состояния атома. Если  $n = 2$ , то  $W_2 = \frac{W_1}{2^2} = -3.4$  эВ (энергия второго стационарного состояния). Если  $n = 3$ , то  $W_3 = \frac{W_1}{3^2} = -1.51$  эВ (энергия третьего стационарного состояния) и т. д.

Из приведенных примеров видно, что с ростом главного квантового числа  $n$  и энергия стационарного состояния атома увеличивается, а уровни энергии сближаются между собой.

Наименьшей энергией обладает электрон в первом стационарном состоянии, то есть на самой близкой к ядру первой стационарной орбите. Поэтому первое стационарное состояние атома является наиболее устойчивым и его называют *основным стационарным состоянием*. В этом состоянии находится электрон в невозбужденном атоме.

Если же атом по какой-либо причине возбуждается, то электрон с первой стационарной орбиты переходит на более высокоэнергетическую орбиту.

Из приведенных примеров видно, что с ростом главного квантового числа  $n$  энергия стационарного состояния атома увеличивается, а уровни энергии сближаются между собой.

Наименьшей энергией обладает электрон в первом стационарном состоянии, то есть на самой близкой к ядру первой стационарной орбите. Поэтому первое стационарное состояние атома является наиболее устойчивым и его называют *основным стационарным состоянием*. В этом состоянии находится электрон в невозбужденном атоме.

Если же атом по какой-либо причине возбуждается, то электрон с первой стационарной орбиты переходит на более высокоэнергетическую орбиту. В возбужденном состоянии атом находится очень короткое время ( $\approx 10^{-8}$  с), после чего электрон вновь возвращается на первую стационарную орбиту либо сразу, либо через несколько промежуточных орбит. При этом атом испускает один или несколько квантов, энергия которых, согласно третьему постулату Бора, определяется разностью энергий тех стационарных орбит, между которыми происходит переход электрона (см. 4). Это приводит к появлению спектральных линий излучения определенной частоты (длины волны).

Например, если электрон возвращается с любого более высокоэнергетического уровня на первый, появляются спектральные линии серии Лаймана и

т. д. На рис. 1 показана схема энергетических уровней атома водорода и механизм образования спектральных серий.

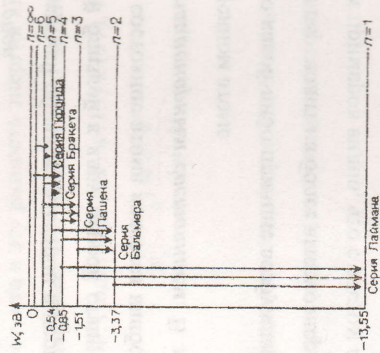


Рис. 1. Схема энергетических уровней атома водорода

На основе правила частот (4) и выражения для энергии стационарного состояния атома водорода (20) Бор вывел формулу, позволяющую вычислить длину волны любой спектральной линии в спектре излучения атомарного водорода. Эта вытекающая из теории Бора формула имеет вид:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{m e^4}{8 \epsilon_0 h^3 c} \left( \frac{1}{l^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (21)$$

Сравнение этой формулы с обобщенной формулой Бальмера — Ридберга (1), полученной на основе обобщения данных опыта, показывает, что обе формулы полностью совпадают, если

$$R = - \frac{m e^4}{8 \epsilon_0 h^3 c}. \quad (22)$$

Вычисленное из (22) значение R (с учетом движения электрона и ядра вокруг общего центра масс) хорошо совпало со значением постоянной Ридберга, определенным на опыте. Тем самым эксперимент подтвердил правильность теории Бора и основанного на ней объяснения закономерностей, наблюдаемых в спектре излучения атома водорода.

## Недостатки теории Бора

Теория Бора сыграла исключительно важную роль в развитии атомной физики. Она объяснила не только физическую природу оптических спектров атома водорода, но и происхождение характеристических спектров рентгеновских лучей, а также некоторые другие явления.

Вместе с тем попытки применить теорию Бора к атому гелия и другим атомам, содержащим более одного электрона, окончились неудачей. Существенным недостатком теории Бора явилась ее внутренняя противоречивость, так как эта теория совмещала в себе методы расчета, основанные на законах классической механики и электродинамики, с квантовыми представлениями, введенными в нее как постулаты.

Теория Бора явилась переходным этапом на пути к созданию современной теории атомных и ядерных явлений. В 1925-1927 гг. на смену теории Бора пришла квантовая механика, которая является строгой, непротиворечивой теорией и имеет свой собственный квантовый математический аппарат. Квантовая механика учитывает волновые свойства микрочастиц, что привело к отказу от некоторых классических понятий, и в том числе от представлений об электронных орбитах в атоме.

Квантовая механика сумела объяснить особенности строения и свойства атомов всех химических элементов, характер движения элементарных частиц, закономерности излучения и поглощения энергии атомами, их спектры и множество других явлений в атомной и ядерной физике.

## Приборы и материалы

1. Спектроскоп призмный двухтрубный.
2. Газоразрядные трубки с гелием и водородом.
3. Генератор «Спектр-1 УХЛ 4.2».
4. Источник постоянного напряжения ИПД-1.
5. Соединительные провода.

### Описание установки

Оптическая схема установки представлена на рис. 2.

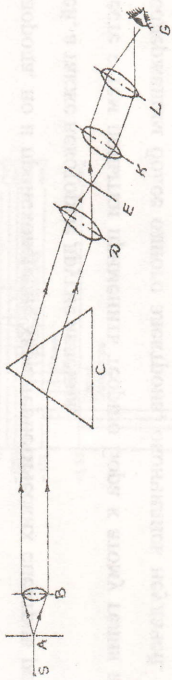


Рис. 2. Оптическая схема установки для наблюдения излучения газов

*S* – источник света, *A* – входящая щель первой трубки, *B* – конденсор, *C* – стеклянная призма, *D* – объектив второй трубки, *E* – щель, *K* – окуляр второй трубки, *L* – окуляр настройки резкости щели, *G* – глаз наблюдателя

Щель *A* вырезает часть светового потока, даваемого источником света. Конденсор *B* преобразует расходящийся пучок от щели в параллельный пучок, который проходит через стеклянную призму, дающую спектральную картину. Полученная спектральная картина рассматривается с помощью зрительной трубки, когда путем перемещения окуляра *L* добиваются совмещения изображения данной линии с нитью *E*.

### Выполнение работы

**Задание 1. Градуировка спектроскопа.**

1. Установить в генератор «Спектр – 1» газоразрядную трубку с гелием.
2. Проверить правильность соединения проводов генератора с источником ИПД – 1 («+» с «+» и «-» с «-»).
3. Включить источник ИПД – 1 и, увеличивая рукояткой напряжение, установить 10 В.
4. Установить с помощью окуляра резкое изображение линий спектра излучения гелия.
5. Вращая рукоятку микрометрического винта спектроскопа, совместить спектроскопа с крайней красной линией спектра.

6. Записать показание микрометра, которое определяется как сумма отсчетов неподвижной шкалы и барабана, цена деления которого равна 0,02 мм. Например, на неподвижной шкале 3 деления, а на барабане 16 делений, тогда показания равны:  $3 + 16 \cdot 0,02 = 3,32$  мм.

7. Внести полученные результаты в таблицу 1.

Таблица 1

Цвет линий	Длина волны $\lambda$ по справочнику, нм	Показания микрометра $\mu$ , мм
Красная	728	
Красная	668	
Желтая	588	
Зеленая	502	
Зеленая	492	
Голубая	471	
Синяя	447	

8. Аналогично снять показания микрометра для всех оставшихся линий спектра гелия.

9. Построить график градуировочной кривой спектроскопа: по оси абсцисс отложить в масштабе показания микрометра, а по оси ординат – длины волн, соответствующие этим показаниям. Получаем график  $\lambda = \lambda(\mu)$ .

**Задание 2. Наблюдение серии Бальмера в спектре излучения водорода.**

1. Заменить газоразрядную трубку с гелием трубкой с водородом.
2. Провести действия по пп. 3-6 задания 1 для всех видимых линий спектра водорода. Результаты измерений занести в таблицу 2.

Таблица 2

*Длины волн серии Бальмера в спектре водорода*

Цвет линии	Показание микрометра, мм	Длина волны по град. крив., нм

3. По градуировочной кривой  $\lambda = \lambda(n)$  и показаниям микрометра для водорода из таблицы 2 определить длины волн серии Бальмера. Результаты внести в таблицу 2

**Задача 3.** Вычисление постоянной Ридберга.

1. По формуле  $\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$  вычислить значения постоянной Ридберга.

Величины  $\lambda$  взять из таблицы 2, предварительно установив, каким переходам ( $n = 3, 4, 5$ ) соответствуют данные спектральные линии.

2. По полученным результатам вычислить среднее значение постоянной Ридберга ( $R_{cp}$ ) и вычислить относительную погрешность измерения

$$\varepsilon = \frac{|R_m - R_{cp}|}{R_m} \cdot 100\%$$

где  $R_m = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  – справочное значение постоянной Ридберга.

#### Содержание отчета

1. Основные понятия, выводы и формулы теории.
2. Оптическая схема установки для наблюдения излучения газов.
3. Таблицы 1 и 2 с результатами измерений.
4. Градуировочная кривая спектрокопа, то есть  $\lambda = f(n)$  для гелия.
5. Расчет постоянной Ридберга и погрешности измерения.
6. Выводы по проделанной работе.

#### Контрольные вопросы

1. Какие закономерности были обнаружены в спектре излучения атомарного водорода?
2. Как называют серии спектральных линий в этом спектре? Какими формулами их описывают?
3. Как записывают обобщенную формулу Бальмера – Ридберга? Чему равна постоянная Ридберга?
4. Сформулируйте постулаты Бора.

5. В чем сущность метода расчета, использованного Бором при создании атома водорода?

6. Выведите формулы, по которым определяют скорость электрона на стационарной орбите и радиус этой орбиты.

7. Выведите формулы для кинетической и потенциальной энергий электрона на стационарной орбите.

8. Из каких частей состоит полная энергия атома? Какую энергию называют энергией стационарного состояния атома? Запишите формулу расчета этой энергии.

9. Как зависит энергия стационарного состояния атома от главного квантового числа?

10. Начертите схему энергетических уровней атома водорода.

11. Расскажите и покажите на схеме, как теория Бора объясняет процесс излучения энергии атомом и образование спектральных линий серии атомарного водорода.

#### Рекомендуемая литература

1. Дмитриева, В. Ф. Основы физики : учебное пособие для студентов вузов / В. Ф. Дмитриева, В. П. Прокофьев. – 2-е изд., испр. и дополн. – М. : Высшая школа, 2001. – С. 406-413.
2. Трофимова, Т. Н. Курс физики : учеб. пособие для вузов. – 3-е издание, испр. – М. : Высшая школа, 1994. – С. 386-393.

#### ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

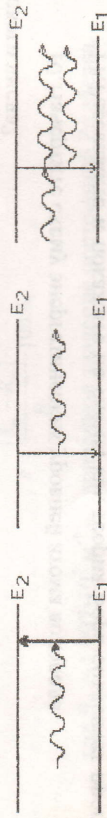
#### ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

**Цель работы:** ознакомиться с устройством и научиться пользоваться оптическим квантовым генератором, а также научиться исследовать основные свойства лазерного излучения и определять основные технические характеристики лазерного лазера – длину волны излучения и энергию кванта.

### Теоретическое введение

#### Спонтанное и вынужденное излучения.

Атомы могут находиться лишь в квантовых состояниях с дискретными значениями энергии  $E_1, E_2, E_3, \dots$ . Ради простоты рассмотрим два из этих состояний:  $E_1$  — основное и  $E_2$  — первое возбужденное. Если атом находится в основном состоянии  $E_1$ , то под действием внешнего излучения может осуществляться вынужденный переход в возбужденное состояние  $E_2$ , приводящий к поглощению излучения (рис. 1, а). Вероятность подобных переходов пропорциональна плотности внешнего излучения.



а) Поглощение б) Вынужденное излучение

Рис. 1. Схема спонтанного и вынужденного излучения атомов

Атом, находясь в состоянии  $E_2$ , может спонтанно (самопроизвольно) перейти в состояние  $E_1$ , испуская фотон с энергией  $h\nu = E_2 - E_1$  (рис. 1, б). Это — спонтанное излучение, вероятность его зависит от строения атома. При этом чем меньше вероятность излучения, тем больше среднее время жизни атома в возбужденном состоянии.

В 1916 году А. Эйнштейн для объяснения термодинамического равновесия между веществом и излучением постулировал новый тип перехода. Если на атом, находящийся в состоянии  $E_2$ , действует внешнее излучение с частотой  $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$ , то возникает вынужденный (индуцированный) переход в основное состояние (рис. 1, в). При таком переходе происходит излучение атомов фотона дополнительно к тому фотону, под влиянием которого произошел переход. Это вынужденное (индуцированное) излучение.

Вынужденно излученные фотоны тождественны по отношению к фотонам, способствующим излучению, то есть они имеют одинаковые:

- 1) частоту  $\nu$  (энергию  $h\nu$ ),
- 2) фазу,
- 3) направление распространения,
- 4) поляризацию.

Вероятность переходов с вынужденными (индуцированными) поглощением и излучением при одинаковой плотности внешнего излучения равны.

#### Среда с инверсной населенностью уровней

В случае термодинамического равновесия (обычная среда) распределение атомов по различным энергетическим состояниям определяется законом Больцмана. Это значит, что число атомов, находящихся в состоянии с энергией  $E_2 > E_1$ , всегда меньше, чем в состоянии с энергией  $E_1$ . При прохождении света с частотой через такую среду, в силу большего числа индуцированно поглощенных фотонов, чем измеренных, происходит его ослабление.

Для того чтобы получить усиление проходящего через среду света, нужно обратить населенность энергетических уровней, то есть сделать так, чтобы в состоянии с энергией  $E_2 > E_1$  находилось большее число атомов, чем в состоянии с энергией  $E_1$ . Такое состояние среды называется состоянием с инверсной населенностью энергетических уровней. Действительно, при прохождении света с

частотой  $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$  через такую среду будет осуществляться больше индуцированных переходов с излучением фотонов, чем с поглощением.

Получить состояние с инверсной населенностью уровней, используя двухуровневую систему, невозможно, так как за счет внешнего излучения (например, лампы накачки) осуществляется индуцированное поглощение, но с той же вероятностью, за счет того же внешнего излучения, осуществляется индуцированное излучение. В итоге, если учесть ещё и спонтанное излучение, нельзя получить больше половины атомов в состоянии с энергией  $E_2$ .

Получить состояние с инверсной населенностью уровней можно только в среде из специально подобранных атомов (или совокупностью нескольких ато-

мов), обладающих так называемой трехуровневой системой (рис. 2) с вероятностями переходов между ними, удовлетворяющих следующим требованиям:

- 1) вероятность безызлучательного перехода (3, 2) должна быть гораздо больше, чем вероятность спонтанного перехода (2, 1);
- 2) вероятность спонтанного перехода (2, 1) тоже должна быть очень малой.

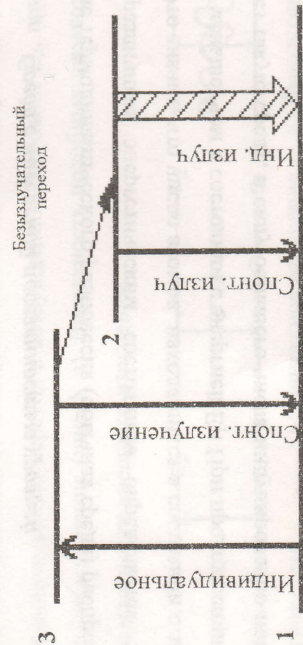


Рис. 2. Трехуровневая система

Таким образом, атомы за счет внешнего излучения (накачки или по другим причинам) переходят в состояние  $E_3$ , затем большая их часть переходит в состояние  $E_2$ , где они задерживаются из-за малой вероятности спонтанного перехода (2, 1). В итоге, больше половины атомов могут находиться в состоянии с энергией  $E_2$ , а это уже состояние среды с инверсной населенностью уровней.

#### Устройство газового лазера и принцип его действия

Свет, проходя через среду с инверсной населенностью уровней, будет не ослабляться, а усиливаться. Впервые на возможность усиления света, так называемого индуцированного излучения, было указано советским физиком В. А. Фабрикантом в 1939 г.

Приборы, в которых реализуются указанные процессы, получили название квантовых усилителей и квантовых генераторов. За создание этих приборов

в 1964 г. советские физики Н. Г. Басов и А. М. Прохоров и американский физик Ч. Таунс были удостоены Нобелевской премии.

Оптические квантовые генераторы, излучающие в диапазоне видимого света, получили название лазера (усиление света за счет индуцированного излучения). Лазеры бывают твердотельные, газовые, гидродинамические, работающие как в импульсном, так и в непрерывном режимах.

Рассмотрим устройство и принцип действия гелий-неонового лазера непрерывного действия типа ЛГ-72 (см. рис. 3).

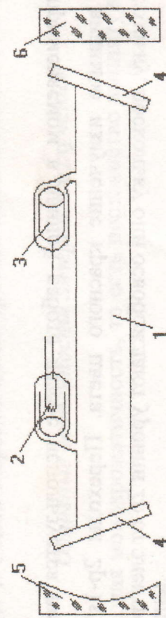


Рис. 3. Схема устройства гелий-неонового лазера

1 — газоразрядная трубка, 2 — катод, 3 — анод, 4 — стеклянные пластинки, 5 — сферическое зеркало, 6 — плоское зеркало.

Основным элементом лазера является газоразрядная трубка (1), наполненная смесью гелия и неона. Парциальное давление гелия — 133,32 Па, неона — 66,66 Па. Трубка имеет накаливаемый катод (2) и анод (3). При накаленном катоде трубки и поданном на неё высоком напряжении в трубке возникает светящийся электрический разряд.

Разрядная трубка замкнута с торцов плоско параллельными стеклянными пластинками (4), расположенными под углом Брюстера к оси трубки, поэтому излучение лазера является линейно поляризованным. Трубка помещена в зеркальный оптический резонатор, образованный двумя зеркалами, сферическим (5) и плоским (6). Излучение лазера выходит со стороны плоского зеркала, имеющего коэффициент пропускания около 2%.

Рабочим веществом, дающим видимое излучение разряда, является неон. Но необходимое для этого возбуждение атомов неона осуществляется через посредство атомов гелия. В электрическом разряде ударами электронов возбуж-

даются атомы гелия. Атомы гелия сталкиваются с атомами неона, сообщают им энергию, необходимую для перевода их в возбужденное состояние.

Таким образом, в трубке создается активная среда, состоящая из атомов неона, обладающих инверсной заселенностью энергетических уровней. Вынужденное излучение может превысить поглощение света атома, вследствие чего свет, проходя через вещество, будет усиливаться.

На рис. 4 показана схема энергетических уровней атомов гелия и неона. Стрелками обозначены переходы, соответствующие процессы, происходящие в трубке.

В применении в данной работе лазере используется переход  $3s_2-2p_4$ , дающий видимое излучение красного цвета. Переходы  $2p-1s$  существуют лишь постольку, поскольку они освобождают уровни  $2p$  от электронов.

Спонтанное, то есть самопроизвольное, излучение отдельных возбужденных атомов неона приводит к распространению в активной среде фотонов, соответствующих указанному переходу. Излучаемые фотоны вызывают вынужденное испускание дополнительных фотонов, которые в свою очередь вызывают вынужденное излучение новых фотонов и т. д. Возникает лавинообразный процесс. Однако для того, чтобы индуцированное вынужденное излучение превысило беспорядочное, спонтанное, необходимо добиться высокой плотности излучения в веществе. Это достигается с помощью зеркального оптического резонатора, в котором фотоны, прежде чем выйти на внешнюю среду, испытывают многократные отражения вдоль оси лазера, вследствие чего их путь значительно удлиняется. При этом фотоны, возникающие при вынужденном излучении, летят в том же направлении, что и падающие фотоны, спонтанно испускаемые в других направлениях, покидают газоразрядную трубку через её боковую поверхность. Когда пучок света становится достаточно интенсивным, часть его выходит со стороны плоского зеркала. Наступает стационарный режим генерации лазерного излучения.

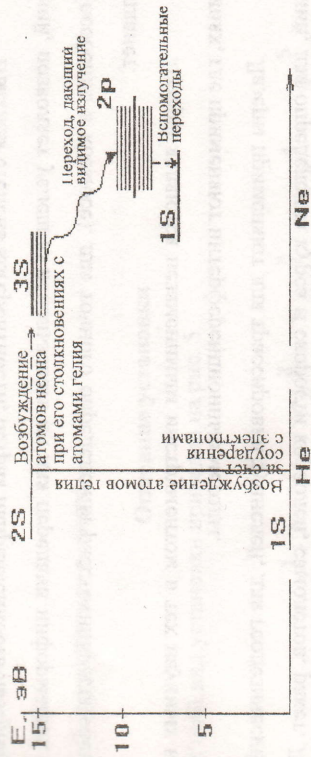


Рис. 4. Схема энергетических уровней атомов гелия и неона

### Основные особенности лазерного излучения

1. Высокая монохроматичность, то есть постоянство амплитуды и длины световой волны.
2. Временная и пространственная когерентность (разность фаз световых волн, испускаемых любыми двумя светящимися точками выходного отверстия лазера, остается постоянной во времени и в пространстве).
3. Естественная коллимация светового пучка, то есть его малая расходимость.
4. Поляризованность светового луча.
5. Большая мощность излучения (последнее в основном относится к лазерам, работающим в импульсном режиме).

Благодаря этим качествам лазеры находят широкое применение в науке, технике, народном хозяйстве, а также в военном деле.

### Применение лазеров

Лазерное излучение имеет ряд существенных отличий от излучений, создаваемых другими источниками света. Поэтому в современной науке, технике и технологии лазерам принадлежит исключительно важная роль. Укажем некоторые важные применения лазеров.



Высокая степень когерентности, острая направленность лазерных излучений, позволяет успешно использовать их для передачи информации, для связи (особенно в космосе), для точного определения расстояний, для светолокации планет.

Лазеры являются незаменимым инструментом в тех научных исследованиях, где применяются интерференционные методы.

Лазеры применяют для трассировки туннелей, для геологических измерений, для определения курса и скорости кораблей, самолетов, ракет. Лазеры используют в голографии для получения объемных изображений предметов.

Большая плотность мощности лазерного излучения, используемая для прожигания отверстий в сверхтвердых веществах (например, алмазах), для обработки тугоплавких материалов, для испарения материалов в вакууме и т. д.

Широко используют лазеры в микроэлектронике. С их помощью производят точечную сварку, изготавливают микросхемы, напыляют полупроводниковые слои.

В медицине главной областью применения лазеров является хирургия. Лазерные пучки используют для разрезания, сшивания и стерилизации живых тканей, для приваривания отслоившейся сетчатки глаза.

С помощью лазерного излучения можно вызывать химические реакции, которые в обычных условиях не происходят.

Весьма перспективным является использование мощных лазерных пучков для осуществления управляемых термоядерных реакций.

Создание лазеров — пример того, как развитие фундаментальной науки (квантовые теории) приводит к гигантскому прогрессу в самых различных областях техники и технологии.

### Приборы и принадлежности

- 1) Лазер ЛГ-72 с блоком питания СБП-5.
- 2) Оптическая скамья с рейтерами (держателями).
- 3) Рассеивающая линза.

- 4) Поляририд.
- 5) Экран.
- 6) Дифракционная решетка

### Описание установки

Общий вид установки приведен на рис. 5

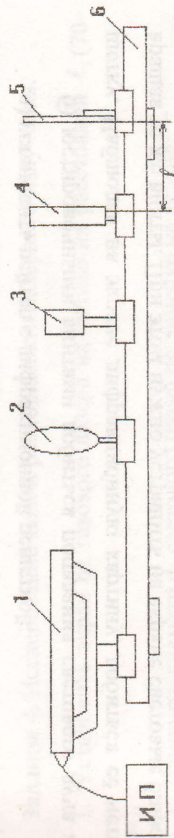


Рис. 5. Общий вид установки для изучения работы гелий-неонового лазера непрерывного действия

1 — экран, 2 — поляририд, 3 — раздвижная щель, 4 — дифракционная решетка, 5 — экран, 6 — оптическая скамья.

В состав установки входят: газовый лазер непрерывного действия типа ЛГ-72, поляририд (2), раздвижная щель (3), дифракционная решетка (4) и экран (5). Все детали установки смонтированы на оптической скамье (6).

Питание и управление лазером осуществляется от стабилизированного блока питания типа СБП-5.

В ходе выполнения работы поляририд, щель, дифракционная решетка могут сниматься со скамьи вместе с рейтерами, на которых они закреплены.

Технические характеристики лазера, применяемого в данной работе, таковы:

1. Длина волны излучения — 0,63 мкм.
2. Мощность излучения — 1 мВт.

### Порядок выполнения работы

**Задание 1.** Наблюдение высокой монохроматичности лазерного излучения.

1. Произвести запуск лазера. Для этого:
  - а) вставить вилку сетевого шнура в розетку 220 В;
  - б) перевести тумблер «Сеть» в верхнее положение (при этом должна загореться сигнальная лампочка);
  - в) прогреть лампы прибора в течение 20 сек;
  - г) произвести поджиг газоразрядной трубки нажатием кнопки «Запуск».
2. Проверить высокую монохроматичность лазерного луча. Для этого:
  - а) установить рейтер с дифракционной решеткой;
  - б) юстировочными винтами добиться попадания светового луча на решетку. Наблюдая на экране дифракционную картину, добиться её четкости, вращая те же винты. При этом нужно устранить на экране световые блики, возникающие при отражении светового луча от плоскости решетки с тем, чтобы не спутать их с дифракционными максимумами. Экран следует установить строго перпендикулярно к оси первичного светового пучка лазера. Для этого, поворачивая экран вокруг вертикальной оси, получить симметричное расположение максимумов положительных и отрицательных порядков относительно центрального яркого максимума;
  - в) внимательно рассмотреть дифракционный спектр и убедиться, что в нем присутствует только одна длина волны (одна частота).

**Задание 2.** Наблюдение временной и пространственной когерентности лазерного излучения.

1. Проверить временную и пространственную когерентность лазерного излучения.

Для этого, вместо рейтера с дифракционной решеткой, установить рейтер с рассеивающей линзой. В результате получим на экране увеличенное пятно луча лазера. На фоне красного пятна можно заметить темные линии и точки, образующие вполне определенный узор. Это своеобразные световые фигуры «Лиссажу», получающиеся в результате интерференции нескольких типов когерентных световых волн, излучаемых лазером.

**Задание 3.** Наблюдение поляризованности лазерного излучения.

Для проверки поляризованности лазерного излучения:

- а) установить на пути лазерного луча, перед экраном, рейтер с поляризатором;
- б) вращением поляроида вокруг оси светового пучка добиться на экране практически полного его погашения, что и служит доказательством линейной поляризации излучения лазера данной конструкции.

**Задание 4.** Исследование малой расходимости лазерного излучения.

1. Установить экран от газового лазера на скамье на расстоянии  $\ell_1$  (70-100см).
2. Измерить диаметр  $d_1$  светового пятна по линейке на экране.
3. Установить экран на расстоянии нескольких метров от газового лазера. Измерить это расстояние  $\ell_2$ .
4. Измерить диаметр  $d_2$  светового пятна по линейке на экране.
5. Вычислить угол расходимости лазерного излучения в угловых минутах по формуле:

$$\alpha = \text{arctg} \frac{d_2 - d_1}{2(\ell_2 - \ell_1)}$$

**Задание 5.** Сравнение плотности потока лазерного излучения с излучением лампы накаливания.

1. Установить экран от газового лазера на скамье на расстоянии  $\ell_1 = 1$  м.
2. Измерить диаметр  $d_2$  светового пятна по линейке на экране.
3. Рассчитать плотность потока излучения лазера по формуле

$$I_{\Gamma} = \frac{W_{\Gamma}}{S_{\Gamma} \ell} = \frac{P_{\Gamma}}{S_{\Gamma} \ell}, \quad \frac{W_{\Gamma}}{S_{\Gamma} \ell} = \frac{P_{\Gamma}}{S_{\Gamma} \ell}, \quad \frac{W_{\Gamma}}{S_{\Gamma} \ell} = \frac{P_{\Gamma}}{S_{\Gamma} \ell}, \quad \frac{W_{\Gamma}}{S_{\Gamma} \ell} = \frac{P_{\Gamma}}{S_{\Gamma} \ell},$$

где  $P_{\Gamma}$  – мощность излучения лазера, Вт;

$$S_{\Gamma} = \frac{\pi d_1^2}{4} - \text{площадь круга светового пятна, м}^2;$$

4. Рассчитать плотность потока изотропного излучения лампы накаливания мощностью 100 Вт по формуле:

$$I_{\pi} = \frac{W_{\pi}}{S_{\text{сф}} r} = \frac{P_{\pi}}{S_{\text{сф}}}, \quad \frac{W_{\pi}}{M^2};$$

где  $P_{\pi}$  — мощность лампы накаливания, Вт;

$S_{\text{сф}} = 4\pi R^2$  — площадь поверхности сферы радиусом  $R_2 = 1 \text{ м} = \ell_1$ , на которую падали световые излучения лампы,  $\text{м}^2$ .

5. Вычислить отношение  $\frac{I_{\pi}}{I_{\lambda}}$  и сделать вывод об эффективности лазерного излучения.

**Задание 6.** Определение длины световой волны лазерного излучения с помощью дифракционной решетки.

1. Установите между экраном и лазером дифракционную решетку на рейтере.

2. С помощью юстировочных винтов лазера установите центральное светлое пятно (нулевой максимум) на ноль линейки экрана.

3. Измерьте и запишите в таблицу 1 расстояние  $R$  от дифракционной решетки до экрана.

4. Измерьте на экране расстояния  $\ell_1$  и  $\ell_2$  между максимумами первого и второго порядков. Внесите эти значения в таблицу 1.

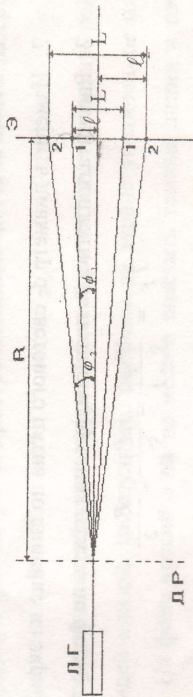


Рис. 6. Схема получения дифракционного спектра лазерного излучения

Порядок максимума	R, см	L, см	$\ell = \frac{L}{2}$ , см	$\text{tg}\varphi = \frac{\ell}{R}$	$\lambda_{\text{оп}}, \text{нм}$	$\lambda_m, \text{нм}$	$\varepsilon, \%$
1							
2							

5. Из условия дифракционного максимума:  $d \sin \varphi = k\lambda$ , определите длину волны лазерного излучения:

$$\lambda_{\text{оп}} = \frac{d \sin \varphi}{k},$$

где  $d$  — постоянная дифракционной решетки (даётся лаборантом);

$k$  — порядок максимума;

$\varphi$  — угол дифракции; ввиду малости угла  $\varphi$  справедливо равенство:

$$\sin \varphi \approx \text{tg} \varphi,$$

$$\text{где } \text{tg} \varphi = \frac{C}{R} = \frac{L}{2R}.$$

С учетом пояснений получаем расчетную формулу для вычисления  $\lambda_{\text{оп}}$ :

$$\lambda_{\text{оп}} = \frac{dL}{2kR}.$$

6. Рассчитанные значения  $\lambda_{\text{оп}}$  внести в таблицу 1.

7. Зная длину волны  $\lambda_m$  излучения лазера по паспорту, оцените погрешность измерения по формуле:

$$\varepsilon = \frac{|\lambda_m - \lambda_{\text{оп}}|}{\lambda_m} * 100 \%,$$

8. Внесите полученные значения в таблицу 1. Сделайте вывод о точности полученного значения  $\lambda_{\text{оп}}$ .

**Задание 7.** Расчет энергии фотона, излучаемого лазером.

1. По формуле Планка  $E = \frac{hc}{\lambda}$  рассчитайте энергию фотона, излучаемого лазером.

2. Зная мощность излучения лазера и энергию одного фотона, рассчитайте количество  $N$  фотонов, излучаемых лазером за 1 секунду.

#### Содержание отчета

1. Основные понятия, формулы и выводы теории.
2. Общий вид установок для изучения газового лазера.
3. Результаты наблюдений по заданиям 1, 2, 3.
4. Расчеты необходимых физических величин по заданиям 4, 5, 6, 7.
5. Результаты измерений и вычислений в таблице 1.
6. Выводы по проделанной работе.

#### Контрольные вопросы

1. Какое излучение называется спонтанным? Почему оно не когерентно?
2. Какое излучение называется вынужденным? Каковы его свойства?
3. Что такое лазер? Объясните принцип действия лазера.
4. Какие состояния называют метастабильными? Как создается инверсная населенность уровней?
5. Поясните на рисунке процесс получения вынужденного излучения по трехуровневой схеме.
6. Поясните на рисунке устройство газового лазера. Как происходит действие этого лазера?
7. Каковы особенности лазерного излучения, отличающие его от излучений, создаваемых другими источниками света?
8. Перечислите основные применения лазеров.

#### Рекомендуемая литература

1. Дмитриева, В. Ф. Основы физики / В. Ф. Дмитриева, В. Л. Прокофьев. — М. : Высш. шк., 2001. — §201.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики / И. В. Савельев. — М. : Наука, 1998. — Т. III.
3. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. — М. : Высш. шк., 1994. — §232, 233.
4. Яворский, Б. М. Курс физики / Б. М. Яворский, А. А. Деглаф. — М. : Высш. шк., 1971. — Т. III. — §15.9.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5

### ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОВ ФОТОЭФФЕКТА

**Цель работы:** ознакомиться с квантовой теорией света, научиться экспериментально получать вольт-амперную характеристику вакуумного фотоэлемента, опытным путем убедиться в справедливости первого закона фотоэффекта.

#### Теоретическое введение

##### Виды фотоэффекта

Фотоэлектрические явления возникают при поглощении веществом электромагнитного излучения оптического диапазона. К этим явлениям относят *внешний и внутренний фотоэффект, вентильный фотоэффект* и ряд других эффектов.

**Внешним фотоэффектом** называют явление вырывания электронов из вещества под действием падающего на него света.

**Внутренним фотоэффектом** называют изменение концентрации носителей тока в веществе и, как следствие этого, изменение электропроводности данного вещества под действием света.

**Вентильным фотоэффектом** называют возникновение под действием света электродвижущей силы в системе, содержащей контакт двух различных полупроводников или полупроводника и металла.

Явление внешнего фотоэффекта было открыто в 1887 г. немецким ученым Г. Герцем, а детально это явление исследовал в 1888-1890 гг. русский физик А. Г. Столетов.

Обнаружение и изучение явления внешнего фотоэффекта сыграло исключительную роль в выяснении природы света.

#### Метод изучения внешнего фотоэффекта

Исследование явления внешнего фотоэффекта можно производить с помощью установок, схема которой изображена на рис. 1.

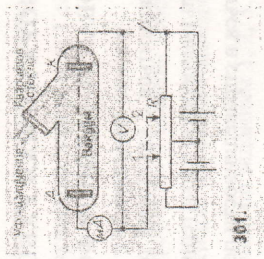


Рис. 1. Схема установки для изучения фотоэффекта

В вакуумном сосуде находятся два металлических электрода  $A$  и  $K$ , к которым прикладывают высокое напряжение. Полярность электродов и приложенное к ним напряжение можно изменять с помощью потенциометра  $R$  с отводом от средней точки.

Когда ползунок потенциометра находится слева от средней точки (например, в позиции 1), на электрод  $A$  от источника напряжения подают плюс, а на электрод  $K$  — минус, а когда ползунок расположен справа от средней точки (например, в позиции 2), то на электрод  $A$  подают минус, а на электрод  $K$  — плюс. Напряжение, приложенное между электродами, измеряют вольтметром  $V$ . Электрод  $K$  через окно, закрытое кварцевым стеклом, облучают ультрафиолетовым светом, под его воздействием из этого электрода вырываются электроны (называемые фотоэлектронами), которые летят к электроду  $A$  и образуют фототок, регистрируемый миллиамперметром  $mA$ .

#### Вольт-амперные характеристики внешнего фотоэффекта

На описанной установке, используя электроды, изготовленные из разных металлов, для каждого освещаемого вещества снимали вольт-амперные характеристики внешнего фотоэффекта (то есть зависимости силы фототока от напряжения  $V$  между электродами) при различных значениях падающего светового потока.

Две такие характеристики представлены на рис. 2 (световой поток  $\Phi_2$  больше потока  $\Phi_1$ ).

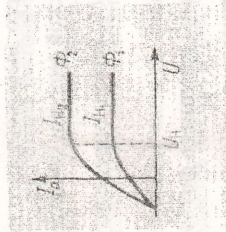


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика внешнего фотоэффекта

Из вольт-амперных характеристик видно, что:

- а) при отсутствии напряжения между электродами фототок отличен от нуля. Это значит, что фотоэлектроны обладают при вылете кинетической энергией;
- б) при достижении между электродами некоторого ускоряющего напряжения  $U_n$  фототок перестает зависеть от напряжения. Такой фототок, значение которого с увеличением напряжения не возрастает, называют **фото-током насыщения**;
- в) При некотором задерживающем напряжении  $U_z$  (на электрод подают минус от источника тока) фототок прекращается;
- г) Значение задерживающего напряжения не зависит от светового потока.

Отмеченные особенности вольт-амперных характеристик позволяют определить следующие величины.

Сила тока насыщения  $I_n = Q_{max}/t$  (где  $Q_{max}$  — максимальный заряд, переносимый фотоэлектронами), поэтому за единичное время  $I_n = Q_{max}$ . По закону дискретности электрических зарядов  $Q_{max} = n_e e$ , где  $e$  — заряд электрона, а  $n_e$  — число фотоэлектронов, вылетающих из освещаемого металла в единицу времени. Следовательно,

$$I_n \sim n_e \quad (1)$$

Поэтому, измерив ток насыщения, можно определить число фотоэлектронов, вылетающих за 1 с.

Работа задерживающего электрического поля  $eU_3 = mv_{\text{max}}^2/2$  (то есть равна максимальной кинетической энергии фотоэлектронов), поэтому, измерив задерживающее напряжение  $U_3$ , можно определить максимальную кинетическую энергию фотоэлектронов.

### Законы внешнего фотоэффекта

Экспериментально установлены следующие законы внешнего фотоэффекта:

**1 закон фотоэффекта:** фототок насыщения пропорционален световому потоку, падающему на металл:

$$I_{\text{н}} = k \Phi \quad (2)$$

Здесь  $k$  — коэффициент пропорциональности, называемый фоточувствительностью вещества. Следовательно, число электронов, вырывающихся за 1 с из вещества, пропорционально интенсивности света, падающего на это вещество.

**2 закон фотоэффекта:** кинетическая энергия фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а зависит от его частоты.

**3 закон фотоэффекта:** для каждого вещества существует определенное значение частоты  $\nu_0$  (и, следовательно, длины волны  $\lambda_0$ ), такое, что при частотах  $\nu$  падающего света меньших  $\nu_0$  (то есть длинах волн света, больших  $\lambda_0$ ), фотоэффект не наблюдается.

Частоту  $\nu_0$  (и длину волны  $\lambda_0$ ) называют красной границей фотоэффекта;

**4 закон фотоэффекта:** с начала облучения металла светом до начала вылета фотоэлектронов проходит время  $t < 10^{-9}$  с. Следовательно, фотоэффект безынерционен.

Если частота падающего света  $\nu > \nu_0$ , то вылет фотоэлектронов происходит практически мгновенно. Если же  $\nu < \nu_0$ , то как бы долго ни освещали металл, фотоэффект не наблюдается.

### Невозможность объяснения законов фотоэффекта на основе волновых представлений о свете

После установления закономерностей внешнего фотоэффекта были сделаны попытки объяснить их на основе волновых представлений о свете. Со-

гласно этим представлениям, механизм фотоэффекта выглядит так. Пусть на металл падает световая волна. Электроны, находящиеся в его поверхностном слое, поглощают энергию этой волны, и их энергия постепенно увеличивается. Когда она становится выше работы выхода, электроны начинают вылетать из металла. Таким образом, создается впечатление, что волновая теория света способна качественно объяснить явление фотоэффекта.

Однако расчеты показали, что при таком объяснении время между началом освещения металла и началом вылета электронов должно быть порядка десятков секунд. Между тем из опыта следует, что  $t < 10^{-9}$  с. Следовательно, волновая теория света не объясняет безынерционности фотоэффекта. Не может она объяснить и остальные законы фотоэффекта.

Например, согласно волновой теории, при увеличении интенсивности света, падающего на металл, должна возрастать кинетическая энергия фотоэлектронов, а этого не наблюдается. Увеличение кинетической энергии электронов происходит только при росте частоты излучения, падающего на металл, что с точки зрения волновой теории совершенно непонятно.

Из волновой теории следует, что энергию, необходимую для вырывания электронов из металла, можно дать излучением любой длины волны, если ее интенсивность достаточно велика, то есть что фотоэффект может вызываться любым световым излучением. Однако опыт показывает, что, например, при облучении цинковой пластинки белым светом даже очень большой интенсивности фотоэффекта не происходит, тогда как при ее облучении ультрафиолетовым светом даже очень малой интенсивности фотоэффект наблюдается. Следовательно, волновая теория света не может объяснить существование красной границы фотоэффекта.

Таким образом, все попытки объяснить явление фотоэффекта на основе волновых представлений о свете оказались несостоятельными.

### Квантовые представления о свете. Фотоны

В 1905 г. для объяснения явления фотоэффекта Эйнштейн использовал квантовые представления о свете, введенные в науку Планком (1900 г.). Согласно гипотезе Планка, атомы излучают свет прерывисто, порциями — квантами, энергия которых

$$\epsilon = h\nu \quad (3)$$

где  $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$  Дж·с — постоянная Планка.

Эйнштейн пришел к выводу, что свет не только излучается, но и распространяется в пространстве и поглощается веществом в виде квантов. Порции светового излучения — кванты света — обладают корпускулярными свойствами, то есть ведут себя как элементарные частицы, являющиеся носителями свойств электромагнитного поля. Эти частицы получили название **фотонов** (термины «квант света» и «фотон» по своему смыслу равнозначны). Чем выше частота излучения, тем сильнее проявляются корпускулярные (квантовые) свойства света.

Световые частицы — фотоны, обладая энергией, должны иметь массу. Это следует из теории относительности, согласно которой энергия связана с массой соотношением

$$\epsilon = mc^2. \quad (4)$$

Из формул (3) и (4) следует, что масса фотона

$$m = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (5)$$

Масса, определяемая соотношением (5), это масса движущегося фотона. Фотон не имеет массы покоя ( $m_0 = 0$ ), так как он не может существовать в состоянии покоя. Все фотоны движутся со скоростью света  $c$ .

Из формулы (5) следует, что импульс фотона

$$p = mc = h\nu/c = h/\lambda. \quad (6)$$

Наличие у фотона импульса экспериментально подтверждается открытием давления света. В монохроматическом свете с частотой  $\nu$  все фотоны имеют одинаковую энергию, массу и импульс.

### Объяснение законов фотоэффекта квантовой теорией света. Уравнение Эйнштейна

На основе квантовых представлений о свете внешний фотоэффект объясняют так. Монохроматическое световое излучение, падающее на металл, состоит из фотонов с энергией  $h\nu$ . Электроны, находящиеся в поверхностном слое металла, получают энергию этих фотонов, причем взаимодействие излучения с веществом состоит из опромного числа элементарных актов, в каждом из которых один электрон целиком поглощает энергию одного фотона. Если энергия фотонов больше работы выхода или равна ей, то электроны вылетают из металла. При этом часть энергии поглощенного фотона тратится на совершение работы выхода  $A$ , а оставшаяся часть составляет кинетическую энергию фотона электрона.

#### Фотоэффект описывается уравнением Эйнштейна

$$\epsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = A + \frac{mv^2}{2}. \quad (7)$$

Из (7) видно, что кинетическая энергия фотоэлектронов зависит от частоты падающего света (второй закон фотоэффекта).

Если энергия квантов меньше работы выхода, то при любой интенсивности света фотоэлектроны не вылетают. Этим объясняется существование красной границы фотоэффекта (третий закон фотоэффекта).

Частоту  $\nu_0$  можно определить из формулы (7), считая, что  $mv^2/2 = 0$ , то есть  $h\nu_0 = A_0$ . Получаем, что:

$$\nu_0 = A/h \text{ или } \lambda_0 = hc/A \quad (8)$$

Четвертый закон фотоэффекта также объясняется формулой (7), так как если  $\nu > \nu_0$ , то электрон получает от фотона энергию, большую работы выхода, и мгновенно вылетает из металла.

Покажем теперь, как объясняют первый закон фотоэффекта на основе квантовой теории света.

Известно, что световой поток  $\Phi = W/t$ , а за 1 с  $\Phi = W$ , где  $W$  — световая энергия. Согласно квантовой теории, эта энергия переносится фотонами, то

есть состоит из порций — квантов. Следовательно,  $W = n_{\phi} h \nu$ , где  $n_{\phi}$  — число фотонов, падающих на вещество за 1 с. Таким образом:

$$\Phi \sim n_{\phi} \quad (9)$$

Очевидно, что число электронов, вырванных из вещества за 1 с, пропорционально числу фотонов, падающих на вещество за это время, то есть

$$n_e \sim n_{\phi} \quad (10)$$

Тогда из формул (1), (9) и (10) следует, что  $I_H \sim \Phi$ , т. е. получаем первый закон фотоэффекта.

Таким образом, квантовая теория света полностью объясняет явление внешнего фотоэффекта. Тем самым было получено неоспоримое экспериментальное подтверждение того, что свет помимо волновых свойств обладает также корпускулярными свойствами.

### Фотоэлементы и их применение

Приборы, в основе принципа действия которых лежит явление фотоэффекта, называются **фотоэлементами**. Фотоэлементы, действие которых основано на внешнем фотоэффекте, имеют следующее устройство (рис. 3).

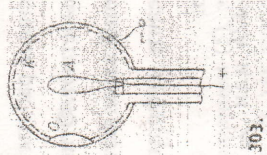


Рис. 3. Вакуумный фотоэлемент

Внутренняя поверхность стеклянного баллона, из которого выкачан воздух, покрыта светочувствительным слоем  $K$  с небольшим прозрачным для света участком — «окном»  $O$  для доступа света внутрь баллона. В центре баллона находится металлическое кольцо  $A$ . От электродов  $K$  и  $A$  сделаны выводы для подключения фотоэлемента к электрической цепи. В качестве светочувстви-

тельного слоя обычно используют напыленные покрытия из щелочных металлов, имеющих малую работу выхода, то есть чувствительных к видимому свету. (Подготавливают и фотоэлементы, чувствительные только к ультрафиолетовым лучам.)

Фотоэлементы, использующие внешний фотоэффект, преобразуют в электрическую энергию лишь незначительную часть энергии излучения. Поэтому в качестве источников электроэнергии их не используют, зато широко применяют в различных схемах автоматики для управления электрическими цепями с помощью световых пучков.

В качестве примера рассмотрим принцип действия фотоэлектрического реле, срабатывающего при прерывании светового потока, падающего на фотоэлемент (рис. 4).

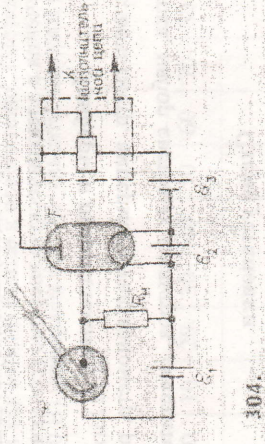


Рис. 4. Схема фотореле

Фотореле состоит из фотоэлемента  $\Phi$ , усилителя фототока, в качестве которого используют вакуумный триод  $T$ , и электромагнитного реле  $\text{ЭМР}$ , включенного в анодную цепь триода. Напряжение на фотоэлемент подают от источника тока  $\varepsilon_1$ , а на триод — от источника тока  $\varepsilon_2$ . Накальный ток триода создают источником тока  $\varepsilon_3$ . Между сеткой и катодом триода включен нагрузочный резистор  $R_n$ .

Когда фотоэлемент освещен, в его цепи, содержащей резистор  $R_n$ , идет ток. На резисторе  $R_n$  происходит падение напряжения, вследствие чего потенциал сетки триода значительно меньше потенциала катода и лампа заперта.



Если же поток света, падающий на фотоэлемент, прерывается, ток в его цепи сразу прекращается, падение напряжения на резисторе  $R_n$  становится равным нулю и лампа отпирается. Через обмотку электромагнитного реле идет анодный ток, реле срабатывает, и его контакты замыкают исполнительную цепь. Функции этой цепи могут быть самыми различными, например, остановка прессы, в зону действия которого попала рука рабочего, или же выдвигание преграды в турникете метро, если в него не брошена монета, и т. д.

При ином способе включения фотоэлемента в цепь фотореле можно заставить его срабатывать не при прерывании светового потока, а наоборот, при освещении фотоэлемента светом.

Внутренний фотоэффект используют в фоторезисторах, применяемых для различных целей, а вентиляный фотоэффект, возникающий в полупроводниковых фотоэлементах с  $p-n$ -переходом, используют для прямого преобразования энергии излучения в электрическую энергию (*солнечные батареи*).

#### Приборы и принадлежности

Фотоэлемент, вольтметр, амперметр, гальванометр, регулируемый источник постоянного тока, набор световых фильтров, осветитель с регулируемым световым потоком.

#### Схема установки

Установка представляет собой две электрические цепи:

- осветительная цепь с регулируемым световым потоком (рис. 5, а),
- рабочая цепь — цепь, изображенная на рис. 5, б.

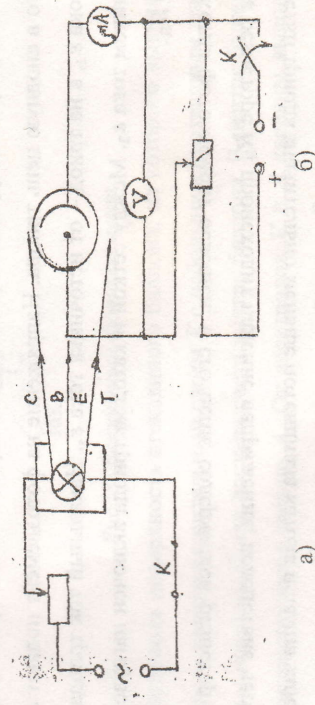


Рис. 5. Схема установки

Световой поток от осветителя падает на окошечко фотоэлемента. Фотоэлемент, представляет стеклянный баллон, из которого откачан воздух. Часть внутренней поверхности баллона покрыта тонким слоем металла с малой работой выхода. Это катод. В центре расположена проволочная петля — анод. Фотоэлемент включается в цепь с регулируемым по величине постоянным напряжением. С помощью вольтметра и миллиамперметра измеряем напряжение и ток на фотоэлементе.

#### Порядок выполнения работы

##### Задание 1. Снятие вольт-амперной характеристики.

Собираем установку согласно схеме. Устанавливаем максимальный световой поток, то есть источник света включаем на наибольшую яркость, фотоэлемент помещаем как можно ближе к осветителю. Постепенно увеличивая напряжение (через 10 В), измеряем ток. Результаты заносим в таблицу 1 и строим график зависимости  $I$  от  $U$ .

Таблица 1

U, В	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
I, мкА											

Напряжение увеличиваем до полного прекращения увеличения тока, то есть наступления режима тока насыщения.

**Задание 2. Проверка первого закона фотоэффекта.** Включаем осветитель на какую-то яркость. На фотоэлемент подаем напряжение, немного превышающее напряжение, при котором наступает режим тока насыщения. Фотоэлемент перемещаем на максимальное расстояние от осветителя. Фиксируем расстояние между осветителем и фотоэлементом. Обозначим интенсивность света, падающего на фотоэлемент в данном положении, через  $I_0$ . Перемещаем фотоэлемент, уменьшая расстояние в  $\sqrt{2}$ ,  $\sqrt{3}$ ,  $\sqrt{4}$ ,  $\sqrt{5}$ ,  $\sqrt{6}$  и так далее раз. При этом интенсивность света на фотоэлементе, согласно законам фотометрии

8. Что называют фотоэлементом? Нарисуйте и объясните устройство фотоэлемента, основанного на внешнем фотоэффекте. Почему такие фотоэлементы не используют как источники электроэнергии? Где применяют такие фотоэлементы?

9. Начертите схему и объясните принцип действия фотореле.  
10. Как практически используют внутренние и вентиляционный фотоэффекты?

#### Рекомендуемая литература

1. Дмитриева, В. Ф. Основы физики / В. Ф. Дмитриева, В. Л. Прокофьев. — М. : Высш. шк., 2001. — §177-180. — С. 388-393.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики / И. В. Савельев. — М. : Наука, 1998. — §9, 10. — С. 34-38.
3. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. — М. : Высш. шк., 1994. — §202-204. — С. 376-380.
4. Яворский, Б. М. Курс физики / Б. М. Яворский, А. А. Деглаф. — М. : Высш. шк., 1971. — Т. III. — §11.1. — С. 203-239.

#### ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 6

#### ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА КОМПТОНА

**Цель работы:** ознакомиться с моделями электромагнитного излучения и их использованием при анализе процесса рассеяния рентгеновского излучения на веществах, опытным путём определить комптоновскую длину волны электрона, экспериментально подтвердить закономерности эффекта Комптона.

#### Теоретическое введение

#### Модели электромагнитного излучения

Модели электромагнитного излучения (ЭМИ):

Луч — линия распространения ЭМИ (геометрическая оптика).

Волна — гармоническая волна, имеющая амплитуду и определённую длину волны или частоту (волновая оптика), поток частиц (фотонов) используется в

при коническом распространении света, увеличивается в 2, 3, 4, 5 и так далее раз. Измеряем ток при соответствующих положениях фотоэлемента. Ток пропорционален числу выбитых электронов в единицу времени на катоде и полностью дошедших до анода. Результаты заносим в таблицу 2 и строим график зависимости  $I$  от  $I/I_0$

Таблица 2

$I/I_0$	1	2	3	4	5	...	12	13
$I$ , мкА								
$I$ , м								

#### Содержание отчета

1. Основные понятия, выводы и формулы теории.
2. Схема установки для изучения внешнего фотоэффекта.
3. Таблица 1 измерений и вольт-амперная характеристика  $I=f(U)$  фотоэлемента.
4. Таблица 2 измерений и вычислений.
5. График зависимости  $I=f(I/I_0)$ .
6. Выводы по проделанной работе.

#### Контрольные вопросы

1. Что называют внешним фотоэффектом? внутренним? вентиляльным?
2. Нарисуйте схему установки и опишите метод изучения внешнего фотоэффекта.
3. Начертите типичные вольт-амперные характеристики внешнего фотоэффекта и объясните их особенности.
4. Сформулируйте законы внешнего фотоэффекта.
5. Какие факты свидетельствуют о невозможности объяснения законов фотоэффекта на основе волновых представлений о свете?
6. В чем сущность квантовых представлений о свете?
7. Дайте объяснение законов фотоэффекта на основе квантовой теории света. Напишите формулу Эйнштейна и формулу для красной границы фотоэффекта.

квантовой оптике и для объяснения многих эффектов, на которых основана квантовая теория строения вещества.

Характеристики всех моделей связаны друг с другом.

**Эффектом Комптона** называется появление рассеянного излучения с большей длиной волны при облучении вещества монохроматическим рентгеновским излучением.

**Рентгеновским** называется электромагнитное излучение, которое можно моделировать с помощью электромагнитной волны с длиной от  $10^{-8}$  до  $10^{-12}$  м, или с помощью потока фотонов с энергией от 100 эВ до  $10^6$  эВ.

Первая модель применяется для описания рентгеновского излучения, распространяющегося от источника до вещества. Оно представляется как монохроматическая волна с длиной  $\lambda$ .

Новая модель применяется и для описания рассеянного под углом  $\theta$  рентгеновского излучения, идущего от вещества до регистрирующего устройства (рентгеновского спектрометра).

#### Сущность эффекта Комптона

Наиболее полно корпускулярные свойства света проявляются в эффекте Комптона. Американский физик А. Комpton (1892-1962), исследуя в 1923 г. рассеяние монохроматического рентгеновского излучения веществами с легкими атомами (парафин, бор), обнаружил, что в составе рассеянного излучения наряду с излучением первоначальной длины волны наблюдается также более длинноволновое излучение. Опыты показали, что разность  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$  не зависит от длины волны к падающего излучения и природы рассеивающего вещества, а определяется только углом рассеяния  $\theta$ :

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2\lambda_C \sin^2(\theta/2) = \lambda_C (1 - \cos \theta), \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны рассеянного излучения,  $\lambda_0$  — комptonовская длина волны (при рассеянии фотона на электроме  $\lambda_C = 2,426$  пм).

**Эффектом Комптона** называется упругое рассеяние коротковолнового электромагнитного излучения (рентгеновского и  $\gamma$ -излучений) на свободных (или слабо связанных) электронах вещества, сопровождающееся увеличением длины волны. Этот эффект не складывается в рамки волновой

теории, согласно которой длина волны при рассеянии изменяться не должна: под действием периодического поля световой волны электрон колеблется с частотой поля и поэтому излучает рассеянные волны той же частоты.

#### Опыт Комптона

Схематически установка Комптона изображена на рисунке 1. Здесь 1 — рентгеновская трубка; 2 — свинцовые экраны с диафрагмой, пропускающие узкий пучок рентгеновского излучения; 3, 4 — кристаллы, выполняющие

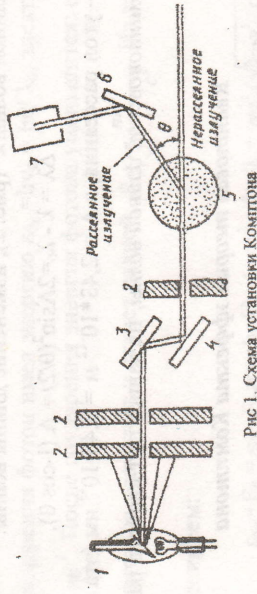


Рис. 1. Схема установки Комптона

функции дифракционной решетки и выделяющие за счет дифракции монохроматический пучок с длиной волны  $\lambda_0$ . 5 — рассеивающее вещество — углерод, алюминий и т. п.; 6 — кристалл, выполняющий функцию измерительной дифракционной решетки; 7 — ионизационная камера, регистрирующая интенсивность рентгеновского излучения. Кристалл 6 и ионизационная камера 7 могут перемещаться вокруг рассеивающего образца, что позволяет измерять интенсивность излучения и длину волны при разных углах рассеяния  $\theta$ .

#### Результаты эксперимента

Рассмотрим сущность результатов эксперимента. Согласно классической электромагнитной теории, рассеянное излучение должно иметь ту же частоту (и ту же длину волны), что и падающее на вещество излучение. Действительно, излучение, падая на вещество, вызывает вынужденные колебания электронов, которые за счет этого излучают электромагнитные волны. Но при этом частота волны меняться не должна, ибо частота вынужденных колебаний

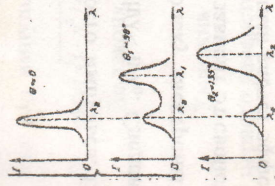


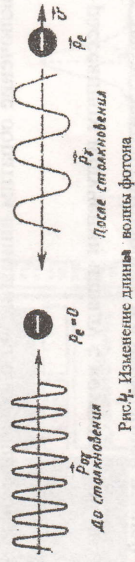
Рис. 2. Результаты опыта Комптона

Вывод этой формулы связан с громоздкими выкладками, поэтому в общем виде мы предлагать его не будем. Рассмотрим простейший случай, когда фотон сталкивается с неподвижным электроном и отражается в обратном направлении, то есть  $\theta = \pi$  (рис. 4). Энергией связи электрона с ядром здесь можно пренебречь, поскольку она в сотни раз меньше энергии рентгеновского фотона. Заметим, что при энергиях в сотни тысяч электрон-вольт необходим учет релятивистских эффектов.

До соударения фотон имел энергию  $\epsilon_{\gamma} = h\nu_0 = hc/\lambda_0$ , электрон — энергию покоя  $E_0 = mc^2$ . После соударения энергия фотона уменьшится:  $\epsilon_{\gamma} = h\nu = hc/\lambda$ , а энергия электрона возрастет и станет равной.  $E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$  Из закона сохранения энергии имеем:

$$\epsilon_{\gamma} + E_0 = \epsilon_{\gamma} + E, \text{ или } hc/\lambda_0 + mc^2 = hc/\lambda + mc^2/\sqrt{1-v^2/c^2} \quad (3)$$

До соударения фотон имел импульс, проекция которого на направление движения равна  $p_{\gamma} = h/\lambda$  импульс покоящегося электрона был равен нулю.



После соударения фотон отражается в обратном направлении, и проекция его импульса будет равна  $p_{\gamma} = -h/\lambda$ , а электрон приобретает импульс

$$p_e = mv/\sqrt{1-v^2/c^2}$$

По закону сохранения импульса имеем:  
 $p_{\gamma} = p_{\gamma}' + p_e$ , или  $h/\lambda_0 = -h/\lambda + mv/\sqrt{1-v^2/c^2}$ .  
 Умножив второе равенство на  $c$ , сложим его с первым и вычтем его из первого равенства. Получим:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{2hc}{\lambda_0} + mc^2 &= \frac{mc^2(c+v)}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \\ mc^2 &= \frac{2hc}{\lambda} + \frac{mc^2(c-v)}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \end{aligned} \right. \text{, или } \left\{ \begin{aligned} \frac{2hc}{\lambda_0} + mc^2 &= \frac{mc^2(c+v)}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \\ \frac{2hc}{\lambda} + mc^2 &= \frac{mc^2(c-v)}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \end{aligned} \right. \quad (5)$$

равна частоте вынуждающей силы, в данном случае — частоте падающей на вещество электромагнитной волны. Конечно, из-за эффекта Доплера происходит уширение спектральной линии, но наблюдался совсем другой эффект. Комптон обнаружил, что если рентгеновское излучение с длиной волны  $\lambda_0$  рассеивается веществом (например, углеродом или металлами), то в рассеянном потоке наряду с излучением с той же длиной волны  $\lambda_0$  наблюдается излучение с большей длиной волны  $\lambda$  (рис. 2); изменение длины волны:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2\Lambda \sin^2(\theta/2) = \Lambda(1 - \cos \theta), \quad (2)$$

где  $\theta$  — угол рассеяния, а  $\Lambda = 2,43 \cdot 10^{-12}$  м =  $2,43 \cdot 10^{-3}$  нм (эта величина, называемая *комптоновской длиной волны*, не зависит от свойств рассеивающего вещества).

### Квантовая теория эффекта Комптона

Эффект Комптона качественно можно объяснить, рассматривая упругое соударение фотона с неподвижным свободным (или слабо связанным) электроном (рис 3).

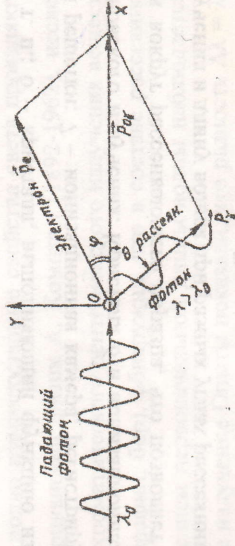


Рис. 3. Схема взаимодействия фотона с электроном

При соударении фотон передает электрону часть своего импульса. По закону сохранения импульса  $\vec{p}_{\gamma} = \vec{p}_e + \vec{p}_{\gamma}'$ . Тогда  $p_{\gamma} < p_{\gamma}'$ , или  $h/\lambda < h/\lambda_0$ . Следовательно,  $\lambda > \lambda_0$ , что и наблюдается в эксперименте. А поскольку электроны у всех веществ одинаковые, то и изменение длины волны не зависит от свойств вещества, а зависит только от угла рассеяния. Количественный расчет эффекта Комптона (вывод формулы 2) выполнили в 1923 г. Комптон и независимо от него П. Дебай.

Перемножив эти равенства, будем иметь:

$$\frac{4h^2 c^2}{\lambda \lambda_0} + \frac{2hmc^3}{\lambda_0} - \frac{2hmc^3}{\lambda} + m^2 c^4 = \frac{m^2 c^4 (c^2 - v^2)}{c^2 - v^2} = m^2 c^4$$

что позволяет сократить в предшествующем выражении равные слагаемые. Итак,

$$2hmc^3 \left( \frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right) = \frac{4h^2 c^2}{\lambda \lambda_0}$$

Следовательно,

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2h/(mc) \quad (6)$$

Этот результат совпадает с выражением (2) при  $\theta = \pi$ . Комптоновская длина волны:

$$\lambda = \frac{h}{mc} = \frac{6.62 \cdot 10^{-34}}{9.1 \cdot 10^{-31} \cdot 3.0 \cdot 10^8} \text{ м} = 2.42 \cdot 10^{-12} \text{ м} = 2.42 \cdot 10^{-3} \text{ нм},$$

что согласуется с экспериментальными данными.

Таким образом, эффект Комптона убедительно свидетельствует о существовании фотонов и наличии у них энергии и импульса.

### Особенности эффекта Комптона

В заключение обратим внимание на следующие особенности этого явления.

1. В рассеянном излучении наряду с компонентой, длина волны которой возрастает, наблюдается компонента и с неизменной длиной волны.
2. Увеличение длины волны при рассеянии наблюдается у рентгеновского и гамма-излучений и не наблюдается у видимого света, ультрафиолетового и инфракрасного излучений.

Для объяснения первой особенности следует учесть, что фотоны рассеиваются при столкновениях не только с электронами, но и с атомами, массы которых в десятки тысяч раз больше массы электронов. Из выражения для комптоновской длины волны  $\lambda = h/(mc)$  ясно, что при рассеянии фотонов на атомах модуль их импульса практически не меняется.

Чтобы объяснить вторую особенность, нужно иметь в виду, что энергия связи валентных электронов с атомами по сравнению с энергией рентгеновско-

го фотона ничтожна мала и эти электроны можно считать свободными. В случае же фотонов оптического диапазона их энергия оказывается по порядку равной энергии связи. Поэтому фотоны взаимодействуют не со свободными, а со связанными электронами и в балансе энергий следует учесть энергию связи электрона с атомом (работу выхода), то есть рассматривать фотоэффект, а не эффект Комптона.

Эффект Комптона наблюдается не только на электронах, но и на других заряженных частицах, например, протонах, однако из-за большой массы протона его отдача «просматривается» лишь при рассеянии фотонов очень высоких энергий.

### Порядок выполнения работы

1. Внимательно рассмотрите рисунок;

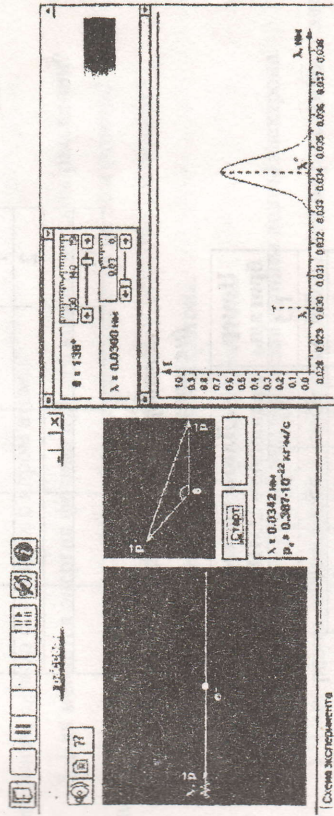


Рис. 5. Окна компьютерной модели к работе «Изучение эффекта Комптона»

2. Зарисуйте необходимое в свой комплект лабораторной работы.
3. Получите у преподавателя допуск для выполнения измерений.
4. Нажмите мышью кнопку «Старт» вверху экрана.
5. Подведите маркер мыши к движку регулятора длины волны падающего ЭМИ и установите первое значение длины волны из таблицы 2, соответствующее номеру вашей бригады.
6. Подведите маркер мыши к движку регулятора угла приема рассеянного ЭМИ и установите первое значение 0 из таблицы 1.

**Контрольные вопросы**

1. Назовите модели, с помощью которых описывается электромагнитное излучение.
2. Назовите области физики, в которых используются соответствующие модели ЭМИ.
3. Как моделируется процесс взаимодействия падающего рентгеновского фотона и свободного электрона вещества?
4. Какие законы сохранения выполняются при взаимодействии фотона с электроном в эффекте Комптона?
5. Сравните поведение фотонов после взаимодействия с электронами в эффекте Комптона и фотоэффекте.
6. Что такое комптоновская длина волны частицы?
7. Почему эффект Комптона не наблюдается при рассеянии фотонов на электронах, сильно связанных с ядром атома?
8. Как меняется энергия фотона при его комптоновском рассеянии?
9. Что происходит с электроном после рассеяния на нём фотона?
10. Чем отличается масса от массы покоя? Когда они совпадают?
11. Напишите уравнение для импульса фотона.
12. Напишите формулу для эффекта Комптона.
13. Напишите формулу для комптоновской длины волны электрона.
14. Чему равно максимальное измерение длины волны рассеянного электрона и когда оно наблюдается?

**Рекомендуемая литература**

1. Дмитриева, В. Ф. Основы физики / В. Ф. Дмитриева, В. Л. Прокофьев. — М. : Высш. шк., 2001. — §182. — С. 397-400.
2. Зисман, Г. А. Общий курс физики : учеб. пособие для студентов вузов / Г. А. Зисман, О. Н. Толес. — 4-е изд. — М. : Наука, 1970. — Т. III. — §37. — С. 232-238.
3. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. — М. : Высш. шк., 1994. — §206. — С. 382-384.
4. Яворский, Б. М. Курс физики / Б. М. Яворский, А. А. Деглаф. — М. : Высш. шк., 1971. — Т. III. — §11.4. — С. 245-249.

7. По картине измеренных значений определите длину волны  $\lambda$  рассеянного ЭМИ и запишите в первую строку таблицы 1.
8. Изменяйте угол наблюдения с шагом  $10^\circ$ , а записывайте измеренные значения  $\lambda$  в соответствующие строки таблицы 1.
9. Заполнив все строки таблицы 1, измените значение длины волны падающего ЭМИ в соответствии со следующим значением для вашей бригады из таблицы 2. Повторите измерения длины волны рассеянного ЭМИ, заполняя сначала таблицу 3, а затем и таблицу 4 (аналогичные таблице 1).

Таблица 1

**Результаты измерений**  
Длина волны  $\lambda_0$ , нм

Номер Измер.	$\theta$ , град	$\lambda$ , нм	$\Delta\lambda$ , нм	$1 - \cos\theta$
1				
2				
...				
11				

Таблица 2

**Для выбора значений  $\lambda_0$**   
(не перерисовывать)

Номер бригады	Длина волны падающего ЭМИ (нм)			
1;5	30	50	70	
2;6	35	55	80	
3;7	40	60	90	
4;8	45	65	100	

Таблицы 3 и 4 аналогичны таблице 1.

**Содержание отчета**

1. Основные понятия, выводы и формулы теории.
2. Схема взаимодействия фотона с электроном (рис. 3).
3. Таблицы 1, 3, 4 измерений и вычислений.
4. Графики зависимостей  $\Delta\lambda = f(1 - \cos\theta)$  для трех серий измерений.
5. Расчеты значений комптоновской длины волны электрона из графиков.
6. Выводы по проделанной работе.

## ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

**Цель работы:** исследовать зависимость сопротивления полупроводника от температуры и научиться вычислять постоянную терморезистора, температурный коэффициент сопротивления и ширину запрещенной зоны полупроводника.

### Теоретическое введение

#### *Полупроводники и их основные свойства*

Полупроводниками называются вещества, которые по удельному сопротивлению занимают промежуточное положение между металлами ( $\rho = 10^7 - 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ) и диэлектриками ( $\rho > 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ).

К полупроводникам относят 12 химических элементов в средней части таблицы Менделеева (B, C, Si, Ge, Sn, P, As, Sb, S, Se, Te, I), соединения элементов третьей группы, многие оксиды и сульфиды металлов, ряд химических соединений, некоторые органические вещества. Наибольшее применение в науке и технике имеют полупроводники — германий Ge и кремний Si.

Различают полупроводники собственные (то есть беспримесные) и примесные. Последние, в свою очередь, делятся на донорные и акцепторные.

Отметим некоторые важные свойства полупроводников, которые лежат в основе применения их в науке и технике. Для полупроводников с собственной проводимостью характерны следующие свойства:

- электропроводность существенно зависит от различных воздействий (нагревание, облучение светом, частицами и т. д.);
- электропроводность существенно зависит от примесей;
- при небольших значениях напряженности E электрического поля выполняется закон Ома:

$$j = \gamma E = 1/\rho \cdot E. \quad (1)$$

- обладают электронно-дырочной (электронной) проводимостью;

- имеют отрицательный температурный коэффициент сопротивления.

## Понятие о зонной теории твердых тел

Свойства кристаллических полупроводников удовлетворительно объясняются зонной теорией твердого тела.

Как известно, в изолированном атоме электроны имеют дискретные (квантованные) значения энергий. В кристалле электроны взаимодействуют не только со своими атомами, но и с соседними; это приводит к изменению дискретных уровней и образованию так называемых энергетических зон.

В целом энергетический спектр электронов в кристалле состоит из разрешенных и запрещенных зон. Верхняя, из полностью заполненных электронными зон, называется валентной. Зона, не все уровни которой заняты электронами, называется свободной, или зоной проводимости (рис. 1).

Разрешенная зона состоит из большого, но конечного числа энергетических уровней. Ширина разрешенных зон порядка нескольких электрон-вольт, а число уровней определяется числом таких атомов в кристалле, дискретные уровни которых образуют данную зону (переход в зоне от одного уровня к следующему происходит практически непрерывно). Зона, содержащая N уровней, может, в соответствии с принципом Паули, вместить  $2N$  электронов.

Электропроводность возможна только тогда, когда электрон за счет воздействия электрического поля приобретает дополнительную энергию, достаточно, чтобы перейти на более высокий энергетический уровень. Электропроводность осуществляется только через частично заполненные зоны.

Обычно верхняя валентная зона отделена от зоны проводимости запрещенной зоной, ширина запрещенной зоны  $\Delta E$  называется энергией активации (рис. 1).

Вещества с частично заполненной зоной проводимости (в том числе и при абсолютном нуле) относятся к металлам (рис. 1, а). Для полупроводников и диэлектриков при абсолютном нуле, характерно наличие полностью заполненной валентной зоны и полностью свободной зоны проводимости (рис. 1, б). С точки зрения зонной теории, различие между полупроводниками и диэлектриками состоит в величине запрещенных зон.

могут быть заняты электронами. Во внешнем электрическом поле вакансии перемещаются в направлении, противоположном движению электронов, таким образом, как, если бы двигался положительный заряд, равный по величине заряду электрона. Такие вакантные состояния называются дырками, а проводимость, обусловленная движением дырок в валентной зоне полупроводника, — дырочной проводимостью или проводимостью р-типа, в отличие от обычной электронной проводимости n-типа.

Следует подчеркнуть, что движение дырок не есть перемещение реальных частиц, она отображает характер движения всей многоэлектронной системы в полупроводнике.

Полупроводники, проводимость которых определяется равным количеством электронов и дырок, называется собственно полупроводниками. К ним относятся, например, чистые германий Ge и кремний Si.

Важно помнить, что реальный перенос энергии, заряда, массы и импульса осуществляется только электронами. Введение понятия «дырка» облегчает описание явления, но «дырка» не имеет смысла реальной частицы.

Если в состав химически чистого полупроводника ввести нужные (донорные или акцепторные) примеси, то можно получить полупроводник либо только с электронным типом (n-полупроводник), либо только с дырочным (р-полупроводник). Это связано с появлением в запрещенной зоне соответственно донорных или акцепторных уровней (рис. 2).

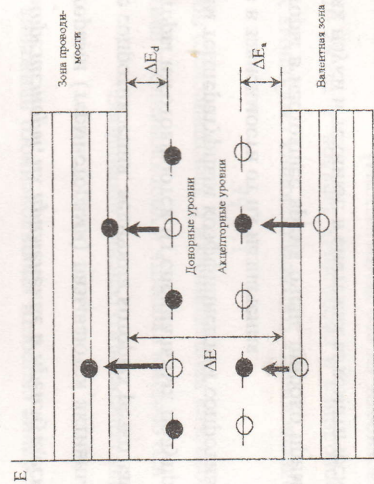


Рис. 2. Энергетические зоны у примесного полупроводника

Кристаллические тела делятся на три группы: металлы, полупроводники и диэлектрики.

У металлов  $\Delta E \approx 0$ , то есть валентная и свободная зоны частично перекрываются. При этом создаются условия для перехода электронов на незанятые уровни без значительной затраты энергии.

У полупроводников  $\Delta E \approx 1$  эВ, при  $T = 0$  К валентная зона полностью заполнена, в зоне проводимости электронов нет, и полупроводник представляет собой изолятор. При  $T \neq 0$  К появляется возможность перехода электронов в зону проводимости с затратой энергии  $\Delta E$  за счет внутренней энергии решетки.

У диэлектриков  $\Delta E > 3$  эВ, валентная зона полностью заполнена, электронов в зоне проводимости практически нет.

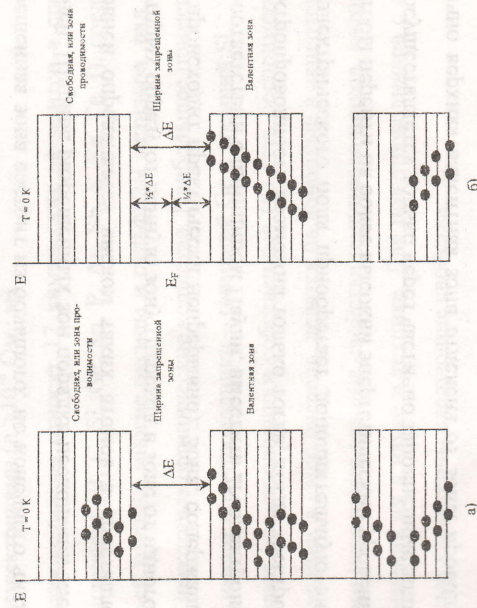


Рис. 1. Энергетические зоны у металла (а) и у собственно полупроводника (б)

В связи с очень малой величиной  $\Delta E$  у полупроводников оказывается возможным при  $T > 0$  К, тепловой переборс электронов из занятой валентной зоны в свободную зону проводимости. С ростом температуры интенсивность теплового переборса резко увеличивается, так как вероятность того, что при температуре  $T$  электрон получит энергию  $\Delta E$ , пропорциональную  $\exp(-\Delta E/kT)$ . При этом одновременно с появлением электронов в зоне проводимости, в заполненной валентной зоне, образуются свободные уровни (вакансии), которые



Такое разнообразие практических применений терморезисторов обусловлено следующими их преимуществами, по сравнению с другими типами датчиков: высокая температурная чувствительность, малые габариты и соответственно малые теплоемкость и индуктивность, простота и надежность конструкции и возможность проведения дистанционных измерений.

### Основные формулы электрических величин для полупроводников

Получим основные выражения электрических величин, характеризующих электропроводность собственных полупроводников.

Запишем основное уравнение электронной теории проводимости для двух носителей тока (электронов и дырок) в полупроводниках:

$$i = i_e + i_d = (j_e + j_d) \cdot S = (n_e q v_e + n_d q v_d) \cdot S, \quad (3)$$

где  $i$  — сила тока в полупроводнике;

$i_e$  и  $i_d$  — силы токов, обусловленные направленным движением электронов и дырок;

$j_e$  и  $j_d$  — плотность тока электронов и дырок в полупроводнике;

$n_e$  и  $n_d$  — концентрация электронов и дырок в собственных полупроводниках) — концентрации электронов и дырок;

$q$  — заряд электрона и дырки, равный элементарному заряду ( $e = q = 1,60 \cdot 10^{-19}$  Кл);

$v_e$  и  $v_d$  — средние скорости упорядоченного движения свободных электронов и дырок;

$S$  — площадь поперечного сечения проводника.

Известно, что средняя скорость  $v$  упорядоченного движения свободных зарядов пропорциональна напряженности  $E$  электрического поля в данной точке:

$$v = bE, \quad (4)$$

где  $b$  — подвижность соответствующих свободных зарядов (она зависит от рода полупроводника и свободных зарядов, а также от состояния данного проводника, в частности, от его температуры).

Из соотношений (3) и (4) получаем:

$$i = (n_e q v_e + n_d q v_d) E S,$$

Величины  $\Delta E_d$  и  $\Delta E_a$  несут название энергии активации доноров и акцепторов. Вероятность возникновения электрона в зоне проводимости или дырки в валентной зоне будет соответственно пропорциональна  $\exp(-\Delta E_d/kT)$  и  $\exp(-\Delta E_a/kT)$ , где

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К} = 0,86 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К} - \text{постоянная Больцмана};$$

$T$  — абсолютная температура полупроводника.

В отличие от полупроводников, у металлов в зоне проводимости всегда имеются электроны с постоянной концентрацией, которая определяет электропроводность металлов при обычных температурах.

Электроны в твердом теле подчиняются распределению Ферми — Дирака. Для характеристики энергии электронов, при  $T = 0$  К, вводится понятие уровня Ферми. Уровень Ферми равен максимальной энергии электронов при  $T = 0$  К. В собственном полупроводнике уровень Ферми находится в середине запрещенной зоны (рис. 1, б). Уровень Ферми увеличивается с ростом концентрации электронной проводимости. Энергия Ферми в собственном полупроводнике представляет собой энергию, от которой происходит возбуждение электронов и дырок, и эта энергия равна:

$$E_F = \frac{1}{2} \cdot \Delta E, \quad (2)$$

где  $\Delta E$  — ширина запрещенной зоны полупроводника.

### Терморезисторы, их применение и преимущества

Терморезисторами (термисторами) называются активные полупроводниковые нелинейные сопротивления, величина которых резко зависит от температуры. Терморезисторы изготавливаются из специальных полупроводниковых материалов с высоким температурным коэффициентом сопротивления, различной формы и размеров в зависимости от их назначения.

Терморезисторы в настоящее время очень широко применяются в самых различных областях науки и техники: в системах автоматического управления и регулирования, для измерения температур и мощностей электромагнитных излучений, компенсации температурных изменений параметров электрических цепей, стабилизации напряжения, в системах пожарной сигнализации и т. д.

но известно, что

$$j = iS = (n_s q v_s + n_d q v_d) E. \quad (5)$$

Из закона Ома в дифференциальной форме следует:

$$j = \gamma E = I / (\rho^* E), \quad (6)$$

где  $\gamma$  — удельная электропроводность полупроводника;

$\rho$  — удельное сопротивление полупроводника;

$j$  — плотность тока в данной точке полупроводника.

Отметим, что закон Ома (выражение (6)) выполняется для полупроводников при малых значениях  $E$  электрического поля.

Из соотношений (5) и (6) следует, что

$$\gamma = (n_s q v_s + n_d q v_d) \quad (7)$$

Для примерной оценки концентрации электронов (и дырок) в зоне проводимости можно воспользоваться формулой (из распределения Больцмана):

$$n = N_c e^{-\Delta E / 2kT}, \quad (8)$$

где  $N_c$  — число атомов в единице объема;

$T$  — абсолютная температура образца;

$K$  — постоянная Больцмана;

$\Delta E / 2$  — энергия, необходимая для образования одного свободного заряда (при затрате энергии активации образуются два свободных заряда).

Удельную проводимость можно записать в виде:

$$\gamma = N_c q (v_s + v_d) e^{-\Delta E / 2kT} = \gamma_0 e^{-\Delta E / 2kT} \quad (9)$$

Выражение (7) позволяет утверждать, что проводимость полупроводников зависит от температуры по экспоненциальному закону. Если  $T = 0$  К, то  $\gamma = 0$ . При достаточно большой температуре ( $T \rightarrow \infty$ )  $\gamma = \gamma_0$  — один электрон каждого атома перешел в зону проводимости.

Зависимость сопротивления  $R$  терморезистора от температуры  $T$  с достаточной точностью выражается формулой:

$$R = \rho / S = (1/\gamma) \cdot (l/S) = (l/\gamma_0) \cdot (l/S) \cdot e^{\Delta E / 2kT} = A e^{\Delta E / 2kT} = A e^{\beta T}, \quad (10)$$

или  $R = A e^{\beta T}$ ,

где  $A$  — константа, пропорциональная «холодному» сопротивлению терморезистора (обычно  $20^\circ \text{C}$ );

$\beta = \Delta E / 2k$  — постоянная для данного терморезистора и поэтому может служить его характеристикой ( $B$  — коэффициент температурной чувствительности, зависящий от физических свойств материала);

$T$  — абсолютная температура терморезистора.

$$\text{Итак, } \beta = \Delta E / 2k, \quad (11)$$

отсюда ширина запрещенной зоны  $\Delta E$  равна:

$$\Delta E = 2k\beta. \quad (12)$$

Постоянная  $B$  является одной из важнейших характеристик терморезистора, так как она определяет его температурный коэффициент сопротивления (ТКС)  $\alpha_t$ :

$$\alpha_t = (1/R) \cdot (dR/dT) = -B/T^2. \quad (13)$$

Из формулы (13) следует существенная зависимость  $\alpha_t$  от температуры.

Существуют терморезисторы с отрицательным температурным коэффициентом (обычно они изготавливаются из смесей  $\text{TiO}_2$  с  $\text{MgO}$ , а также оксидов  $\text{Na}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Co}$ ,  $\text{Ni}$  с  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ ) и положительным ( $\text{BaTiO}_3$  и его твердые растворы с  $\text{SrTiO}_3$  и  $\text{BaSnO}_3$ , легированные  $\text{La}$ ,  $\text{Ce}$  и др.).

Константу  $B$  можно определить, измерив экспериментально сопротивление терморезистора при двух значениях температуры:

$$R_{T_1} = A e^{B/T_1} \quad \text{и} \quad R_{T_2} = A e^{B/T_2}$$

Разделив эти уравнения почленно, получим:

$$\frac{R_{T_1}}{R_{T_2}} = \exp(B(1/T_1 - 1/T_2))$$

После логарифмирования  $B(1/T_1 - 1/T_2) = \ln(R_{T_1}/R_{T_2})$  получаем:

$$B = ((T_1 T_2) / (T_2 - T_1)) \cdot \ln(R_{T_1}/R_{T_2}). \quad (14)$$

Другим способом константу  $B$  можно определить, измерив экспериментально сопротивление терморезистора при разных температурах. Действительно, формулу  $R = A e^{B/T}$  нетрудно привести к виду:

$$\lg R = \lg A + B \cdot (\lg e / T) \cdot (10^3 / 10^3), \quad (15)$$

где множители  $10^3$  введены для удобства дальнейших вычислений. Эта зависимость в координатах  $\lg R, 10^3/T$  при  $B = \text{const}$  представляет собой уравнение прямой, значение угла наклона которой выражается равенством  $\text{tg}\varphi = B \cdot 0,43/10^3$ . Отсюда следует, что для определения величины  $B$  графическим методом, нужно экспериментально измеренную зависимость сопротивления термистора от температуры, пересчитать в зависимость

$$\lg R = f(10^3/T). \quad (16)$$

и, отложив от оси абсцисс  $10^3/T$ , а по оси ординат  $\lg R$ , определить тангенс угла наклона линейного участка полученного графика и вычислить значение  $B$  по формуле:

$$B = \text{tg}\varphi \cdot 10^3/0,43. \quad (17)$$

### Приборы и принадлежности

1. Электронагревательный прибор (электроплитка).
2. Воляная баня.
3. Термистор в стеклянном баллоне.
4. Мост постоянного тока для измерения сопротивления.
5. Источник постоянного тока.
6. Термометр.
7. Штатив для крепления термистора и термометра.

### Описание установки

Для изучения температурной зависимости полупроводника применяется установка, схема которой приведена на рис. 3.

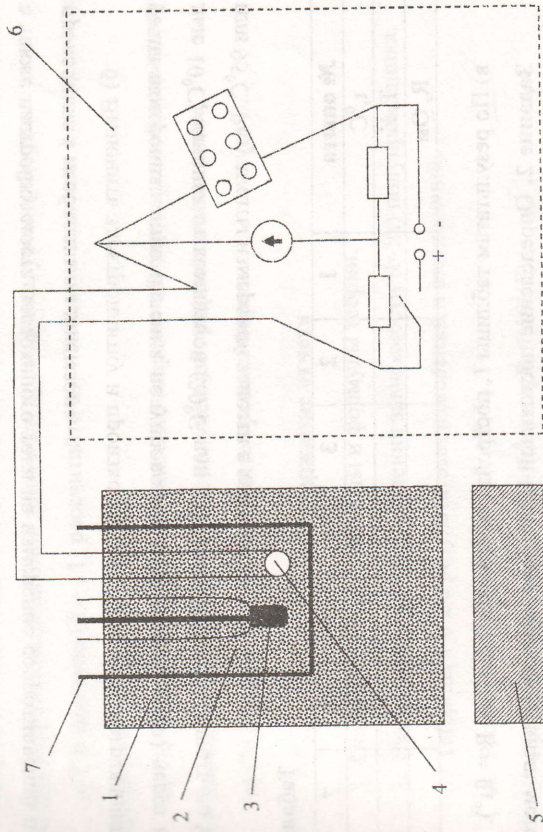


Рис. 3. Схема установки

Исследуемый образец полупроводника (4) помещается в стеклянный баллон (7), наполненный техническим маслом (2). Это предохраняет образец от коррозии и механических повреждений, одновременно обеспечивая эффективный теплообмен. В этом же баллоне (7) находится термометр (3) для измерения температуры. Стеклянный баллон (7) помещается в водяную баню (1), нагревание воды в которой осуществляется с помощью электроплитки (5).

Сопротивление образца полупроводника измеряется с помощью моста 6 постоянного тока.

Нужно учитывать, что, ввиду конечной скорости теплообмена, принимаемая температура охлаждающей среды не мгновенно, а с некоторым запаздыванием. С целью уменьшения погрешностей измерения нагрев производится достаточно медленно.

**Задание 1.** Изучение зависимости сопротивления полупроводника от температуры.

а) Проверьте состояние всех приборов, применяемых в установке (рис. 3), а также настройку моста постоянного тока на измерение сопротивлений полупроводника в необходимом диапазоне.

б) Включить электроплитку и произвести при медленном нагревании образца измерения сопротивления полупроводника (терморезистора) через каждые  $10^\circ\text{C}$ , начиная от комнатной ( $20^\circ\text{C}$  или  $25^\circ\text{C}$ ) температуры, вплоть до  $90^\circ\text{C}$  или  $95^\circ\text{C}$ . Результаты измерений занести в таблицу 1.

Таблица 1

№ опыта	1	2	3	4	5	6	7	8
$t, ^\circ\text{C}$								
$T, \text{K}$								
$R, \text{Om}$								

в) По результатам таблицы 1, постройте график зависимости  $R = f(t)$ .

**Задание 2.** Определение постоянной в прибора аналитическими методами.

а) Выберите два значения  $R_T$  и  $T$  из результатов, полученных при выполнении задания 1.

б) Рассчитайте величину  $b$  термистора по формуле (4.14).

в) По другим парам значений  $R_T$  и  $T$  рассчитайте  $b$  еще два раза.

г) Определите  $\langle b \rangle$  и рассчитайте погрешности.

**Задание 3.** Определение постоянной в термистора графическим методом.

а) Используя результаты таблицы 1, заполните таблицу 2.

Таблица 2

№ опыта	1	2	3	4	5	6	7	8
$\lg R$								
$10^3/T, \text{K}^{-1}$								

б) По результатам таблицы 2 постройте график  $\lg R = f(10^3/T)$ .

в) Определите тангенс угла  $\text{tg} \phi$  наклона линейного участка полученного графика.

г) По формуле (4.15) рассчитайте постоянную  $b$  термистора. Сравните  $b$  и  $\langle b \rangle$ .

**Задание 4.** Вычисление термического коэффициента сопротивления термистора, ширины запрещенной зоны полупроводника, уровня Ферми.

а) По формуле (4 - 11) рассчитайте  $\alpha_T$ , используя значения  $b$ , полученное графическим методом.

б) По формуле (4 - 10) рассчитайте ширину  $\Delta E$  запрещенной зоны полупроводника, используя значение  $b$ , полученное графическим методом.

в) По формуле (2 - 1) вычислите уровень Ферми.

### Содержание отчета

1. Основные понятия, выводы и формулы теории.
2. Схема установки для изучения зависимости  $R=f(t)$  полупроводника.
3. Таблицы 1 и 2 с результатами измерений и вычислений.
4. Расчеты величин  $b$ ,  $\langle b \rangle$ ,  $\alpha_T$ ,  $\Delta E$ ,  $E_F$ .
5. Графики зависимостей  $R=f(t)$  и  $\lg R=f(10^3/T)$ .
6. Выводы по проделанной работе.

### Контрольные вопросы

1. Какие вещества называют полупроводниками? Приведите примеры полупроводников.
2. Объясните различия между металлами, диэлектриками и полупроводниками с точки зрения зонной теории.
3. Поясните электропроводность примесных полупроводников по зонной теории.
4. Что такое уровень Ферми и где он располагается у полупроводников?
5. Запишите и поясните основное уравнение электронной теории проводимости для полупроводников.
6. Выведите выражения  $\gamma$  и  $R$  от температуры и поясните их.
7. Выведите выражения для расчета  $b$ ,  $\alpha_T$ ,  $\Delta E$  для полупроводников.
8. Что такое терморезистор, где их применяют и в чем их преимущества?

### Рекомендуемая литература

1. Деглаф, А. А. Курс физики / А. А. Деглаф. — М. : Высшая школа, 1977. — Том 2. — 13.3-13.5.
2. Дмитриева, В. Ф. Основы физики / В. Ф. Дмитриева, В. Л. Прокофьев. — М. : Высш. шк., 2001. — С. 220-224.
3. Савельев, И. В. Курс общей физики / И. В. Савельев. — М. : Наука. — Том 3. — С. 51-53, 57-59.
4. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. — М. : Высш. шк., 1994. — С. 240-243.

### ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 8

#### ИЗУЧЕНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЯВЛЕНИЯ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ТЕРМО-ЭДС

**Цель работы:** ознакомиться с явлением термоэлектричества, научиться измерять термо-ЭДС компенсационным методом.

#### Теоретическое введение

##### *Контактная разность потенциалов*

Если два различных металла привести в соприкосновение, то между ними возникает разность потенциалов, называемая **контактной разностью потенциалов**. Итальянский физик А. Вольта (1745-1827) установил, что если металлы Al, Zn, Sn, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt, Pd привести в контакт в указанной последовательности, то каждый предшествующий при соприкосновении с следующим из следующих зарядится положительно. Этот ряд называется **рядом Вольта**. Контактная разность потенциалов для различных металлов составляет от десятых до целых вольт.

##### *Законы Вольта*

Вольта экспериментально установил два закона:

1. Контактная разность потенциалов зависит лишь от химического состава и температуры соприкасающихся металлов.
2. Контактная разность потен-

циалов последовательно соединенных различных проводников, находящихся при *одинаковой температуре*, не зависит от химического состава промежуточных проводников и равна контактной разности потенциалов, возникающей при непосредственном соединении крайних проводников.

#### *Контакт двух металлов по зонной теории*

Для объяснения возникновения контактной разности потенциалов воспользуемся представлениями зонной теории. Рассмотрим контакт двух металлов с различными работами выхода  $A_1$  и  $A_2$ , то есть с различными положениями уровня Ферми (верхнего заполненного электронами энергетического уровня). Если  $A_1 < A_2$  (этот случай изображен на рис. 1), то уровень Ферми располагается в металле 1 выше, чем в металле 2. Следовательно, при контакте металлов электроны с более высоких уровней металла 1 будут переходить на более низкие уровни металла 2, что приведет к тому, что металл 1 зарядится положительно, а металл 2 — отрицательно. Одновременно происходит относительное смещение энергетических уровней: в металле, заряжающемся положительно, все уровни смещаются вниз, а в металле, заряжающемся отрицательно, — вверх. Этот процесс будет происходить до тех пор, пока между соприкасающимися металлами не установится равновесие, которое, как доказывалось в статистической физике, характеризуется совпадением уровней Ферми в обоих металлах (рис. 1, б). Так как для соприкасающихся металлов уровни Ферми совпадают, а работы хода  $A_1$  и  $A_2$  не изменяются (они являются константами металлов и не зависят от того, находятся металлы в контакте или нет), то потенциальная энергия электронов в точках, лежащих вне металлов в непосредственной близости к их поверхности (точки А и В на рис. 1, б), будет различной.

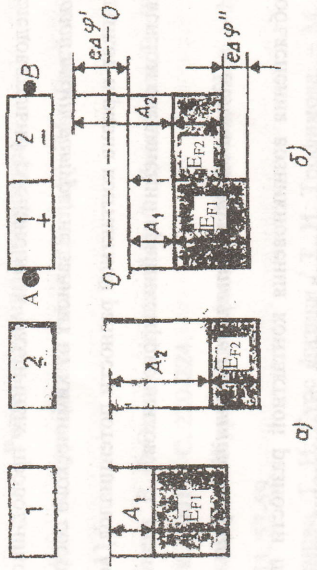


Рис. 1. Контакт двух металлов по зонной теории

Следовательно, между точками  $A$  и  $B$  устанавливается разность потенциалов, которая, как следует из рисунка, равна:

$$\Delta\phi' = (A_2 - A_1)/e. \quad (1)$$

Разность потенциалов (1), обусловленная различием работ выхода контактирующих металлов, называется внешней контактной разностью потенциалов. Чаще говорят просто о контактной разности потенциалов, подразумевая под ней внешнюю. Если уровни Ферми для двух контактирующих металлов не одинаковы, то между синими точками металлов наблюдается внутренняя контактная разность потенциалов, которая, как следует из рисунка, равна:

$$\Delta\phi'' = (E_{F1} - E_{F2})/e. \quad (2)$$

В квантовой теории доказывается, что причиной возникновения внутренней контактной разности потенциалов является различие концентраций электронов в контактирующих металлах.  $\Delta\phi''$  зависит от температуры  $T$  контакта металлов (поскольку наблюдается зависимость  $E_F$  от  $T$ ), обусловливая термоэлектрические явления. Как правило,  $\Delta\phi'' \ll \Delta\phi'$ .

Если, например, привести в соприкосновение три разнородных проводника, имеющих одинаковую температуру, то разность потенциалов между концами разомкнутой цепи равна алгебраической сумме скачков потенциала во всех контактах. Она, как можно показать (предоставляем это сделать читателю), не зависит от природы промежуточных проводников (второй закон Вольта).

Внутренняя контактная разность потенциалов возникает в двойном электрическом слое, образующемся в приконтактной области и называемом контактным слоем. Толщина контактного слоя в металлах составляет примерно  $10^{-10}$  м, то есть соизмерима с междоузельными расстояниями в решетке металла. Число электронов, участвующих в диффузии через контактный слой, составляет примерно 2% от общего числа электронов, находящихся на поверхности металла. Столь незначительное изменение концентрации электронов в контактном слое, с одной стороны, и малая по сравнению с длиной свободного пробега электрона его толщина — с другой, не могут привести к заметному изменению проводимости контактного слоя по сравнению с остальной частью металла. Следовательно, электрический ток через контакт двух металлов проходит так же легко, как и через сами металлы, то есть контактный слой проводит электрический ток в обоих направлениях ( $I \rightarrow 2$  и  $2 \rightarrow I$ ) одинаково и не дает эффекта выпрямления, который всегда связан с односторонней проводимостью.

### Термоэлектрические явления и их применение

Согласно второму закону Вольта, в замкнутой цепи, состоящей из нескольких металлов, находящихся при одинаковой температуре, э.д.с. не возникает, то есть не происходит возбуждения электрического тока. Однако если температура контактов не одинакова, то в цепи возникает электрический ток, называемый термоэлектрическим.

Явление возбуждения термоэлектрического тока (явление Зеебека), а также тесно связанные с ним явления Пельтье и Томсона называются термоэлектрическими явлениями.

**1. Явление Зеебека (1821).** Немецкий физик Т. Зеебек (1770–1831) обнаружил, что в замкнутой цепи, состоящей из последовательно соединенных разнородных проводников, контакты между которыми имеют различную температуру, возникает электрический ток.

Рассмотрим замкнутую цепь, состоящую из двух металлических проводников 1 и 2 с температурами спаев  $T_1$  (контакт А) и  $T_2$  (контакт В), причем  $T_1 > T_2$  (рис. 2).

Не вдаваясь в подробности, отметим, что в замкнутой цепи для многих пар металлов (например, Cu-Bi, Ag-Cu, Au-Cu) электродвижущая сила прямо пропорциональна разности температур в контактах:

$$E = \alpha (T_1 - T_2) \quad (3)$$

Эта э.д.с. называется термоэлектродвижущей силой. Направление тока при  $T_1 > T_2$  на рис. 2 показано стрелкой. Термоэлектродвижущая сила, например, для пары металлов медь - константан, для разности температур 100 К составляет всего 4,25 мВ.

Величина термоэлектродвижущей силы, сокращено т. э. д. с. зависит не только от разности температур, но и от абсолютного значения температур. Количественной характеристикой термоэлектрических явлений служит коэффициент т. э. д. с.  $\alpha$  или дифференциальная т. э. д. с.:  $\alpha = \frac{dE}{dT}$ , численно равная разности потенциалов, возникающей при разности температур нагретого и холодного контактов равной одному градусу. Для большинства пар металлов это величина порядка сотых долей милливольты на градус. Величина термотока в толстых проводниках может, быть достаточно большой.

При разности температур контактов в несколько сот градусов для измерения т. э. д. с. достаточно милливольтметра. При меньших разностях температур используются компенсационным методом или применяют зеркальный гальванометр.

В таблице приведены значения т. э. д. с. для некоторых особенно употребительных пар металлов.

Т. э. д. с. некоторых термпар в милливольтмах. Один спай при 0°С

Температура горячего спаев, °С	Платина, платина + 10% родия	Железо константан (60% Cu, 40% Ni)	Медь, константан	Температура горячего спаев, °С	Платина, платина + 10% родия	Железо константан (60% Cu, 40% Ni)	Медь, константан
100	0,64	5	4	600	5,22	33	---
200	1,44	11	9	700	6,26	39	---
300	2,32	16	15	800	7,33	45	---
400	3,25	22	21	1000	9,57	---	---
500	4,22	27	---	1500	15,50	---	---

Т. э. д. с. увеличивается непропорционально разности температур спаев. Поэтому для характеристики термоэлектрических свойств какой-либо пары проводников пользуются *дифференциальной т. э. д. с.*, которая равна *термоэлектродвижущей силе, возникающей при разности температур спаев в 1°С*. Дифференциальная т. э. д. с., по определению равна

$$\alpha = \frac{dE}{dT} \quad (4)$$

Причина возникновения термоэлектродвижущей э.д.с. ясна уже из формулы, определяющей внутреннюю контактную разность потенциалов на границе двух металлов. Дело в том, что положение уровня Ферми зависит от температуры. Поэтому если температуры контактов разные, то разными будут и внутренние контактные разности потенциалов. Таким образом, сумма скачков потенциала отлична от нуля, что и приводит к возникновению термоэлектрического тока. Отметим также, что при градиенте температуры происходит и диффузия электронов, которая тоже обуславливает термо-Э.Д.С.

Явление Зеебека не противоречит второму началу термодинамики, так как в данном случае внутренняя энергия преобразуется в электрическую, для чего используется два источника теплоты (два контакта). Следовательно, для поддержания постоянного тока в рассматриваемой цепи необходимо поддерживать постоянно разности температур контактов: к более нагретому контакту непрерывно подводить теплоту, а от холодного — непрерывно ее отводить.

Явление Зеебека используется для измерения температуры. Для этого применяются термоэлементы, или термопары — датчики температур, состоящие из двух соединенных между собой инородных металлических проводников. Если контакты (обычно спай) проводников (проволок), образующих термопару, находятся при разных температурах, то в цепи возникает термоэлектродвижущая сила, которая зависит от разности температур контактов и природы применяемых материалов. Чувствительность термопар выше, если их соединить последовательно. Эти соединения называются термобатареями (или тремостолбиками). Термопары применяются как для измерения ничтожно малых разностей температур, так и для измерения очень высоких и очень низких температур (например, внутри доменных печей или жидких газов). Точность определения температуры с помощью термопар составляет, как правило, несколько кельвин, а у некоторых термопар достигает  $\approx 0.01$  К. Термопары обладают рядом преимуществ перед обычными термометрами: имеют большую чувствительность и малую инерционность, позволяют проводить измерения в широком интервале температур и допускают дистанционные измерения.

Явление Зеебека в принципе может быть использовано для генерации электрического тока. Так, уже сейчас к.п.д. полупроводниковых термобатарей достигает  $\approx 18\%$ . Следовательно, совершенствуя полупроводниковые термоэлектрогенераторы, можно добиться эффективного прямого преобразования солнечной энергии в электрическую.

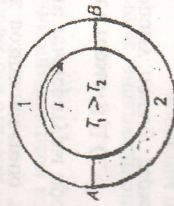


Рис. 2

**2. Явление Пельтье** (1834). Французский физик Ж. Пельтье (1785-1845) обнаружил, что при прохождении через контакт двух различных проводников электрического тока в зависимости от его направления помимо джоулевой теп-

лоты выделяется или поглощается дополнительная теплота. Таким образом, явление Пельтье является обратным по отношению к явлению Зеебека. В отличие от джоулевой теплоты, которая пропорциональна квадрату силы тока, теплота Пельтье пропорциональна первой степени силы тока и меняет знак при изменении направления тока.

Рассмотрим замкнутую цепь, состоящую из двух разнородных металлических проводников 1 и 2 (рис. 3), по которым пропускается ток  $I$  (его направление в данном случае выбрано совпадающим с направлением термотока (на рис. 2 при условии  $T_1 > T_2$ )). Согласно наблюдениям Пельтье, спай  $A$ , который при явлении Зеебека поддерживался бы при более высокой температуре, будет теперь охлаждаться, а спай  $B$  — нагреваться. При изменении направления тока  $I$  спай  $A$  будет нагреваться, а спай  $B$  — охлаждаться.

Объяснить явление Пельтье можно следующим образом. Электроны по разную сторону спая обладают различной средней энергией (полной — кинетической плюс потенциальной). Если электроны (направление их движения задано на рис. 3 пунктирными стрелками) пройдут через спай  $B$  и попадут в область с меньшей энергией, то избыток своей энергии они отдадут кристаллической решетке и спай будет нагреваться. В спаях  $A$  электроны переходят в область с большей энергией, забирая теперь недостающую энергию у кристаллической решетки, и спай будет охлаждаться.

Явление Пельтье используется в термоэлектрических полупроводниковых холодильниках, созданных впервые в 1954 г. под руководством А. Ф. Иоффе, и в некоторых электронных приборах.

**3. Явление Томсона** (1856). Вильям Томсон (Кельвин), исследуя термоэлектрические явления, пришел к заключению, подтвердив его экспериментально, что при прохождении тока по *неравномерно* нагретому проводнику должно происходить дополнительное выделение (поглощение) теплоты, аналогичной теплоте Пельтье. Это явление получило название явления Томсона. Его можно объяснить следующим образом. Так как в более нагретой части проводника электроны имеют большую среднюю энергию, чем в менее нагретой, то,

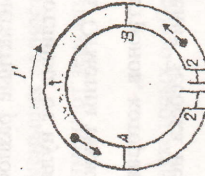


Рис. 3



двигаясь в направлении убывания температуры, они отдадут часть своей энергии решетке, в результате чего происходит выделение теплоты Томсона. Если же электроны движутся в сторону возрастания температуры, то они, наоборот, пополняют свою энергию за счет энергии решетки, в результате чего происходит поглощение теплоты Томсона.

### Приборы и принадлежности

1. Два термопары на штативе.
2. Два термометра на штативе.
3. Два стакана алюминиевых с водой.
4. Нагреватель (электроплитка).
5. Гальванометр и милливольтметр.
6. Реохорд и реостат.
7. Источник постоянного напряжения.
8. Соединительные провода.
9. Два ключа.

### Схема установки

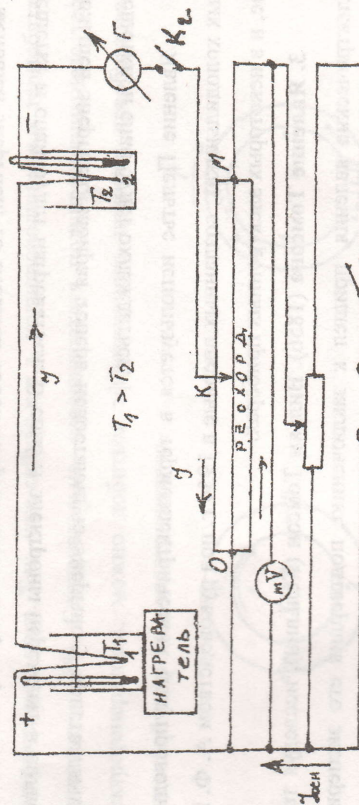


Рис. 4. Схема установки для измерения термо-ЭДС

### Метод компенсации для измерения термо-ЭДС

Термо-ЭДС дифференциальной термопары измеряется методом компенсации. Для того собирается цепь по схеме (рис 4), так что термопара включает-

ся через реохорд навстречу внешнему источнику тока (плюс к плюсу, минус к минусу) плюс у той термопары, температура которой выше. Перемещая подвижный контакт К реохорда, добиваются отсутствия тока в цепи термопары (гальванометр устанавливается на нуль). В этом случае термо-эДС равна падению напряжения  $U_1$  на участке реохорда ОК:  $E=U_1$ .

Падение напряжения  $U_1$ :  $U_1=IR$ ,

$$\text{где } I = \frac{U}{R},$$

$U$  – напряжение на реохорде (показание милливольтметра);

$R$  – сопротивление всего реохорда.

Отсюда

$$E=U_1=IR_1 = U \frac{\rho \frac{\ell_1}{S}}{\rho \frac{\ell}{S}} = U \frac{\ell_1}{\ell}. \quad (5)$$

### Порядок выполнения работы

1. Проверить собранную электрическую цепь по схеме на рис. 4.
2. Налить воду в алюминиевые стаканы и измерить температуру воды них.
3. При одинаковой температуре воды в стаканах замкнуть ключ К2 и при разомкнутом ключе К1 убедиться по гальванометру в отсутствии термо-ЭДС.
4. Разомкнуть ключ К2, замкнуть ключ К1, вставить вилку источника питания и вилку электропитания в сеть.
5. Установить с помощью реохорда напряжение по указанию лаборанта.
6. Через каждые 10 градусов замыкаем ключ К2 и с помощью реохорда устанавливаем стрелку гальванометра на нуль.
7. Измеряем длину  $\ell_1$  реохорда при нулевом показании гальванометра для каждого измерения.
8. Результаты измерений занести в таблицу.
9. По окончании измерений разомкнуть ключи К1 и К2 и вынуть вилку источника питания и электропитания из сети.
10. По формуле (5) рассчитать значения термо-ЭДС  $E$ , а также разность температур ( $t_1-t_2$ ).

11. По результатам расчетов строим график зависимости термо-ЭДС  $E$  от разности температур  $(t_1 - t_2)$ , то есть  $E = f(t_1 - t_2)$ .

Таблица 2  
Результаты измерений и вычислений для определения термо-ЭДС

№ п.п.	$t_2, ^\circ\text{C}$	$t_1, ^\circ\text{C}$	$\ell, \text{мм}$	$\ell_1, \text{мм}$	$U, \text{мВ}$	$E, \text{мВ}$	$t_1 - t_2, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{мВ}/^\circ\text{C}$

12. По графику рассчитываем коэффициент термо-ЭДС  $\alpha$  (дифференциальную термо-ЭДС):

$$\alpha = \frac{\Delta E}{\Delta t} \text{ для использованного интервала температур (формула (4)).}$$

#### Содержание отчета

1. Основные понятия, выводы и формулы теории.
2. Схема установки для измерения термо-ЭДС.
3. Таблица 2 с результатами измерений и вычислений.
4. График зависимости  $E = f(t_1 - t_2)$ .
5. Расчеты величин  $E$  и  $\alpha$ .
6. Выводы по проделанной работе.

#### Контрольные вопросы

1. Сформулировать законы Вольты.
2. Объясните возникновение контактной разности потенциалов по зонной теории.
3. Что такое уровень Ферми?
4. Что такое внешняя контактная разность потенциалов?
5. Что такое внутренняя контактная разность потенциалов?
6. Что такое работа выхода?

7. Какие явления называются термоэлектрическими?
8. Поясните явление Зеебека. Укажите его применение.
9. Поясните явление Пельтье. Укажите его применение.
10. Поясните явление Томсона. Укажите его применение.
11. Поясните измерение термо-ЭДС методом компенсации.
12. Укажите применение термопар в металлургии.
13. Укажите преимущества термопары перед обычными термометрами.

#### Рекомендуемая литература

1. Дмитриева, В. Ф. Основы физики / В. Ф. Дмитриева, В. Л. Прокофьев. - М.: Высш. шк., 2001. - §94, 95. - С. 225-229.
2. Телесин, Р. В. Курс физики. Электричество - Р. В. Телесин, В. Ф. Яковлев. - 2-е изд., перераб. - М.: Просвещение, 1969. - §162-165. - С. 362-371.
3. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. - М.: Высш. шк., 1994. - §246, 247. - С. 454-458.