

Министерство образования и науки Украины  
Донбасская государственная машиностроительная академия

## **МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ**

к лабораторным работам по дисциплине «Физика»  
(для студентов всех специальностей вуза)

Волновая оптика  
Квантовая оптика  
Физика полупроводников

Утверждено на заседании  
кафедры физики  
Протокол №4 от 26.10.04

Краматорск 2004

УДК 535

Методические указания к лабораторным работам по дисциплине «Физика» (для студентов всех специальностей вуза). Волновая оптика. Квантовая оптика. Физика полупроводников. / Сост. Ф.М.Зайцев, В.М.Костенко, Ж.Н.Огнетова, Т.Н.Тарасенко, В.Н.Тулупенко, А.В.Тышкевич – Краматорск: ДГМА, 2004.-72 с.

Приведены краткие теоретические сведения, описания установок, порядок выполнения работ, рекомендации по обработке результатов измерений. Для самоконтроля в конце каждой работы даны контрольные вопросы.

Составители:

Ф.М.Зайцев, ст.преп.  
В.М.Костенко, доц.  
Ж.Н.Огнетова, доц.  
Т.Н.Тарасенко, ст.преп.  
В.Н.Тулупенко, проф.  
А.В.Тышкевич доц.,

Отв. за выпуск: А.В.Тышкевич доц.,

## ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Лабораторный практикум играет большую роль в изучении курса общей физики. Можно выделить три основных его цели:

- 1) Ознакомление с приборами и методами измерения различных физических величин.
- 2) Экспериментальное изучение физических законов и явлений.
- 3) Ознакомление с методами обработки результатов измерений.

Для выполнения конкретной лабораторной работы студент обязан заранее внимательно ознакомиться с содержанием методических указаний к ней; выучить надлежащий теоретический материал и проконтролировать себя с помощью контрольных вопросов. Наибольшее внимание, по крайней мере, во время подготовки к выполнению, необходимо обратить на исследовательский прием, его суть, математическую обработку и его экспериментальную реализацию, то есть на ход выполнения работы.

Студент считается подготовленным к выполнению лабораторной работы, если он:

- 1) имеет экземпляр протокола исследования (см. ниже);
- 2) знает цель работы, может раскрыть содержание понятий, которые воссоздают цель работы;
- 3) проявит понимание того, как можно достичь цели этой работы, то есть знает суть экспериментального исследовательского приема, принцип действия экспериментальной установки и ход выполнения работы.

***После получения разрешения на выполнение работы*** студент выполняет ее, занося соответствующие результаты в протокол исследования, проводит соответствующие вычисления и после получения итогового результата сдает протокол исследования преподавателю.

В протокол исследования заносятся:

- 1) Номер и название лабораторной работы, фамилия, имя и отчество исполнителя, шифр академической группы, дата выполнения (эти данные приводятся на титульной странице протокола).
- 2) Цель работы.
- 3) Схематическое изображение экспериментальной установки или рабочие схемы.

- 4) Основные расчетные формулы.
- 5) Таблицы для результатов измерений и расчетов.
- 6) Формулы для вычисления погрешностей и оценки результатов.

Оставляют место для необходимых расчетов и записи окончательного результата исследования. Конечный результат записывается в стандартной форме (см. ниже). Если необходимо представить результаты измерений в виде графической зависимости, то оставляют место для графиков. Построение графиков выполняется на миллиметровой бумаге.

Отчет должен быть написан в хорошем стиле, аккуратным разборчивым почерком. При его оформлении не следует также пренебрегать и эстетической стороной вопроса. Схемы и графики чертятся карандашом под линейку, заголовки, выводы и формулы целесообразно выделять пастой другого цвета, подчеркнуть и т. п. Это облегчает чтение отчета.

*Для получения зачета* по текущей лабораторной работе студент должен также изложить теорию экспериментального метода и теорию изученного явления или соответствующего раздела физики (давая ответы на контрольные вопросы).

# 1 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 62

## Определение радиуса кривизны линзы с помощью колец Ньютона

Цель работы: ознакомиться с явлением интерференции на примере колец Ньютона, опытным путем определить радиус кривизны линзы.

### 1.1 Краткие теоретические сведения

Распространение света в пространстве, а также часть явлений, связанных с взаимодействием света и вещества, объясняются волновой теорией. В соответствии с ней свет есть электромагнитные волны, и отличается от других электромагнитных волн только длиной. В световой волне происходят колебания векторов напряженности электрического и магнитного полей. Эти вектора перпендикулярны друг другу, и оба они перпендикулярны направлению распространения света. Как правило, рассматриваются колебания только напряженности электрического поля, ее называют световым вектором. Напряженность магнитного поля отбрасывается, поскольку магнитное поле практически не взаимодействует с веществом.

Явление интерференции света возникает при наложении двух или большего числа световых волн и заключается в том, что интенсивность результирующей волны не равняется сумме интенсивностей волн, которые накладываются. В одних точках пространства интенсивность оказывается большей, чем сумма, в других – меньшей, т.е. возникает система максимумов и минимумов интенсивности, которая называется интерференционной картиной. Необходимым условием интерференции волн является их когерентность. Необходимо также, чтобы колебания светового вектора происходили в одном направлении, или в близких направлениях.

Когерентными называются волны, которые в каждой точке пространства создают колебания с постоянной разностью фаз. Пусть колебания светового вектора первой волны описываются формулой  $E_1=A_1\cos(\omega t+\varphi_1)$ , а второй волны -  $E_2=A_2\cos(\omega t+\varphi_2)$ . В соответствии с принципом суперпозиции для электрического поля световой вектор результирующей волны по величине будет равен сумме  $E_1$  и  $E_2$ , он будет колебаться по гармоническому закону, квадрат амплитуды его колебаний

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (1.1)$$

Интенсивность световой волны пропорциональна среднему квадрату амплитуды колебаний светового вектора. Для когерентных волн все величины в правой части формулы (1.1) постоянны, тогда интенсивность результирующей волны

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (1.2)$$

В зависимости от разности фаз колебаний третье слагаемое формулы (1.2) может принимать значения от  $-2\sqrt{I_1I_2}$  (при  $\varphi_2 - \varphi_1 = (2k+1)\pi$ ,  $k=0, 1, 2, \dots$ ) до  $2\sqrt{I_1I_2}$  (при  $\varphi_2 - \varphi_1 = 2k\pi$ ,  $k=0, 1, 2, \dots$ ). В первом случае наблюдается минимум интенсивности результирующей волны, во втором – максимум.

Начальные фазы колебаний  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  в каждой точке определяются расстояниями, которые проходят волны  $l_1$  и  $l_2$ , т.е. расстояниями от этой точки до источников когерентных световых волн.

$$\varphi_1 = 2\pi \frac{l_1}{\lambda} + \varphi_0; \quad \varphi_2 = 2\pi \frac{l_2}{\lambda} + \varphi_0;$$

где  $\lambda$  – длина волны. Тогда разность фаз колебаний

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi \frac{l_2 - l_1}{\lambda} = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}.$$

Тут  $\Delta = l_2 - l_1$  – разность хода волн, которые накладываются в данной точке. Эта величина полностью определяет результат интерференции, то есть возникновение в точке максимума или минимума интенсивности света. Условие возникновения максимума

$$\Delta_{\max} = \pm k\lambda; k = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.3)$$

условие возникновения минимума

$$\Delta_{\min} = \pm(2k + 1) \frac{\lambda}{2}; k = 0, 1, 2, \dots \quad (1.4)$$

Наблюдение показывает, что при наложении света от двух независимых источников интерференция не происходит, интенсивность света во всех точках равняется сумме интенсивностей. Причина этого заключается в том, что свет от любого источника, кроме лазера, состоит из цугов волн, которые независимо излучаются отдельными атомами. Время излучения одного атома имеет порядок величины  $10^{-8}$  с. В результате этого в световой волне происходят через краткие промежутки времени случайные изменения начальной

фазы колебаний светового вектора, изменяется также случайным образом направление колебаний. Время, в течение которого начальная фаза колебаний остается неизменной, называется временем когерентности и обозначается  $\tau_{\text{ког}}$ . Очевидно, что  $\tau_{\text{ког}} \ll 10^{-8}$  с. Лишь в течение этого времени сохраняется неизменной интерференционная картина при наложении света от двух независимых источников, наблюдать ее невозможно.

В лазерах излучение отдельных атомов вынужденное, по своим свойствам оно приближается к монохроматической волне. Но полная монохроматичность не достигается, частоты излучения принимают различные значения внутри интервала  $\Delta\omega$ . Различия в частотах приводят к появлению разности фаз, которая увеличивается со временем. Такие волны могут оставаться когерентными только на протяжении времени когерентности  $\tau_{\text{ког}} = 2\pi/\Delta\omega$ . Для лазеров эта величина не превышает  $10^{-5}$  с, наблюдение интерференции при наложении излучения двух лазеров также невозможно.

Две когерентные световые волны для наблюдения интерференции можно получить раздели каким-либо образом одну световую волну. Если две части одной световой волны снова наложить друг на друга, возникает интерференционная картина. При этом разность хода волн от точки разделения до точки наложения не должна превышать расстояние, которое проходит свет за время когерентности  $l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$ . Величина  $l_{\text{ког}}$  называется длиной когерентности. За время  $\tau_{\text{ког}}$  излучение перестает быть когерентным самому себе, а значит части излучения одного источника, разделенные расстоянием большим, чем  $l_{\text{ког}}$ , не когерентны.

Существует много способов разделения излучения одного источника света на две части. В опыте Юнга используется прохождение света через два малых отверстия в непрозрачном экране. Зеркала Френеля – два плоских зеркала, расположенных под углом, немногим меньшим, чем  $180^\circ$ . Они отражают свет от одного источника на экран, создавая в каждой точке экрана наложение двух когерентных волн. Эта же цель достигается с помощью бипризмы Френеля, две когерентные волны возникают вследствие преломления света двойной призмой. При наблюдении интерференции всегда стремятся уменьшить интервал частот  $\Delta\omega$ , в котором находятся

частоты интерферирующих волн. Для этого свет пропускают через светофильтр.

Простейшим опытом, при котором наблюдается интерференция, является отражение света от тонкой пленки (см. рисунок 1.1). Свет,

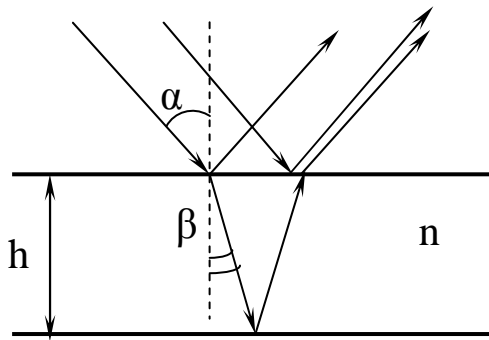


Рисунок 1.1

который прошел через светофильтр, направляется на верхнюю поверхность пленки, угол падения его  $\alpha$ . Этот свет частично отражается от поверхности пленки, частично преломляется и проходит внутрь вещества. Угол преломления его  $\beta$ ,  $n$  – показатель преломления вещества пленки.

Преломленный свет вновь частично отражается от нижней поверхности пленки и выходит через верхнюю поверхность, накладываясь на свет, отраженный от верхней поверхности. Таким образом, происходит разделение одной волны на две с дальнейшим наложением их. Оптическая разность хода двух волн

$$\Delta = 2nh \cos \beta - \frac{\lambda_0}{2} = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda_0}{2}. \quad (1.5)$$

Оптическая разность хода получается из геометрической разности путем умножения последней на показатель преломления  $n$ . Необходимость этого связана с отличием длины световой волны в веществе  $\lambda$  от длины волны в воздухе  $\lambda_0$ . Длина волны равняется произведению периода колебаний и скорости распространения волны, отсюда  $\lambda_0/\lambda = (cT)/(vT) = c/v = n$ , то есть  $\lambda$  в  $n$  раз больше, чем  $\lambda_0$ . Разность хода волн сравнивается с длиной волны, этих длин на путь в середине пленки приходится в  $n$  раз больше. Вычитание  $\lambda_0/2$  обусловлено изменением фазы колебаний в световой волне при отражении от границы более плотной среды. В точке отражения фаза колебаний отраженной волны отличается от фазы падающей волны на  $\pi$ , что соответствует дополнительному изменению оптической разности хода на  $\lambda_0/2$ . Данное явление носит название «потеря полуволны». При отражении волны от границы менее плотной среды, то есть на нижней поверхности пленки такое изменение фазы колебаний не происходит.



При неизменной толщине пленки разность хода интерферирующих волн может отличаться для различных мест пленки из-за отличия углов падения  $\alpha$ . Точки, для которых угол  $\alpha$  принимает близкие значения соответствующие условиям возникновения максимума (1.3) и минимума (1.4) образуют полосы. Визуально они наблюдаются как темные и светлые полосы на поверхности пленки, называется такая интерференционная картина полосами равного наклона. При падении на тонкую пленку плоской волны угол падения во всех точках одинаковый, интерференция в этом случае приводит к зависимости интенсивности отраженной волны от толщины пленки  $h$ . Если толщина пленки в разных местах не одинакова, точки, для которых выполняются условия возникновения максимума (1.3) и минимума (1.4) образуют линии. Вдоль этих линий наблюдаются темные и светлые полосы, которые называются полосами равной толщины.

## 1.2 Описание установки и метода исследования

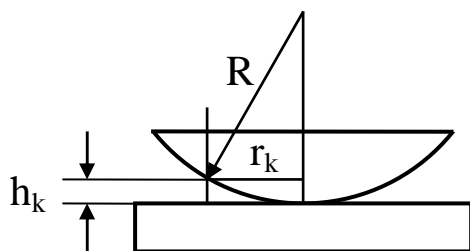


Рисунок 1.2

Кольца Ньютона являются разновидностью полос равной толщины. Они возникают при отражении света от нижней выпуклой поверхности линзы и от плоской стеклянной поверхности, которой эта линза касается (см. рисунок 1.2). В этом случае роль тонкой пленки

играет воздушная прослойка между поверхностями линзы и пластинки с плоской поверхностью. Свет на линзу направляется сверху, он проходит через светофильтр и по своим свойствам приближается к плоской монохроматической волне, которая распространяется вдоль оптической оси системы. Поскольку кольца наблюдаются при очень малых толщинах воздушной прослойки  $h_k$  и радиусы их  $r_k$  очень малы по сравнению с радиусом кривизны линзы  $R$ , угол падения на нижнюю поверхность линзы можно считать приблизительно равным нулю. Тогда разность хода волн, отраженных от нижней поверхности линзы и верхней поверхности пластины

$$\Delta = 2h_k - \frac{\lambda_0}{2}, \quad (1.6)$$

поскольку для воздуха  $n=1$ . Условия максимума (1.3) и минимума (1.4) будут выполняться при определенных значениях  $h$  для всех точек окружностей с соответствующими радиусами  $r$ . Интерференционная картина будет иметь вид концентрических темных и светлых колец. В центре, в месте касания линзы и пластины будет наблюдаться темное пятно.

Обозначим  $h_k$  толщину воздушного зазора, при которой выполняется условие возникновения  $k$ -го интерференционного минимума. Тогда  $r_k$  будет равняться радиусу  $k$ -го темного кольца, в соответствии с теоремой Пифагора

$$r_k^2 = R^2 - (R - h_k)^2 = 2Rh_k - h_k^2.$$

Поскольку величина  $h_k$  очень мала, можем пренебречь членом  $h_k^2$  в правой части. Из сравнения формул (1.4) и (1.6) следует, что  $h_k = k \frac{\lambda}{2}, k = 1, 2, 3, \dots$  Тогда имеем для радиуса  $k$ -го темного кольца

$$r_k = \sqrt{kR\lambda}, k = 1, 2, 3, \dots \quad (1.7)$$

Наблюдение колец Ньютона и измерение их радиусов выполняется с помощью микроскопа (рисунок 1.3). Система из линзы и пластины устанавливается на столике С как препарат П, столик с помощью двух винтов может двигаться в любом горизонтальном направлении. Между тубусом Т и объективом Об микроскопа устанавливается полупрозрачное зеркало под углом  $45^\circ$  к оптической оси, на него направляется свет от осветителя S. Отраженный от зеркала свет распространяется вдоль оптической оси вниз, через объектив он достигает линзы и пластинки. Отраженный системой линза-пластинка свет возвращается вдоль оптической оси, проходя через объектив, полупрозрачное зеркало и окуляр Ок. Этот свет состоит из двух когерентных волн, которые интерферируют с образованием колец Ньютона. Полупрозрачное зеркало одновременно выполняет роль красного светофильтра, пропуская только свет с длиной волны  $\lambda = 6,5 \cdot 10^{-7}$  м.

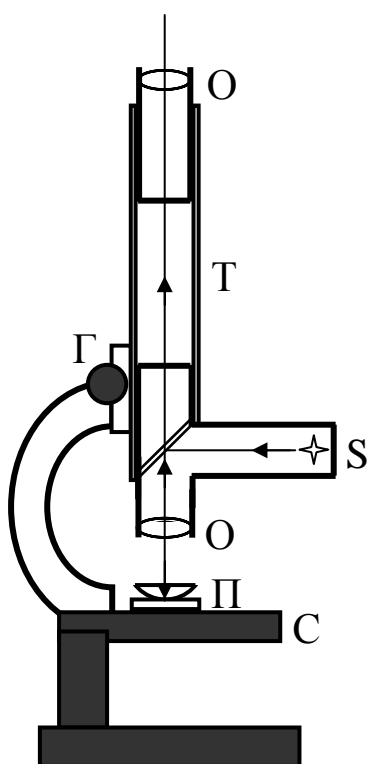


Рисунок 1.3

светофильтра, пропуская только свет с длиной волны  $\lambda = 6,5 \cdot 10^{-7}$  м.

Для измерения диаметров колец Ньютона в окуляр микроскопа помещена шкала, изображение которой накладывается на изображения колец. Цена деления этой шкалы  $a_0=0,02 \text{ мм} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ . Чтобы определить радиус кривизны линзы  $R$ , мы измеряем диаметры  $k$ -го и  $m$ -го колец Ньютона. В соответствии с формулой (1.7) эти диаметры связаны с радиусом кривизны соотношениями

$$\frac{d_k^2}{4} = kR\lambda + \text{const}, \quad \frac{d_m^2}{4} = mR\lambda + \text{const}.$$

Const появляется в формуле вследствие того, что линза может и не касаться поверхности пластинки из-за наличия в точке касания грязи. Это изменяет разность хода отраженных волн для всех точек на одну величину (const). Тогда

$$R = \frac{d_k^2 - d_m^2}{4(k - m)\lambda}. \quad (1.8)$$

### 1.3 Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

1. Включить осветитель, проверить, находятся ли кольца Ньютона в поле зрения микроскопа. При необходимости отрегулировать качество изображения с помощью винта вертикального перемещения тубуса и переместить кольца Ньютона в центр поля зрения с помощью винтов перемещения столика. Шкала должна пройти через центр системы колец.

2. Измерить по три раза диаметры четырех первых колец Ньютона ( $k=1, 2, 3, 4$ ). Измерения проводить для различных направлений диаметра, поворачивая шкалу вместе с окуляром. Результаты измерений записать в таблицу 1.1.

Таблица 1.1

N	$d_1, 10^{-5} \text{ м}$	$d_2, 10^{-5} \text{ м}$	$d_3, 10^{-5} \text{ м}$	$d_4, 10^{-5} \text{ м}$
1				
2				
3				
Среднее				

3. Вычислить и записать в таблицу 1.1 средние значения диаметров колец Ньютона.

4. Вписать в таблицу 1.2 средние диаметры колец Ньютона с номерами  $k$  и  $m$ , указанными в таблице.
5. По формуле (1.8) вычислить и записать в таблицу 1.2 пять значений радиуса кривизны линзы  $R$ .

Таблица 1.2

N	k	$d_k, 10^{-5}$ м	m	$d_k, 10^{-5}$ м	R, м	$\Delta R, м$
1	2		1			
2	3		2			
3	4		3			
4	3		1			
5	4		2			
Сред.						

6. Вычислить и вписать в таблицу 1.2 среднее значение радиуса кривизны линзы  $R$ , абсолютные погрешности отдельных измерений  $R$  и среднюю абсолютную погрешность  $\Delta R$ .
7. Вычислить относительную погрешность измерения  $R$ , записать окончательный результат в стандартной форме.

## 2.4 Контрольные вопросы

1. Что такое интерференция света? При каких условиях она наблюдается?
2. Какие волны называются когерентными? Как получают когерентные световые волны?
3. Что такое время когерентности? Почему не наблюдается интерференция при наложении света от двух реальных источников?
4. Как связано время когерентности с некогерентностью света? Что делают для увеличения времени и длины когерентности?
5. При каких условиях Интерференция приводит к максимуму и минимуму интенсивности света?
6. Что такое оптическая разность хода световых волн? Чем она отличается от геометрической разности хода?
7. Чему равна разность хода при отражении света от поверхностей тонкой пленки? Что такое потеря полуволны при отражении?

8. Что такое полосы равной толщины и равного наклона?
9. Что такое кольца Ньютона? Как они возникают?
10. Как проходит свет через микроскоп при наблюдении колец Ньютона?

## **2 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 63**

### **Определение длины световой волны с помощью дифракционной решетки**

Цель работы: ознакомиться с явлением дифракции при прохождении света сквозь дифракционную решетку, опытным путем определить длины волн красного и фиолетового света.

#### **2.1 Краткие теоретические сведения**

Прежде, чем начинать изучение данного раздела, следует восстановить в памяти описание явления интерференции, содержащийся в разделе «Краткие теоретические сведения» к лабораторной работе № 62.

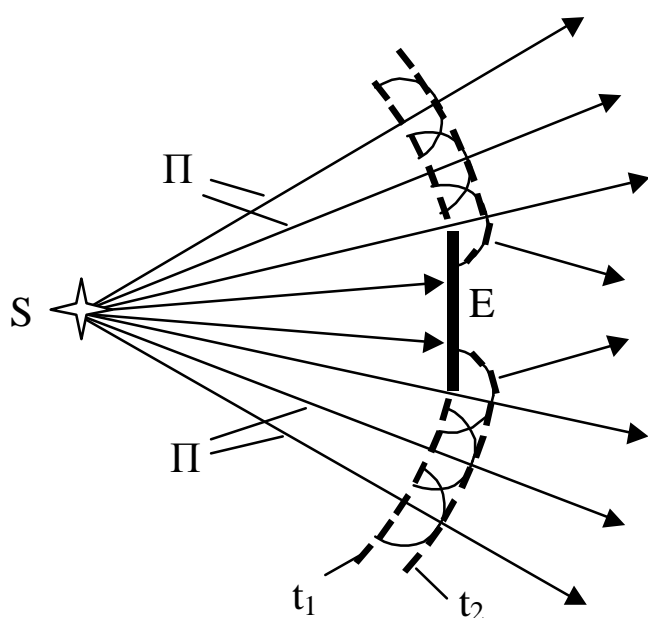
Визуально свет воспринимается и наглядно изображается как совокупность прямых линий – лучей, которые выходят во всех направлениях из точечных источников света. В роли источников выступают все точки поверхности тела, которое светится, или будучи раскаленным, или отражая свет, который приходит от других тел. Тело в целом также может восприниматься как точечный источник света, если расстояние до него значительно превосходит его размеры. Именно лучи света в однородной прозрачной среде олицетворяют прямые линии, являются эталоном геометрической прямой.

Лучи от точечного источника света, который находится в однородной прозрачной среде, пронизывают все точки окружающего пространства. Но, встретив непрозрачное тело они поглощаются и за непрозрачным телом возникает зона геометрической тени. Границы теневой зоны образуются всеми прямыми линиями – лучами, касательными к поверхности непрозрачного тела. В соответствии с законами геометрической оптики свет не может огибать непрозрачные препятствия и заходить в зону геометрической тени. Однако эксперимент показывает, что это не так, свет огибает непрозрачные препятствия.

Явление отклонения света от прямолинейного пути распространения вследствие огибания непрозрачных препятствий и захождения света в зону геометрической тени называется дифракцией света. Это явление полностью объясняется в рамках волновой теории света. В основе объяснения и количественного описания дифракции света лежит принцип Гюйгенса-Френеля.

- 1) Свет есть волновое возбуждение, которое распространяется в пространстве. Каждая точка пространства, до которой дошел фронт волны в данный момент, становится точечным источником вторичных волн. Новый фронт волны через малый промежуток времени образуется как огибающая фронтов вторичных волн от всех точек начального фронта волны.
- 2) Интенсивность света в произвольной точке пространства может быть определена как результат интерференции вторичных световых волн, которые приходят в данную точку от всех точек одной из волновых поверхностей, расположенной между точкой пространства и источником света. При этом интенсивность вторичных волн равна нулю в направлении источника света, приобретает максимальные значения для противоположного направления и почти не отличается от нуля в направлениях касательной в волновой поверхности.

Первая часть принципа сформулирована Гюйгенсом, Она



позволяет дать только качественное объяснение дифракции света. На рисунке 2.1 изображен точечный источник света S, он является центром фронта световой волны, который имеет сферическую форму. Фронт волны движется, расширяясь, в направлениях, обозначенных световыми лучами П, лучи перпендикулярны фронту волны в каждой его точке. Пунктирные линии показывают положения фронта волны в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ . В

Рисунок 2.1

момент  $t_1$  фронт волны достигает непрозрачного экрана  $E$  и частично задерживается им, образуется зона геометрической тени. Фронт световой волны в момент  $t_2$  строится как огибающая всех сферических фронтов вторичных волн. Далеко от краев непрозрачного экрана он, как и в момент  $t_1$ , имеет форму сферической поверхности с центром  $S$ , что соответствует прямолинейному распространению света. Но около краев непрозрачного экрана сферическая форма фронта волны нарушается. И это соответствует появлению световых волн, которые изменили свое направление и зашли в область геометрической тени.

По определению волновая поверхность – это геометрическое место точек, в которых связанные с распространением волны колебания происходят в одной фазе. В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля эти точки являются когерентными источниками вторичных волн. В каждой точке пространства накладываются вторичные волны от всех точек волновой поверхности и происходит их интерференция. Результатом интерференции является появление максимумов и минимумов интенсивности света. Эти максимумы и минимумы наблюдаются, если зона геометрической тени пересекается белым экраном, на котором появляется тень непрозрачного тела – темное пятно, которое повторяет его форму. Вследствие дифракции границы тени не просто утрачивают четкость, а превращаются в систему параллельных темных и светлых полос. В обычных условиях эта система имеет очень маленькую общую ширину и маскируется расплыванием границы тени вследствие неточности реальных источников света.

Френель разработал упрощенный метод, который позволяет рассчитывать результаты интерференции вторичных волн для всех точек экрана, на котором наблюдается тень от непрозрачного тела. Называется он метод зон Френеля. Для расчетов используется волновая поверхность, которая частично перекрывается непрозрачным телом. Выбирается точка экрана, для которой будет определяться интенсивность света и относительно этой точки открытая часть волновой поверхности разделяется на зоны Френеля. Границы зон Френеля проводятся таким образом, чтобы вторичные волны от середин соседних зон приходили в выбранную точку экрана с разностью хода  $\lambda/2$ , то есть интерференция их должна приводить к взаимному ослаблению. На рисунке 2.2 изображено прохождение

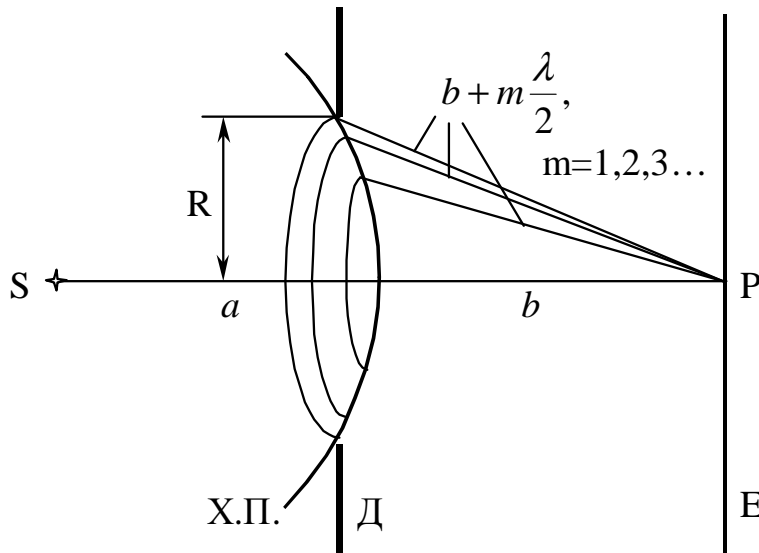


Рисунок 3.2

света от точечного источника S через круглое отверстие радиуса R в диафрагме Д. Рассчитываем результат интерференции вторичных волн в точке экрана P, которая лежит напротив центра отверстия. Волновая поверхность Х.П., которая является источником вторичных

волн, - это сферическая поверхность с радиусом  $a$ , она касается края круглого отверстия. В точку P приходят вторичные волны лишь от той части волновой поверхности, которая помещается в отверстии. Наименьшее расстояние от волновой поверхности до точки P равняется  $b$ . Зоны Френеля на волновой поверхности имеют форму колец, границы которых прочерчиваются как ножкой циркуля отрезками  $b + m\lambda/2$ , где  $m=1, 2, 3, \dots$ . Радиус  $m$ -й зоны Френеля

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda}. \quad (2.1)$$

Отсюда определяется число зон Френеля, которые помещаются в круглом отверстии радиуса R

$$m = \frac{R^2}{\lambda} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right). \quad (2.2)$$

Полная интенсивность вторичных волн, которые приходят в точку P от одной зоны Френеля, должна быть пропорциональна ее площади. Можно доказать, что при малых номерах  $m$  площадь зоны Френеля не зависит от номера. Это приводит к практически полному взаимному уничтожению в точке P вторичных волн от двух соседних зон Френеля вследствие интерференции. Если в отверстии диафрагмы укладывается четное число зон Френеля, в центре экрана наблюдается минимум интенсивности света, темное пятно. Нечетность числа зон Френеля в отверстии диафрагмы приводит к появлению в центре экрана максимума интенсивности. Расчет для



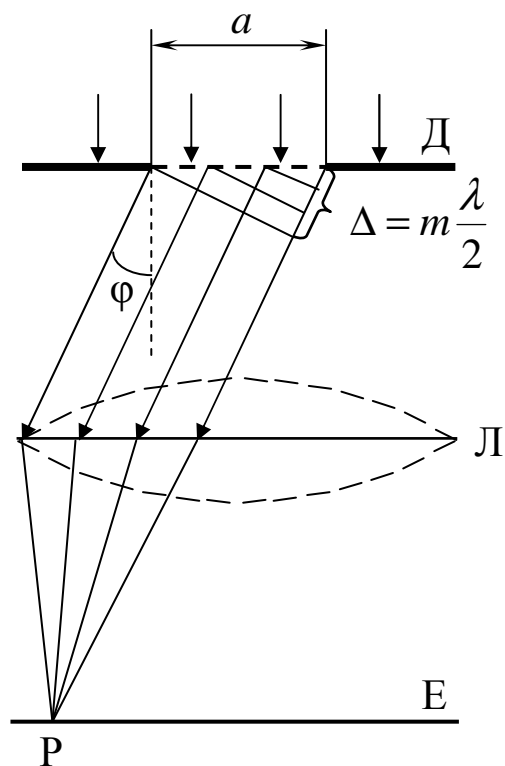


Рисунок 3.3

распространяются во всех направлениях и попадают на линзу  $L$ . За линзой, в ее фокальной плоскости, находится экран наблюдения  $E$ . В каждой точке экрана линза собирает вторичные волны, которые распространяются в одном из направлений. На рисунке они изображены с помощью лучей, которые отклонились от прямой. Рисунок 2.3 распространения на угол  $\phi$ . Если бы эти лучи соответствовали плоской волне, собрание их линзой в точке экрана  $P$  привело бы к появлению в ней максимума интенсивности, в котором сконцентрировалась бы полная энергия волны. Условием появления максимума является одинаковая фаза колебаний вторичных волн, которые накладываются, а значит линза не может создавать дополнительную разность хода для параллельных лучей, которые проходят через нее. Однако на рисунке 2.3 параллельные лучи, которые отклоняются на угол  $\phi$ , соответствуют не плоской волне, а совокупности вторичных волн от разных точек плоскости щели, они имеют отличную от нуля разность хода. Для граничных лучей эта разность равна  $\Delta = a \sin \phi$ .  $P$  приводит к интерференции, результат которой определяется методом зон Френеля. Зоны Френеля в данном случае имеют форму прямоугольников одинаковой ширины, вытянутых вдоль щели. Число их находим из условия

соседних точек показывает, что вокруг центрального темного или светлого кольца должна появляться концентрическая система темных и светлых колец, что соответствует действительности.

Еще один простой случай дифракции описал Фраунгофер. На рисунке 2.3 изображено падение плоской световой волны (волновые поверхности имеют форму плоскостей) на непрозрачный экран  $D$  с отверстием в форме щели шириной  $a$ . Площадь щели является волновой поверхностью, будем считать ее совокупностью когерентных точечных источников вторичных волн. Эти волны

$\Delta = m\lambda/2$  ( $m$  – целое число), по которому мы можем разделить площадь щели на такие прямоугольники с помощью расположенных на расстоянии  $\lambda/2$  линий, перпендикулярных лучам (см. рисунок 2.3, там таких линий и зон Френеля три). Четное число зон Френеля  $m$  приводит к тому, что вторичные волны, которые отклонились на соответствующий угол  $\varphi$ , собранные линзой в точку Р дают минимум интенсивности света. Отсюда условие Отсюда условие возникновения дифракционного минимума  $k$ -го порядка

$$a \sin \varphi_k = \pm k\lambda ; m=1,2,3,\dots \quad (2.3)$$

Напротив щели на экране Е возникает центральный максимум интенсивности света, угловая ширина которого определяется положениями минимумов первого порядка, то есть  $-\varphi_1 < \varphi < \varphi_1$ , тут  $\varphi_1 = \arcsin(\lambda/a)$ . Следует отметить, что при ширине щели  $a < \lambda$ , Дифракционные минимумы, которые ограничивали бы центральный максимум, вообще не возникают. В Этом случае свет распространяется во всех направлениях, щель превращается в линейный источник света. При  $a > \lambda$  почти вся световая энергия приходится на центральный максимум. Но параллельно его краю проходят светлые и темные полосы дополнительных максимумов и минимумов.

Описание дифракции, данное Фраунгофером, - одна из основ теории создания изображения оптическими приборами, прежде всего телескопами и микроскопами.

## 2.2 Описание установки и метода исследования

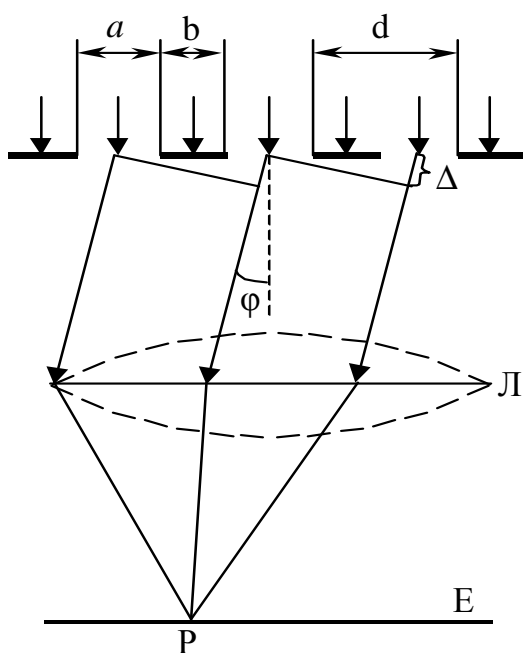


Рисунок 2.4

Одномерной дифракционной решеткой называется система, которая состоит из большого числа параллельных щелей одинаковой ширины, разделенных также одинаковыми непрозрачными промежутками. Такая система изображена на рисунке 2.4,  $a$  – ширина щели,  $b$  – ширина непрозрачного промежутка,  $d = a + b$  называется постоянной решетки. Постоянная решетки

равняется расстоянию между серединами соседних щелей. Общая ширина решетки  $Nd$ ,  $N$  – полное число щелей в решетке.

На дифракционную решетку направляется плоская световая волна таким образом, что плоскость решетки становится одной из волновых поверхностей. Вследствие дифракции часть света изменяет направление распространения, щели решетки превращаются в источники вторичных волн, которые распространяются во всех направлениях. Они попадают на линзу  $L$ , в фокальной плоскости которой находится экран  $E$  для наблюдения дифракционной картины. Линза фокусирует в разных точках экрана параллельные лучи, которые распространяются от всех щелей отклонившись на один угол  $\varphi$ . Эти лучи соответствуют когерентным волнам и, накладываясь в точке  $P$ , интерферируют с образованием максимума или минимума. Разность хода для волн, которые выходят из любых двух соседних щелей  $\Delta = d \sin \varphi$ . Поскольку линза  $L$  не создает дополнительной разности хода, для появления главного максимума интенсивности света в точке  $P$  необходимо, чтобы разность хода волн от всех щелей были кратны длине волны  $\lambda$ , что выполняется при условии

$$d \sin \varphi_k = \pm k \lambda ; k=0,1,2,\dots \quad (2.4)$$

Уравнение (2.4) называется формулой дифракционной решетки и определяет положение на экране главных дифракционных максимумов. Это положение зависит от порядка максимума  $k$  и длины волны  $\lambda$ . Первые минимумы, которые ограничивают ширину главного максимума, возникают для таких  $\varphi$ , при которых становится равной нечетному числу  $\lambda/2$  разность хода от щелей, которые находятся на расстоянии  $Nd/2$ . Тогда вторичные волны от щелей одной половины решетки взаимно уничтожаются в результате интерференции с вторичными волнами от щелей второй половины решетки. Условие возникновения минимума освещенности

$$d \sin \varphi_{\min} = \pm \left( k \pm \frac{1}{N} \right) \lambda ; k=0,1,2,\dots \quad (2.5)$$

Сравнивая формулы (2.4) та (2.5) видим, что величины  $\varphi_{\min}$  очень близки к соответствующим  $\varphi_k$ , то есть угловые ширины главных максимумов очень малы. Вместе с зависимостью  $\varphi_k$  от  $\lambda$  это позволяет использовать дифракционную решетку для разложения света в спектр.

Экспериментальная установка, на которой выполняется работа, изображена на рисунке 2.5. Источником света является раскаленная

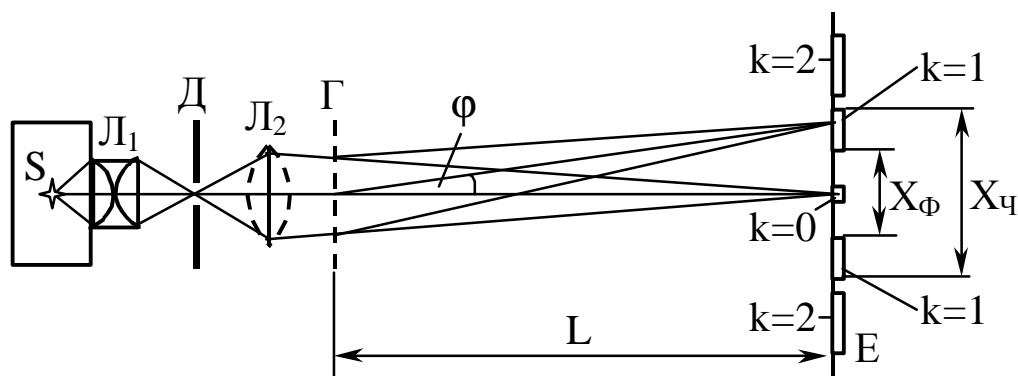


Рисунок 2.5

вольфрамовая спираль лампы S, то есть раскаленное твердое тело. Спектр его излучения непрерывный, длины волн принимают все значения из диапазона видимого света, а цвет изменяется от фиолетового до красного. Наложение же этих волн создает свет белого цвета.

Свет от источника S концентрируется конденсорной системой линз  $L_1$  на диафрагме Д с отверстием в форме щели. Свет, который проходит через щель, концентрируется линзой  $L_2$ , которая создает изображение щели на экране E. Этот свет проходит также через дифракционную решетку  $\Gamma$ , расположенную на малом расстоянии от линзы  $L_2$ . Вследствие дифракции световые волны изменяют направление распространения и создают на экране E интерференционные максимумы в форме вертикальных полосок. Расстояние между дифракционной решеткой и экраном E равно L, оно значительно превышает ширину решетки. Поэтому лучи, которые проходят через решетку почти не отличаются от параллельных, для них сохраняют силу формулы (2.4) та (2.5). Углы  $\varphi_k$ , под которыми наблюдаются максимумы k-го порядка ( $k=0,1,2,\dots$ ), определяются формулой (2.4), благодаря малой угловой ширине линейная ширина максимума зависит только от ширины щели, поскольку каждый максимум является ее изображением. Из формулы (2.4) видим, что положение центрального, нулевого максимума ( $k=0$ ) не зависит от длины волны  $\lambda$ , он имеет белый цвет. Положения максимумов первого ( $k=1$ ), второго ( $k=2$ ) и больших порядков определяется кроме k длиной волны. Изображения щели, которые создаются светом различного цвета, находятся в разных местах экрана. Это приводит к

возникновению на экране двух спектров первого порядка и двух спектров второго порядка, симметрично расположенных относительно центрального максимума (см. рисунок 2.5). Спектры третьего и четвертого порядков накладываются, использовать их для проведения спектральных исследований невозможно. Даже на красный край спектра второго порядка накладывается фиолетовый край спектра третьего порядка.

Дифракционная решетка Г в установке – это фотопластинка, на которую сфотографирован разливочный лист бумаги. Постоянная решетки  $d=0,01$  мм. Она закреплена на конце оптической скамьи, вдоль которой перемещается экран Е. Расстояние между дифракционной решеткой и экраном L измеряется с помощью линейки, закрепленной на оптической скамье. На экран Е также нанесена линейка, с помощью которой измеряется расстояние между светлыми полосами (максимумами) одного цвета X. Зная X и L можно определить для каждого цвета длину световой волны, в соответствии с формулой (2.4)

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi_k}{k}.$$

Измерения производятся только для спектров первого порядка,  $k=1$ . Кут  $\varphi_1$  достаточно мал, чтобы можно было использовать соотношение

$$\sin \varphi_1 \approx \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{X}{2L}.$$

Конечная формула для определения длины волны

$$\lambda = \frac{dX}{2L}. \quad (2.6)$$

### 2.3 Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

1. Установить экран на расстоянии 0,4 м от дифракционной решетки. Включить свет и убедиться, что площадь решетки освещается равномерно. Перемещая линзу Л<sub>2</sub> добиться наибольшей четкости краев центрального максимума и откорректировать его положение в центре экрана. Уменьшить ширину щели до минимальной при условиях наблюдения величины. Осмотреть дифракционную

картину на экране, найти положение максимумов различного порядка.

- Получить у преподавателя 5 значений расстояния  $L$  между дифракционной решеткой и экраном, для которых следует произвести измерения. Записать эти значения в таблицу 2.1.

Таблица 2.1

N пп	L м	$X_{\phi}$ $10^{-3}$ м	$\lambda_{\phi}$ $10^{-7}$ м	$\Delta\lambda_{\phi}$ $10^{-7}$ м	$X_{\kappa}$ $10^{-3}$ м	$\lambda_{\kappa}$ $10^{-7}$ м	$\Delta\lambda_{\kappa}$ $10^{-7}$ м
1							
2							
3							
4							
5							
Сред							

- Для всех значений  $L$  измерить расстояние между внутренними, фиолетовыми краями спектров первого порядка  $X_{\phi}$  (смотри рисунок 2.5). Записать пять значений  $X_{\phi}$  в таблицу 2.1.
- Для всех значений  $L$  измерить расстояние между внешними, красными краями спектров первого порядка  $X_{\kappa}$  (смотри рисунок 2.5). Записать пять значений  $X_{\kappa}$  в таблицу 2.1.
- По формуле (2.6) вычислить 5 значений длины волны фиолетового света  $\lambda_{\phi}$  и 5 значений длины волны красного света  $\lambda_{\kappa}$ . Вписать значения  $\lambda_{\phi}$  и  $\lambda_{\kappa}$  в таблицу 2.1.
- Найти средние значения  $\lambda_{\phi}$  и  $\lambda_{\kappa}$ , вписать их в таблицу 2.1.
- найти абсолютные погрешности отдельных измерений  $\lambda_{\phi}$  и  $\lambda_{\kappa}$ , средние абсолютные погрешности этих величин и вписать все значения в таблицу 2.1.
- Найти относительные погрешности измерения  $\lambda_{\phi}$  и  $\lambda_{\kappa}$ , записать результаты измерения  $\lambda_{\phi}$  и  $\lambda_{\kappa}$  в стандартной форме.

## 2.4 Контрольные вопросы

1. Что такое дифракция?
2. В чем сущность принципа Гюйгенса-Френеля?
3. Что такое зоны Френеля? Каким образом выделяются они на сферической волновой поверхности?
4. В каких случаях возникают максимумы и минимумы интенсивности в центре экрана при прохождении света через круглое отверстие?
5. Какова роль линзы в дифракции Фраунгофера на щели и каково взаимное положение линзы и экрана при наблюдении дифракционной картины?
6. Чем определяется в дифракции Фраунгофера ширина центрального максимума и в каком случае щель превращается в линейный источник света?
7. Что такое дифракционная решетка? Что такое постоянная (период) решетки?
8. Какой вид имеет дифракционная картина на экране после прохождения светом дифракционной решетки и собирающей линзы?
9. Для каких целей используются дифракционные решетки? Чем обусловлена возможность их такого использования?
10. Чем определяются положения дифракционных максимумов на экране и чем определяется ширина этих максимумов?
11. Чем отличаются световые волны, соответствующие различным цветам спектра?

### 3 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 64

#### Опытная проверка законов Малюса и Брюстера

Цель работы: изучить явление поляризации света; опытным путем проверить законы Малюса и Брюстера.

##### 3.1 Краткие теоретические сведения

В волновом процессе, то есть в процессе распространения колебаний, есть два характерных направления: направление колебаний и направление их распространения. Если эти направления совпадают, то волны называют продольными, а если они являются взаимно перпендикулярными, то волны - поперечные. Поскольку в поперечных волнах есть выделенные направление колебаний и плоскость колебаний (плоскость, проведенная через направление колебаний и направление распространения), их можно поляризовать. Поляризацией называется явление организации колебаний в волновом процессе. В реальной поперечной волне колебания могут происходить в разнообразных направлениях (перпендикулярных направлений к направлению распространения есть множество) и явление поляризации заключается в превращении такого неорганизованного волнового процесса в волну с одним направлением колебаний. Волна, поляризуемая таким образом, называется линейно-, или плоско-поляризованной, а устройство, которое выполняет такое превращение, называется поляризатором.

Если налагаются два волновых плоско-поляризованных когерентных процесса, колебания в которых является взаимно перпендикулярными, то результатом сложения таких колебаний, как известно (лаб. раб. 55), есть эллипс, который в волновом процессе смещается со скоростью волны – возникнет эллиптически-поляризованная волна. Такая волна может быть изображена в виде эллиптической спирали. Конечно, основным типом поляризации волн является линейная поляризация.

Волновая оптика рассматривает свет как электромагнитные поперечные волны, частотного диапазона от 0,4 до  $0,76 \cdot 10^{15}$  Гц. Известно, что магнитное поле электромагнитной волны не взаимодействует с прозрачными средами, где распространяется свет.



По этой причине рассматривается только электрическое поле электромагнитной волны, а напряженность электрического поля электромагнитной волны называют световым вектором. Соответственно свет в волновой оптике представляется как процесс распространения колебаний светового вектора. Световой вектор перпендикулярен волновому вектору, то есть направлению распространения света, поэтому свет должен поляризоваться, что и подтверждает опыт. Поляризацией света называется явление организации колебаний его светового вектора. Исходя из того, что свет, который посылается Солнцем, накаленными телами и другими источниками являются результатом несогласованного излучения множества атомов, то направления колебаний светового вектора в нем с равной вероятностью представлены во всех направлениях. Такой свет называется естественным. В линейно поляризованном свете представлены колебания только одного направления. Графическое изображение естественного и линейно-поляризованного света приведено на рис 3.1. Здесь изображен естественный

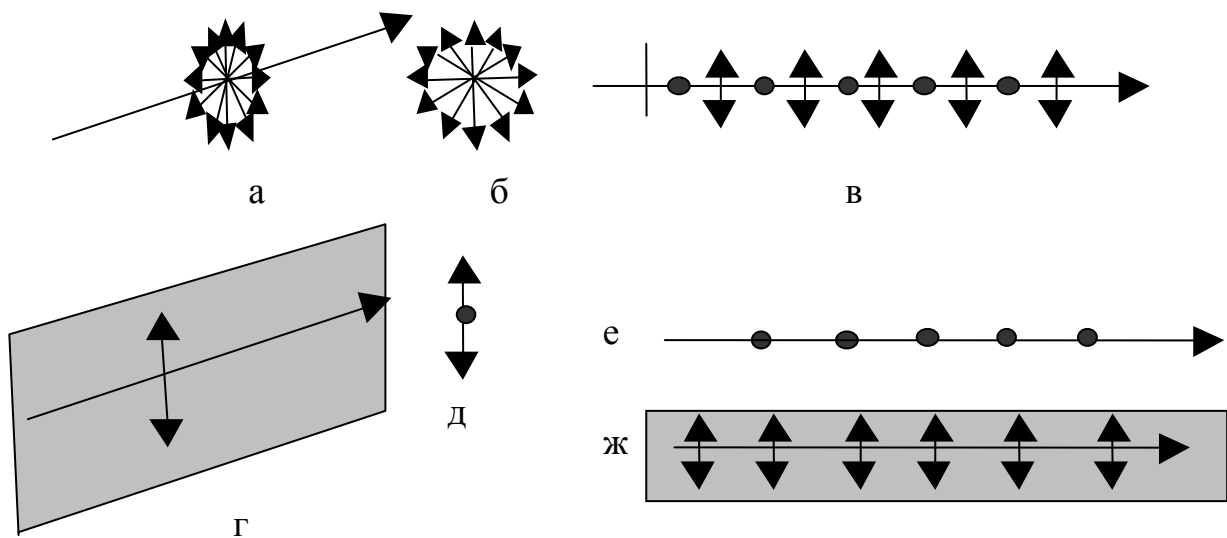


Рисунок 3.1

неполяризованный свет рис. 3.1 а, б, в и поляризованный рис. 3.1 г, д, е, ж. В свете с поляризацией, изображенном на рис. 3.1 е световой вектор имеет колющую, а на рис. 3.1 ж глядящую компоненты светового вектора.

Как известно, поляризация, в том числе и поляризация света, происходит с помощью поляризаторов. Поляризатор пропускает свет с одним направлением колебаний и полностью задерживает колебание в перпендикулярном направлении. Если колебания происходят в направлении, составляющем угол  $\varphi$  с направлением

пропускания (рис. 3.2), то их можно разложить на параллельную  $A_{\parallel} = A \cos \varphi$  и перпендикулярную  $A_{\perp} = A \sin \varphi$  составляющие.

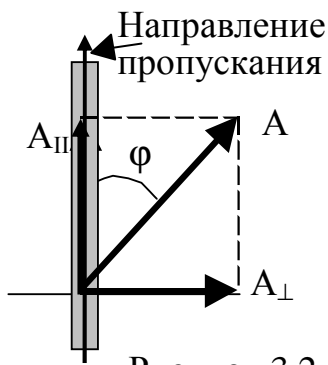


Рисунок 3.2

Первые колебания проходит через поляризатор, а вторые полностью задерживаются им. Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, поэтому интенсивность поляризованного света, прошедшего через поляризатор, который называется в данном случае анализатором,

$$I_a \sim (A_{\parallel})^2 = A^2 \cos^2 \varphi \sim I_p \cos^2 \varphi.$$

Соотношение

$$I_a = I_p \cos^2 \varphi \quad (3.1)$$

называется законом Малюса: интенсивность света, прошедшего через анализатор, равняется произведению интенсивности падающего поляризованного света на квадрат косинуса угла между направлением колебаний светового вектора падающего света и направлением пропускания анализатора.

Если на поляризатор падает естественный свет, то в нем представлены колебания произвольных направлений и  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ , поэтому интенсивность света после поляризатора  $I_p = I_0 \langle \cos^2 \varphi \rangle = 0,5 I_0$ , где  $\langle \cos^2 \varphi \rangle = 0,5$  среднее значение квадрата косинусов углов, а  $I_0$  – интенсивность естественного света до поляризатора. Если естественный свет проходит через систему “поляризатор – анализатор” (рис. 3.3), то имеет место соотношение:

$$I_a = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi. \quad (3.2)$$

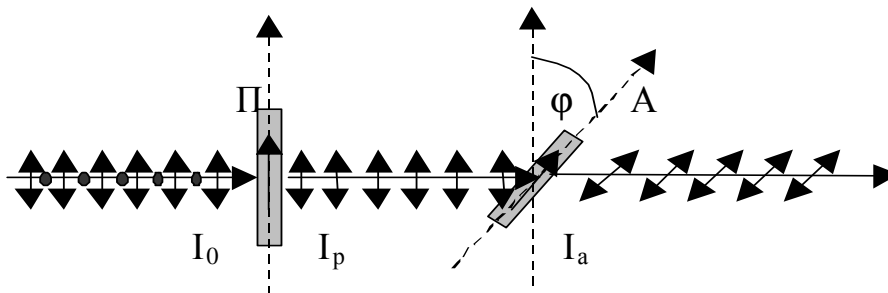


Рисунок 3.3

Соотношения (3.1) и (3.2) записанные для идеальных поляризаторов. Реальные устройства имеют свои коэффициенты поглощения и отражения, что налагает свое влияние на упомянутые соотношения.

Явление поляризации света наблюдается при отражении от прозрачных диэлектриков и при прохождении его через прозрачные анизотропные кристаллы, то есть через кристаллы, оптические свойства которых зависят от направления, в том числе и направления колебаний светового вектора.

Наблюдая прохождение света через границу раздела прозрачных диэлектриков (вода, стекло, лак и прочее), Брюстер заметил, что отраженный и преломленный свет частично поляризованы. Частично поляризованным называется свет, в котором представлены колебания разных направлений, но их интенсивность зависит от направления. Если пропустить такой свет через анализатор, то при повороте анализатора вокруг направления распространения интенсивность света будет изменяться от  $I_{\max}$  до  $I_{\min}$ . Физическая величина

$$p = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

определяет степень поляризации. Брюстер

показал, что степень поляризации зависит от угла падения света и, если угол между отраженным и преломленным лучом составляет  $90^\circ$ , отраженный свет полностью, а преломленный максимально поляризован (рис. 3.4). Колебания светового вектора в отраженном свете происходят в направлении, перпендикулярном к плоскости падения света, а

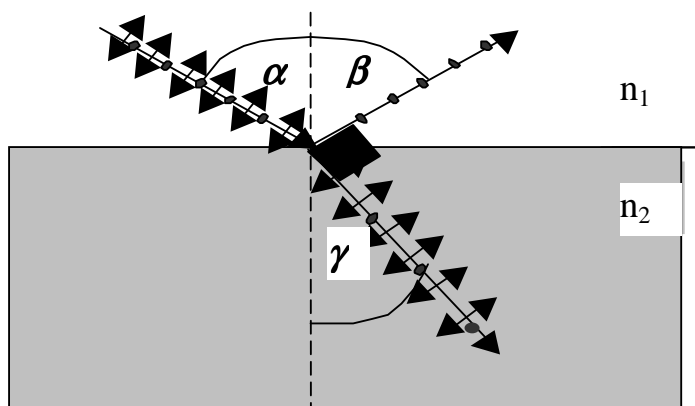


Рисунок 3.4

преломленный свет при этом максимально поляризован с преимуществом колебаний в плоскости падения (см. рис. 3.4). При таком угле падения, который называется углом Брюстера,  $\gamma = 90^\circ - \beta = 90^\circ - \alpha$ , имеем утверждение, которое носит и

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha_B}{\sin \gamma} = \frac{\sin \alpha_B}{\cos \alpha_B} = \operatorname{tg} \alpha_B.$$

азвание закона Брюстера:

$$\operatorname{tg} \alpha_B = n_{21} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (3.3)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  – абсолютные показатели преломления света первой и второй по ходу луча сред.

Прохождение света через оптически анизотропные среды сопровождается явлением двойного лучепреломления. Оптическую анизотропию имеют все прозрачные кристаллы, кроме кристаллов

кубической симметрии типа кристаллов NaCl. Световой поток, падающий на такой кристалл, разделяется в нем на два потока. Один из них подчиняется законам геометрической оптики и называется обыкновенным, другой не подчиняется этим законам и называется необыкновенным. Необыкновенные лучи не принадлежат плоскости падения, их показатель преломления зависит от направления колебаний и изменяется при повороте кристалла вокруг направления падения света. В кристалле существует один, или два направления, в которых двойное преломление отсутствует. Эти направления определяют главные оптические оси кристаллов. Соответственно кристаллы могут быть одноосные, или двухосные. В двухосном кристалле оба световых потока необыкновенные. Плоскость, которую определяет падающий луч и направление главной оптической оси, поставленное в точку падения луча, называют главной оптической плоскостью кристалла.

Оба световых потока полностью линейно-поляризованные во взаимно-перпендикулярных направлениях: необыкновенный световой поток имеет колебание светового вектора в главной оптической плоскости, а обыкновенный – в направлении, перпендикулярном к ней. Эти потоки могут идти различными путями с разными скоростями. Если один из этих потоков отделить, то можно получить линейно поляризованный свет.

Существуют кристаллы, в которых обыкновенный световой поток поглощается значительно интенсивнее, чем необыкновенный - явление дихроизма. Кристалл, толщина которого составляет доли миллиметра, полностью поглощает обыкновенный поток, а на выходе получается свет полностью линейно поляризованный, то есть выделение необыкновенного потока происходит естественно. Вышедший поляризованный свет имеет окраску, характерную для данного кристалла. Явление дихроизма характерно для кристаллов турмалина (свет выходит зеленоватого оттенка), йодистого хинина (коричневого), герпатита (черный оттенок) и других. Мелкие кристаллики таких веществ напыляются с определенной ориентацией оптических осей на полимерные пленки, которые используются как поляризаторы и называются поляроидами (поляроидные пленки).

Обыкновенный и необыкновенный световые потоки некогерентные, поэтому при выходе из кристалла потоки, которые накладываются опять, дают неполяризованный свет. Но, если на

кристалл падает поляризованный свет, то оба световых потока будут когерентными, а на выходе из кристалла при их смешивании получим эллиптически поляризованный свет. Поляризация такого света может изменяться от циркулярной (поляризация по кругу) до линейной (когда эллипс вырождается в прямую линию), в зависимости от толщины слоя, пройденного светом в кристалле,- то есть в зависимости от сдвига фаз и оптической разности хода лучей (см. лаб. раб. 62). Соответственно, кристаллическая пластинка с оптической разностью хода лучей  $\Delta = \lambda/4$  (сдвиг фаз  $\Delta\phi = \pi/2$ ) дает циркулярно поляризованный свет и носит название пластинка в четверть волны. Пластинка в половину длины волны, соответственно, имеет  $\Delta\phi = \pi$  и  $\Delta = \lambda/2$  и дает линейно поляризованный свет с направлением колебаний в  $45^\circ$  к главной оптической плоскости.

Поляризатор (анализатор), поставленный на пути такого света, пропустит колебание двух когерентных световых потоков с оптической разностью хода лучей, зависящей от толщины кристаллической пластинки. Колебания будут происходить в одном направлении, определяемом анализатором, и за ним будет наблюдаться интерференционная картина, цвет которой зависит от оптической разности хода, то есть от толщины пластинки – имеем цвета тонких кристаллических пластинок.

### 3.2 Экспериментальные исследования

#### 3.2.1 Упражнение 1. Наблюдение разных типов поляризации

Материалы и принадлежности: источник обыкновенного света (проекторный фонарь), источник поляризованного света (газовый лазер), поляризаторы (2 шт.), пластинка в четверть волны, пластинка в половину длины волны, набор кристаллических пластинок разной толщины.

##### 3.2.1.1 Порядок выполнения упражнения

1 Включить проекционный фонарь. Вращая поляризатор вокруг направления распространения света, удостовериться, что оно неполяризованное. Дать объяснение.

2 Второй поляризатор расположить за первым (сделать его анализатором). Провести наблюдение за интенсивностью света за

анализатором во время его поворотов вокруг направления света. Дать объяснение.

3 Включить лазер и провести наблюдение с помощью поляризатора степени поляризации его света. Воспользоваться анализатором и сделать вывод относительно зависимости интенсивности света после анализатора от взаимного расположения поляризатора и анализатора, и их расположения относительно направления колебаний света лазера. Дать объяснение.

4 Включить настольную лампу. Взять четверть волновую пластинку и провести анализ света после нее с помощью анализатора. Провести наблюдение с помощью еще одного поляризатора, расположенного за анализатором. Сделать выводы из результатов наблюдений.

5 Взять пластинку в половину длины волны и повторить исследование п. 3.

Все результаты наблюдений и соответствующие объяснения занести в протокол исследования.

### 3.2.2 Упражнение 2. Опытная проверка закона Брюстера.

1 Включить проекционный фонарь. Установить стеклянную пластинку на оптической скамье на пути света. Анализатор расположить на пути отраженного пластинкой света.

2 Изменять угол падения света на стеклянную пластинку и, вращая анализатор вокруг направления отраженного света, удостовериться в его частичной поляризации. Зафиксировать направление, в котором отраженный свет полностью поляризован. Сделать выводы относительно зависимости степени поляризации от угла падения света и относительно направления колебаний отраженного под углом Брюстера света. Занести угол Брюстера в протокол исследования и сравнить полученное значение с табличным.

### 3.2.3 Упражнение 3. Опытная проверка закона Малюса.

#### 3.2.3.1 Экспериментальная установка и метод исследования

Материалы и принадлежности: источник поляризованного света (газовый лазер), анализатор в оправе со шкалой углов между направлением колебаний света и пропускным направлением анализатора, линза для рассеивания излучения лазера, приемник света (фотодиод или фоторезистор в оправе с микроамперметром) смонтированные на оптической скамье.

Для опытной проверки закона Малюса (формула 3.1) используется установка, схема которой приведена на рис. 3.5.

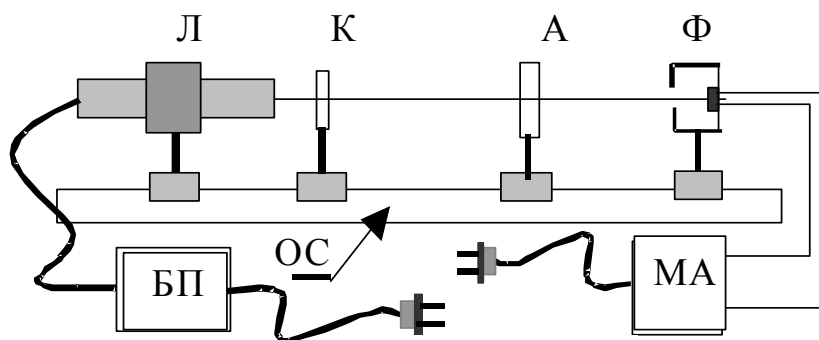


Рисунок 3.5

Установка собрана на оптической скамье ОС. Излучение газового лазера поляризовано и распространяется достаточно узким пучком. Для того, чтобы увеличить поперечное сечение пучка, используется конденсорная линза К. После нее свет попадает на анализатор А, который вмонтирован в обойму со шкалой, указывающей угол между направлением колебаний света и направлением пропускания анализатора. Пройдя анализатор, свет попадает на фоторезистор Ф, в котором энергия света регулирует силу тока через него. Ток, пропорциональный интенсивности света, фиксируется микроамперметром МА (фотодиод Ф, где световой сигнал превращается в пропорциональный ему электрический ток).

### 3.2.3.2 Порядок выполнения работы

1 Проверить правильность расположения приборов на оптической скамье (см. рис. 3.5). Включить в сеть на 220 В блок питания лазера и питания миллиамперметра. Нажать кнопку “запуск” в блоке питания БП лазера – должно появиться излучение лазера красного цвета.

2 Установить анализатор в положение  $90^\circ$  и зафиксировать значение тока  $I_{90}$ . Занести это значение в соответствующую строчку табл. 3.1.

3 Установить анализатор в положение  $0^\circ$  и зафиксировать значение тока  $I_0$ . Занести это значение в табл. 3.1.

4 Провести измерения тока через каждые  $15^\circ$  поворота анализатора. Данные занести в табл. 3.1.

Таблица 3.1

$\varphi, ^\circ$	$\cos \varphi$	$I, \text{мкА}$	$\cos^2 \varphi$	$\xi = (I - I_{90}) / (I_0 - I_{90})$
0				
15				
30				
45				
60				
75				
90				

### 3.2.3.3 Обработка результатов исследования

1 Вычислить значение  $\cos^2 \varphi$  и занести в соответствующий столбец табл. 3.1.

2 Вычислить значение  $\xi = (I - I_{90}) / (I_0 - I_{90})$ , используя соответствующие значения табл. 3.1 и учитывая, что  $I$  – текущее значение тока. Результат вычисления  $\xi$  занести в строку, что отвечает использованному значению  $I$ .

3 По результатами вычислений построить векторные диаграммы  $\cos^2 \varphi$  и  $\xi$  (рис. 3.6 а), откладывая их соответствующие значения на лучах, проведенных под заданными первым столбиком, углами. Или построить графики  $\cos^2 \varphi$  и  $\xi$ , как это показано на (рис. 3.6 б).

4 По результатами совпадения диаграмм (или графиков) сделать выводы относительно справедливости закона Малюса. Если такое совпадение является плохим, необходимо указать возможные



причины такого результата и повторить опыты под руководством преподавателя.

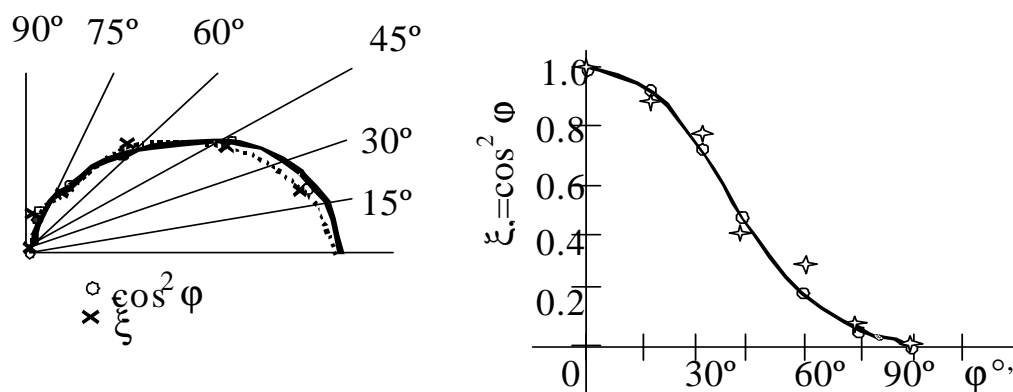


Рисунок 3.6 а б

### 4.3 Контрольные вопросы

- 1 Какова природа световых волн? Что такое световой вектор?
- 2 В чем заключается явление поляризации и какие волны можно поляризовать?
- 3 Какие виды поляризации вы знаете?
- 4 Как читается закон Малюса?
- 5 Что такое частичная поляризация света и как определяется степень его поляризации?
- 6 Как можно поляризовать свет? Что происходит при отражении и преломлении света на границе раздела прозрачных диэлектриков? Сформулируйте закон Брюстера.
- 7 Что такое двойное преломление света? Что можно сказать о поляризации обыкновенного и необыкновенного световых потоков в прозрачных кристаллах? Что можно сказать об их когерентности?
- 8 Что такое дихроизм веществ и что такое поляроид?
- 9 Как образуется циркулярно- и эллиптически-поляризованный свет?
- 10 Как образуются цвета кристаллических пластинок?

## 4 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 71

### ***Опытная проверка закона Стефана-Больцмана***

Цель работы: выучить теорию теплового излучения; познакомиться с принципом работы и строением яркостного оптического пирометра; проверить с помощью яркостного оптического пирометра закон Стефана-Больцмана.

#### 4.1 Краткие теоретические сведения

Тепловым излучением называется электромагнитное излучение, которое происходит за счет энергии хаотического, теплового движения молекул вещества. Физическая природа такого процесса заключается в превращении энергии теплового движения молекул и атомов вещества в энергию электромагнитного излучения. Если источником энергии излучения являются другие виды энергии, то их принято называть люминесценциями (*luminis* – свет и *-escent* – суффикс, что означает слабое действие). Конкретный вид люминесценции зависит от источника энергии, за счет которой оно существует: электролюминесценция – это электромагнитное излучение за счет энергии электрического поля (свечение газовых ламп, например); биолюминесценция это свечения за счет биологической энергии, например, светлячков; хемилюминесценция – за счет химической энергии и прочее.

Особенность тепловой энергии заключается в том, что все виды энергии могут полностью превращаться в тепловую, для других видов это запрещено вторым законом термодинамики – в процессе превращения часть энергии обязательно перейдет в тепловую. Эта особенность приводит к тому, что только тепловое излучение является равновесным, то есть между излучающим телом и излучением может установиться динамическое равновесие. Действительно, рассмотрим некоторую адиабатическую эвакуированную зеркальную полость (рис 4.1), в которой есть некоторое тело (А на рис. 4.1). Если температура тела выше абсолютного нуля, оно будет давать тепловое излучение. В процессе излучения тело теряет часть своей энергии и охлаждается, но излучение будет заполнять собой полость, отражаться стенками и частично попадать на тело, где оно будет поглощаться и пополнять

энергию теплового движения молекул. В конце концов, наступит динамическое равновесие между энергией, которая излучается и поглощается телом. В случае равновесия телу и излучению приписывается одинаковая температура, поэтому равновесное излучение называется также температурным.

Для исследования равновесных процессов может быть использованным термодинамический метод. Основные характеристики исследуемого процесса, в таком случае, являются энергетическими.

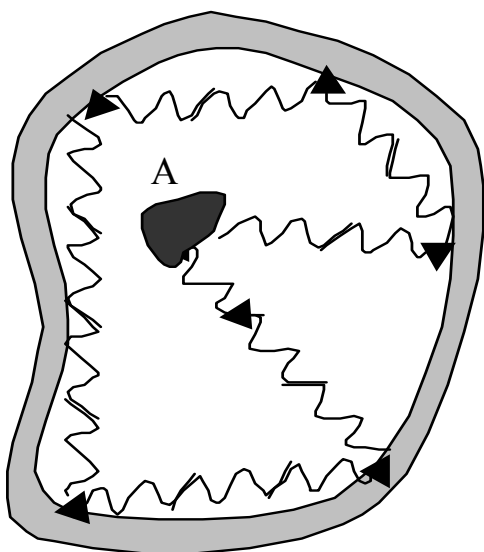


Рисунок 2.1

1 Энергетический поток  $\Phi$ . Это физическая величина, определяемая мощностью излучения из всей поверхности излучателя, по всем направлениям и во всем диапазоне длин волн.

2 Энергетическая светимость, или интегральная излучающая способность  $R_e$ . Это физическая величина, равная энергетическому потоку из единицы поверхности излучателя, это мощность излучения из единицы поверхности во всех направлениях и во всем диапазоне

длин волн. Поэтому это интегральная (по диапазону излучения), но локальная (для данной точки поверхности излучателя) характеристика:

$$R_e = \frac{W}{St} = \frac{P}{S}, \quad (4.1)$$

если излучение происходит равномерно во времени и из поверхности

$$R_e = \frac{d^2W}{dSdt} = \frac{dP}{dS}; \quad [R_e] = \frac{Вт}{м^2} \quad (4.2)$$

в общем случае.

3 Спектральная плотность энергетической светимости (спектральная излучательная способность). Это физическая величина, определяющая распределение энергетической светимости по спектру излучения:

$$r_{\lambda,T} = \frac{dR_e}{d\lambda}; \quad r_{\nu,T} = \frac{dR_e}{d\nu}; \quad r_{\omega,T} = \frac{dR_e}{d\omega}, \quad (4.3)$$

где нижние индексы указывают от чего зависит соответствующая характеристика. Все характеристики взаимосвязаны:

$$dR_e = r_{\lambda,T} d\lambda = r_{\nu,T} d\nu = r_{\omega,T} d\omega \Rightarrow R_e = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda = \dots, \quad (4.4)$$

кроме того

$$r_{\nu,T} = r_{\lambda,T} \frac{d\lambda}{d\nu} = \left( \lambda = \frac{c}{\nu} \right) = r_{\lambda,T} \frac{c}{\nu^2} \text{ и так далее.} \quad (4.5)$$

Уравнение (4.5) записано с точностью до знака.

4 Поглощающие способности: интегральная

$$A_T = \frac{\Phi'}{\Phi} \quad (4.6)$$

и спектральная

$$a_{\lambda,T} = \frac{d\Phi'_{\lambda}}{d\Phi_{\lambda}}, \quad (4.7)$$

где в числителе стоят части потока, что поглощаются соответственно во всем диапазоне длин волн (интегральная) и в узком диапазоне волн  $d\lambda$  вблизи волны  $\lambda$  (спектральная). В знаменателях - соответствующие полные энергетические потоки. То есть поглощающая способность – это доля поглощенной энергии.

Основным законом теплового излучения является закон Кирхгофа, который количественно формулирует известное *правило Прево*: тела, что не одинаково поглощают, по-разному излучают. То есть тела, которые больше поглощают, больше и излучают. *Закон Кирхгофа* утверждает, что отношение спектральной плотности энергетической светимости тела к его спектральной поглощательной способности не зависит от природы тел:

$$\left( \frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_1 = \left( \frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_2 = \left( \frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_3 = \dots = f(\lambda, T), \quad (4.8)$$

где  $f(\lambda, T)$  - универсальная функция Кирхгофа. Функция универсальная в понимании ее пригодности для всех тел и она может выражаться как  $f(\nu, T)$  или  $f(\omega, T)$  в зависимости от использованных характеристик [см. соотношение (4.3), (4.5)].

Для построения функции Кирхгофа и для построения теории теплового излучения вводится идеализация – абсолютно черное тело, то есть тело, поглощающая способность которого равняется единице:

$$a_{\lambda T}^* = 1. \quad (4.9)$$

Но, как это выходит из закона (4.8), для абсолютно черного тела

$$r_{\lambda T}^* \equiv f(\lambda, T), \quad (4.10)$$

то есть спектральная плотность энергетической светимости абсолютно черного тел совпадает с универсальной функцией Кирхгофа. Это дает возможность построить функцию, если иметь модель абсолютно черного тела.

Моделью абсолютно черного тела является полое тело с отверстием, не превышающем одной десятой ее внутренних размеров. Излучение абсолютно черного тела, которое находится в термостате с постоянной температурой, может быть исследованным с помощью спектральных приборов и приборов, которые измеряют мощность излучения. Таким образом, была построена универсальная функция Кирхгофа, ход которой при разных температурах изображен на рис. 4.4.

Ход этой функции подчиняется следующим законам.

1 Закон Стефана-Больцмана. Энергетическая светимость абсолютно черного тела прямо пропорциональная четвертой степени абсолютной температуры его поверхности:

$$R_e^* = \sigma T^4, \quad (4.11)$$

где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$  – стала Стефана-Больцмана.

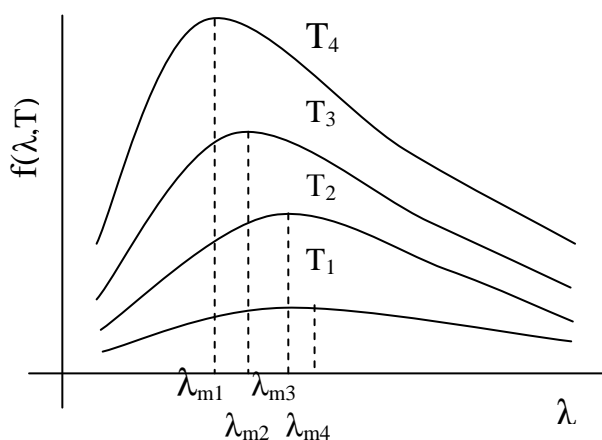


Рисунок 2.2

2 Закон Вина. Длина волны, на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела, смещается в сторону меньших длин волн с увеличением температуры тела (см. рис. 4.2), а

$$\lambda_m = \frac{b}{T}, \quad (4.12)$$

где  $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$  – постоянная Вина.

Законы Стефана-Больцмана и Вина являются действительными только для абсолютно черных тел. Для реальных тел они не выполняются. Были попытки придать закону Стефана-Больцмана более общую форму:

$$R_e = BT^n, \quad (4.13)$$

где коэффициент  $B$  и показатель степени  $n$  должны быть определенными экспериментально для каждого тела. Так, для вольфрама с температурой около 1000 К,

$$R_e = 5,9 \cdot 10^{-13} T^{5,35}. \quad (4.14)$$

Но наблюдения при разных температурах указывают на то, что ни коэффициент  $B$ , ни показатель степени  $n$  не остаются постоянными и при температуре около 2000 К для вольфрама  $B = 2,4 \cdot 10^{-11}$ , а  $n = 4,85$ .

Цель этой лабораторной работы заключается в опытной проверке закона Стефана-Больцмана.

## 4.2 Экспериментальный метод и установка

В лабораторной работе использовано излучение вольфрамовой спирали лампы накаливания. Проверке подлежит закон (4.13), который необходимо проанализировать в его сопоставлении с законом Стефана-Больцмана (4.11). Спираль питается от электрической цепи. Мощность, потребляемая лампой, определяется по параметрам тока как

$$P = IU, \quad (4.15)$$

где  $I$  – сила тока, а  $U$  – подаваемое напряжение. Считая, что вся мощность, потребляемая лампой, идет на излучение, и по известным значениям площади излучающей поверхности спирали можно определить среднее значение энергетической светимости спирали:

$$R_e = \frac{IU}{S}. \quad (4.16)$$

Температура спирали определяется с помощью *яркостного оптического пирометра*. Это прибор для бесконтактного определения температуры раскаленных тел, действие которого основано на сопоставлении яркостей эталонного и измеряемого тел. Температуру эталонного тела вид градуировано за излучением абсолютно черного тела. Считается, что при равных яркостях

температура этих тел одинакова. Но, ввиду закона Кирхгофа (4.8), мы видим, что это не так. Реальные тела при данной температуре и поглощают и излучают меньше, чем абсолютно черные. Температура  $T_{я}$ , полученная с помощью яркостного пирометра, называется яркостной и она ниже истинной температуры реального тела. Яркостные пирометры используются на практике для определения температуры раскаленных тел. Например, для определения температуры печей, излучение из малых отверстий которых близкое к излучению черного тела, для определения температуры поковок, температуры разливаемой стали и прочее. Для разных тел у мастера есть таблица поправочных коэффициентов. Для вольфрама в пределах температур от 1000 до 2000 К этот коэффициент приблизительно постоянный и равняется 1,26, то есть истинная температура тела

$$T = kT_{я}, \text{ где } k = 1,26 \text{ для вольфрама.} \quad (4.17)$$

Схематическое изображение яркостного пирометра дано на рис.

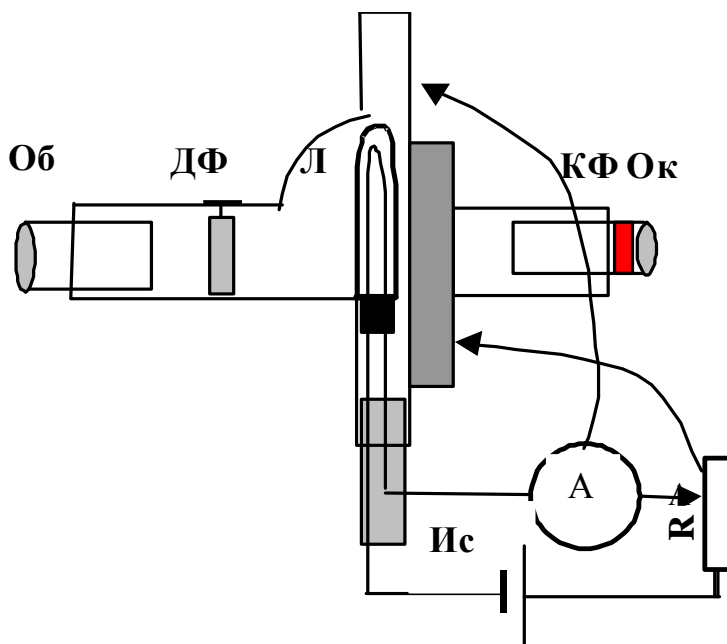


Рисунок 2.3

4.3. Основной частью пирометра, таким образом, есть эталонная лампа Л с профилированной нитью накаливания, которая питается от источника постоянного напряжения Ис (от аккумулятора или от сети через выпрямитель). Сила тока питания изменяется с помощью реостата R и измеряется амперметром А, шкала которого проградуирована по

спектру абсолютно черного тела в градусах Цельсия. Реостат и амперметр вмонтированы в прибор. Получение четкого изображения спирали эталонной лампы и поверхности исследуемого тела происходит с помощью зрительной трубы, состоящей из объектива Об и окуляра Ок, которые свободно перемещаются. В зрительной трубе есть два фильтра: красный КФ для сопоставления яркостей в

узком диапазоне длин волн и дымчатый ДФ, который изменяет соотношение яркостей и позволяет, не перекаливая эталонной лампы, измерять более высокие температуры тел. Амперметр имеет две шкалы: верхнюю, которая используется в измерениях без дымчатого фильтра (см. рис. 4.3) и нижнюю, которой пользуются, если этот фильтр введен.

Кроме пирометра ОП-4, в лабораторной работе возможно использование пирометра такого же принципа действия, но более

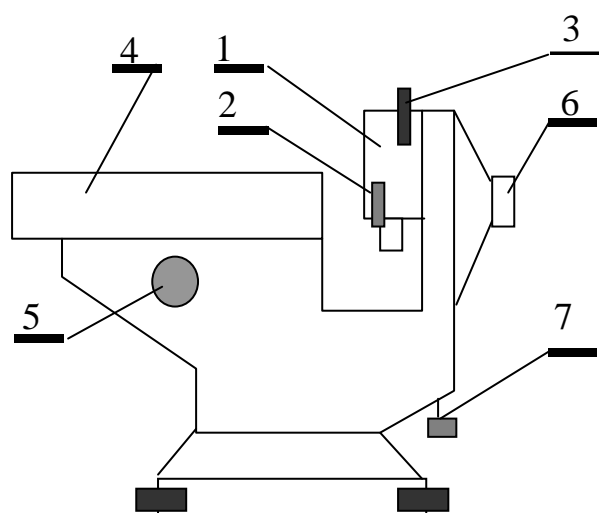


Рисунок 2.4

современного, типу ЭОП-66. Внешний вид этого пирометра представлен на рис. 4.4. Эталонная лампа расположена в корпусе 1. Ее положение выгодное для наблюдения регулируется винтом 7. В этом же корпусе вмонтированы фильтры: дымчатый 2, цветные (красный, синий и зеленый) 3. Тубус с объективом 4 перемещается с помощью винта 5. Окуляр 6, в фокальной плоскости

которого должна располагаться эталонная лампа. Блок питания лампы накаливания придается к комплекту прибора. Он смонтирован отдельно и включает у себя источник постоянного тока, параметры которого регулируются с помощью специального реостата, и амперметр. По показаниям амперметра  $I_n$  яркостная температура вычисляется по формуле:

$$T_{я} = 1200 + 2500(I_n - 0,300)K \quad (4.18)$$

Будем выходить с того, что для вольфрама выполняется закон (4.13), где  $B$  и  $n$  считаются постоянными для выбранного диапазона измерений. Это искомые величины. Ввиду формул (4.16) и (4.17), а также на факт, что температура окружающей среды отличная от 0 К и равняется  $T_0$ , формула (4.13) принимает вид

$$\frac{IU}{S} = \frac{P}{S} = B \left[ (kT_{я})^n - T_0^{n_0} \right]. \quad (4.19)$$



Для определения искомых величин выполняются несколько измерений и для каждого  $i$ -того измерения справедливо равенство:

$$(P)_i = BSk^n T_{яси}^n - BST_0^{n_0}. \quad (4.20)$$

Чтобы избавиться от адитивного члена равенства, вычтем два соотношения (4.20), записанные для  $i$ -того и для  $(i+1)$ -го измерений:

$$(P)_{i+1} - (P)_i = BSk^n (T_{яси+1}^n - T_{яси}^n) \quad (4.21)$$

и для следующего измерения:

$$(P)_{i+2} - (P)_{i+1} = BSk^n (T_{яси+2}^n - T_{яси+1}^n). \quad (4.22)$$

Чтобы избавиться от неизвестного сомножителя, разделим соотношение (4.22) на (4.21):

$$\frac{(P)_{i+2} - (P)_{i+1}}{(P)_{i+1} - (P)_i} = \frac{T_{i+2}^n - T_{i+1}^n}{T_{i+1}^n - T_i^n}. \quad (4.23)$$

Равенство (4.23) имеет одну неизвестную величину, которую можно определить. По известным значениям величин  $S$ ,  $k$ , и  $n$  и по соотношениям типа (4.21) определяем величину  $B$ . Если в исследованиях используются температуры 1000 К и больше слагаемое  $T_0^n \ll (kT_{яс}^n)$  и им можно пренебречь. Для таких температур указанные величины определяются так:

$$n_{i+1} = \frac{\ln\left(\frac{P_{i+1}}{P_i}\right)}{\ln\left(\frac{T_{i+1}}{T_i}\right)}; \quad B_{i+1} = \frac{P_{i+1}}{S(kT_{яс})_{i+1}}, \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad (4.24)$$

где  $N$ - общее количество измерений.

Таким образом, после определения этих величин соотношение (4.13) примет конкретную форму для вольфрама.

Для реализации метода используется установка, схематическое изображение которой приведено на рис 4.5.

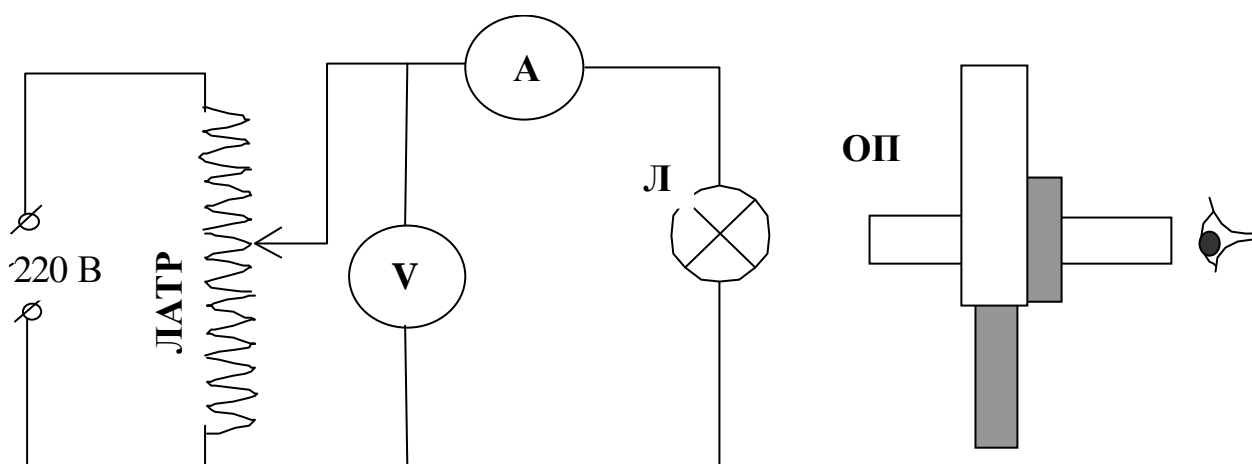


Рисунок 2.5

Вольфрамовая спираль лампы накаливания Л питается от электросети 220 В через лабораторный автотрансформатор ЛАТР. Параметры потребляемого тока измеряются по показаниям вольтметра V и амперметра А. Яркостная температура измеряется оптическим пирометром ОП.

### 4.3 Порядок выполнения работы

1 Собрать лабораторную установку по схеме рис. 4.5. Удостовериться, что ЛАТР установлено в нулевое положение.

2 Включить ЛАТР в розетку и, установив напряжение  $U = 30 \text{ В}$ , измерить силу тока  $I$ . Результаты измерений занести в табл. 4.1.

Таблица 4.1

№ п/п	$U, \text{ В}$	$I, \text{ А}$	$P, \text{ Вт}$	$t_{\text{я}}, \text{ }^\circ\text{С}$	$T_{\text{я}}, \text{ К}$	$n$	$\Delta n$	$B, \text{ Вт}\cdot\text{м}^2/\text{К}^n$	$\Delta B, \text{ Вт}\cdot\text{м}^2/\text{К}^n$
1	30								
2	35								
3	40								
4	45								
5	50								
6	55								
7	60								
Среднее									

3 С помощью пирометра измерить яркостную температуру  $T_{\text{я}}$ . Результат занести в табл. 4.1. Если используется пирометр ОП-4,

занести сначала результат измерений  $t_j$  в табл. 4.1, после чего перечислить значение  $T_j$  и занести их в табл. 4.1.

4 Увеличивать значение напряжения через каждые 5 В и повторять измерение силы тока и яркостной температуры. Результаты измерений занести в табл. 4.1. Измерения закончить при значении напряжения 60 В.

#### 4.4 Обработка результатов измерений

1 Заполните таблицу 4.4. Значения площади излучающей поверхности спирали  $S$  и корегующего коэффициента  $k$  для исследуемого материала должны быть записанными на планшете возле лабораторной установки, если они отсутствуют - обратиться к преподавателю. Температуру воздуха в комнате  $T_0$  определить с помощью термометра.

Таблица 4.2

$S, \text{ м}^2$	$k$	$T_0, \text{ К}$	$B, \text{ Вт} \cdot \text{ м}^2 / \text{ К}^n$	$\Delta B, \text{ Вт} \cdot \text{ м}^2 / \text{ К}^n$	$\varepsilon_B$	$n$	$\Delta n$	$\varepsilon_n$

2 Воспользоваться расчетной формулами (4.24) или (4.23) и данными табл. 4.1 для вычисления показателя степени  $n$  температуры и значения коэффициента  $B$  за формулой (4.24) или (4.21). Для расчетов рекомендовано воспользоваться программой SteB, которая введена в компьютеры компьютерного класса (1306, 1309 аудитории), или составить программу самостоятельно. Результаты расчетов искомых величин  $n$ ,  $\Delta n$ ,  $B$ ,  $\Delta B$  занести к табл. 4.1.

3 Вычислить средние значения полученных величин и погрешности их измерений, а также их средние значения. Результаты занести к табл. 4.1.

4 Результаты расчетов средних значений искомых величин  $n$ ,  $\Delta n$ ,  $B$ ,  $\Delta B$  занести к табл. 4.4.

5 Определить относительные погрешности

$$\varepsilon_n = \frac{\langle \Delta n \rangle}{\langle n \rangle} 100 \quad \varepsilon_B = \frac{\langle \Delta B \rangle}{\langle B \rangle} 100 ,$$

где угловые дужки помечают средние значения указанных в них величин, взятые с табл. 4.4.

6 Записать результат исследования в виде

$$R_e = BT^n; n = \langle n \rangle \pm \langle \Delta n \rangle; \varepsilon_n = \dots \%; B = \langle B \rangle \pm \langle \Delta B \rangle; \varepsilon_B = \dots \%.$$

и сделать выводы, обратив внимание на сопоставление полученного результата с законом Стефана-Больцмана; совпадают ли показатели степени и коэффициенты; противоречит ли это теории?

#### 4.5 Контрольные вопросы

1 Какое излучение называется тепловым? В чем заключается его особенность и почему равновесное излучение называют температурным?

2 Дайте определение основных характеристик теплового излучения и укажите, как они связаны между собой.

3 Сформулируйте правило Прево и закон Кирхгофа.

4 Что такое абсолютно черное тело, для чего оно нужно и что может служить его моделью?

5 Какой вид имеет функция Кирхгофа? Сформулируйте законы Стефана-Больцмана и Вина и проиллюстрируйте их на графиках функции Кирхгофа.

6 Выполняется ли закон Стефана-Больцмана для нечерных тел? Какой вид имеет аналогичное этому закону соотношение, например, для поверхности раскаленного вольфрама?

7 Что такое оптический пирометр? Расскажите о принципе действия, строении и правилах пользования пирометром ОП-4.

8 В чем заключаются особенности конструкции пирометра ЭОП-66 и правил его использования?

## 5 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 74

### Изучение работы спектроскопа и наблюдения оптических спектров

Цель работы: знакомство с элементами теории строения и излучения атомов, знакомство со строением и работой спектроскопа, градуировка шкалы спектроскопа и определения длины волны излучения натрия, проверка закономерностей в спектре излучения атомарного водорода и знакомство с видом спектров инертных газов.

#### 5.1 Короткие теоретические сведения

Элементы теории атомов изложены во вступительной части «Методических указаний» в пп. 1.2, ..., 1.6 [7] или в соответствующих параграфах учебников [1], [2], [3], [4]. Прежде чем знакомиться с последующим материалом, необходимо детально изучить теорию атомов.

По современным представлениям, созданным квантовой механикой (см. п. 1.3), электроны в атомах могут находиться в стационарных состояниях с энергией (см. п. 1.5):

$$W_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m(Z-\sigma)^2 e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon_0^2} = -\frac{(Z-\sigma)^2}{n^2} W_0,$$

где  $n$  – главное квантовое число; постоянная величина;  $Z$  – зарядное число ядра атома;  $\sigma$  – постоянная экранирования. Переход атомов из одного состояния с  $n = k$  в другого из  $n = m$  сопровождается излучением, или поглощением кванта энергии:

$$h\nu_{mk} = h\frac{c}{\lambda_{mk}} = W_m - W_k = (Z-\sigma)^2 W_0 \left( \frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2} \right), \text{ или } \frac{1}{\lambda_{mk}} = R(Z-\sigma)^2 \left( \frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (5.1)$$

где  $R$  – постоянная величина;  $k = 1, 2, 3, \dots$ ;  $m = k+1, k+2, k+3, \dots$  – соответствующие значения главного квантового числа.

Для атомов водорода  $Z = 1$ ;  $\sigma = 0$ , поэтому формула (5.1) принимает очень простую форму:

$$\frac{1}{\lambda_{mk}} = R \left( \frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2} \right), \text{ або } \nu_{mk} = Rc \left( \frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (5.2)$$

где  $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1} \approx 1,1 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  – постоянная Ридберга;  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$  – скорость света в вакууме.

Таким образом, излучение атомов состоит из отдельных, характерных только для данного атома, спектральных линий с частотами  $\nu_{mk}$  и длинами волн  $\lambda_{mk}$ , которые сопровождают соответствующие переходы в них. Необходимо отметить, что и переходы возможны только при условии выполнения так называемых правил отбора, которые разрешают переходы между состояниями электронов, где изменение орбитального квантового числа  $\Delta l = \pm 1$ . Набор частот (длин волн), которые может излучать атом, называется его *спектром*. Он определяет спектральный состав излучения. Под понятием “спектр”, в том числе и оптический спектр, чаще понимают совокупность пространственно разделенных спектральных линий. Устройства, что позволяют получить пространственно разделенный спектр, называются спектроскопами, спектрометрами, спектрографами.

Когда речь идет об излучении вещества, а только это излучение может наблюдаться, потому что излучение отдельного атома слишком слабо, то его спектры могут значительно усложняться в зависимости от агрегатного состояния вещества - соседние атомы могут существенно изменять энергетiku электронов. Опыт учит, что только спектры разреженных атомарных газов и паров металлов подобны атомным, и состоят из отдельных цветных узких линий на темном фоне. Такие спектры называются линейчатыми. Линейчатые спектры являются характеристическими, потому что они характерны для атомов данной природы – водорода, кислорода, гелия и так далее. Разреженные молекулярные газы дают полосатый спектр, то есть спектр, что представляет собой цветные полосы на темном фоне. Полосы состоят из близко расположенных спектральных линий, которые в спектрах не очень высокого разрешения практически сливаются в сплошную полосу. Спектры излучения конденсируемых сред и сжатых газов имеют сплошной спектр в виде радужной полосы.

Если излучение со сплошным спектром пропустить через поглощающую среду, на выходе из него получим излучение, спектр которого содержит линии поглощения. По закону Кирхгофа-Бунзена спектры поглощения являются обратными к спектрам излучения. Спектр поглощения разреженными атомарными газами представляет собой совокупность темных линий поглощения, так называемых темных фраунгоферовых линий, на фоне радужной полосы.

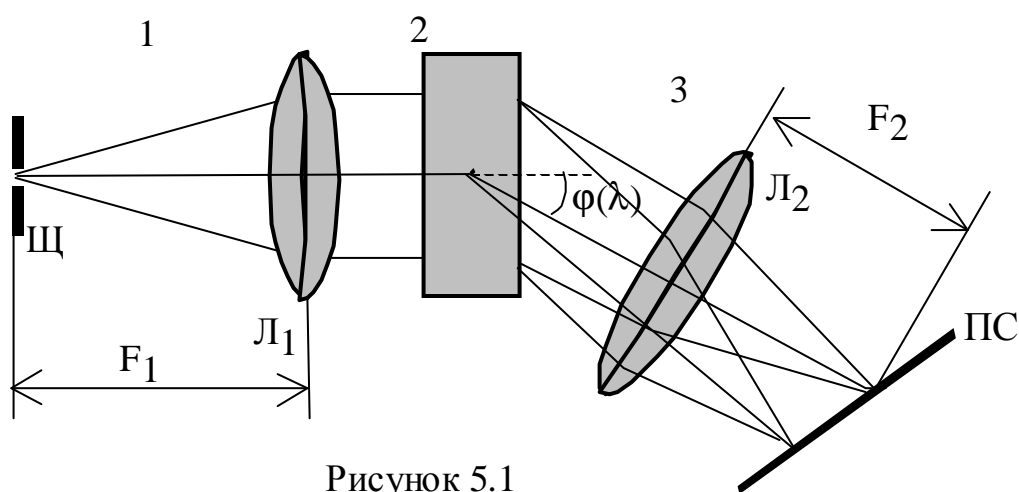
Положение этих линий в точности отвечает положению линий излучения данного газа и для водорода, например, подчиняется закону (5.2).

Формула (5.2), описывающие спектр атомов водорода называется серийной формулой по той причине, что спектральные линии образуют серии линий в разных участках спектра. Номер серии определяется главным квантовым числом  $n = k$ , то есть числом, что определяет энергию состояния электрона, в которое он переходит излучая кванты света, отвечающие спектральным линиям данной серии. Для  $k = 1$  имеем серию линий в диапазоне ультрафиолетового излучения – серия Лаймана. Серия Бальмера – это серия линий с  $k = 2$  расположенных в видимом диапазоне. Излучение с  $k = 3, 4, \dots$  отвечает сериям инфракрасного диапазона.

## 5.2 Экспериментальные исследования

### 5.2.1 Изучение строения и градуировка шкалы спектроскопа

Спектроскоп является одним из спектральных приборов – оптических приборов для разложения в спектр за длинами волн (частотами) электромагнитного излучения оптического диапазона и для изучения этих спектров. По способам разложения в спектр приборы делятся на несколько классов [5]. 1) Спектральные приборы с пространственным разложением, где излучение разных частот разделяется по направлениям распространения. 2) Спектральные

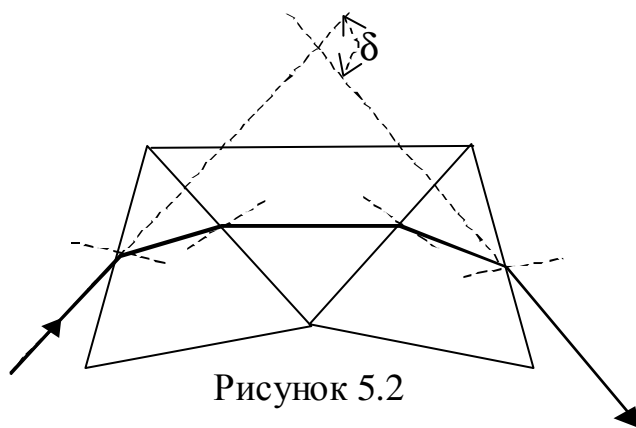


приборы с амплитудной модуляцией, основанной на явлении дифракции света, где анализ спектрального состава излучения выполняется за счет изменения длины волны и, как следствие, изменения оптической разности хода лучей и изменения интенсивности излучения этой длины волны в результате интерференции и другие. Мы изучаем спектроскоп, то есть прибор для наблюдения оптических спектров, с пространственным разложением. Принципиальная схема прибора УМ – 2 приведенная на рис. 5.1. Прибор имеет три основные части: входной коллиматор – 1; диспергирующий элемент – 2; выходной коллиматор – 3.

Входной коллиматор состоит из диафрагмы со щелью Щ, которая находится в фокальной плоскости (расстояние F1) линзы Л1. Он создает параллельный пучок неразделенного излучения, которое направляется на диспергирующий элемент.

Диспергирующий элемент - это устройство, в котором пространственное разложение света в спектр происходит благодаря явлению дисперсии, которое заключается в зависимости скорости света  $V$  и показателя преломления  $n = \frac{c}{V}$ , где  $c$  – скорость света в вакууме, от длины волны. Угол отклонения световых лучей трехгранной призмой зависит от показателя преломления, поэтому прохождение света через трехгранную призму сопровождается его разложением в спектр.

Диспергирующий элемент в спектрокопе УМ – 2 - это трехгранные призмы из прозрачного материала (рис. 5.2), угол



отклонения лучей  $\delta = f[n(\lambda)]$  в которых зависит от показателя преломления  $n$  и от длины волны  $\lambda$ . Он превращает пучок лучей, которые падают на него, в систему параллельных пучков, идущих под разными углами  $\varphi(\lambda)$  (см. рис 5.1).

Исходный коллиматор фокусирует с помощью линзы Л2 параллельные пучки и создает в фокальной ее плоскости (на расстоянии F2), совпадающей с плоскостью наблюдения ПС (см. рис 5.1), систему изображений



входной щели Щ в разных цветах, которые имеют разные длины волн. Таким образом происходит пространственное разложение сложного света в спектр.

Внешний вид спектроскопа изображен на рис. 5.3. Элементы 1,

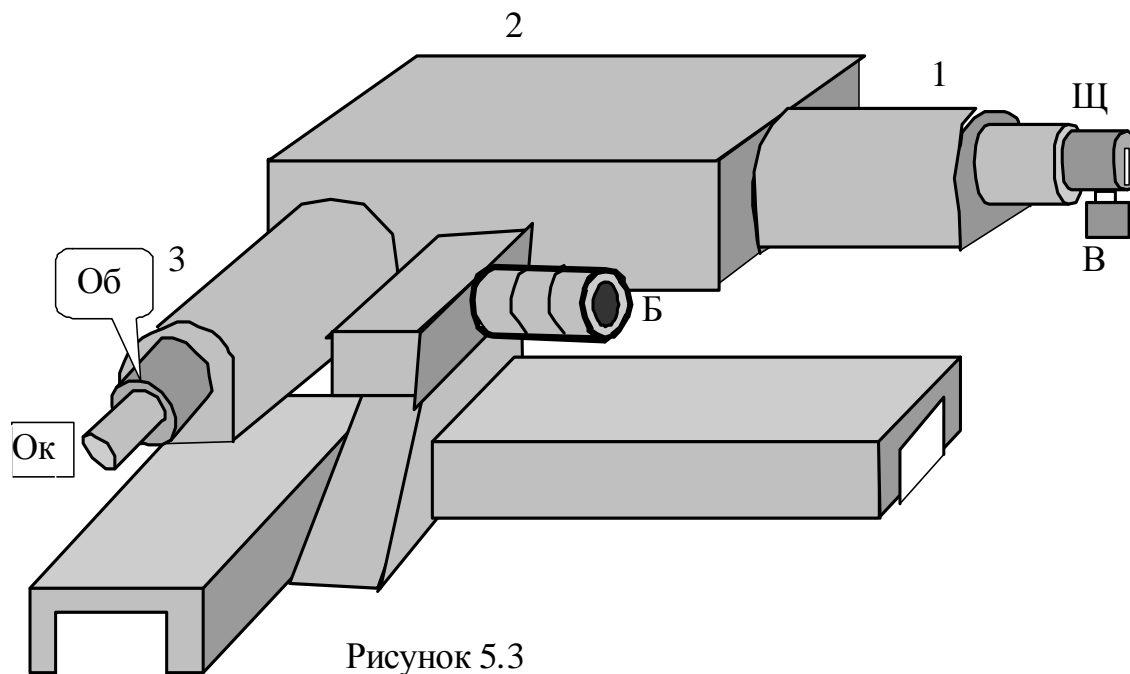


Рисунок 5.3

2, 3 помечают, как и на рис. 5.1, входной коллиматор, диспергирующий элемент и исходный коллиматор. Размеры щели Щ входного коллиматора регулируются с помощью микрометрического винта В. Диспергирующий элемент расположен в корпусе 2 на

столике, положение которого регулируется червячной парой с помощью барабана Б. Поворот барабана обеспечивает наблюдение необходимой части спектра и фиксируется по шкале, нанесенной на его поверхности. Спектральные линии наблюдаются с помощью выходного

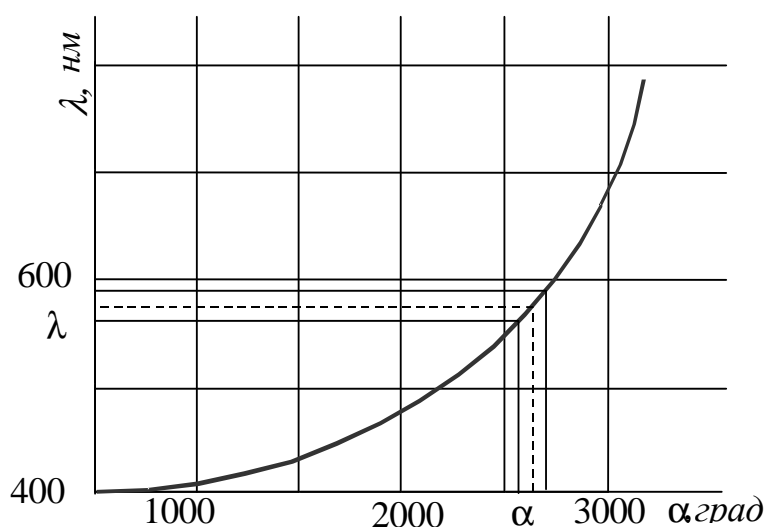


Рисунок 5.4

коллиматора, в котором есть визирный штырь, а четкое изображение штыря и линий достигается перемещением окуляра  $O_k$  и объектива  $O$  коллиматора.

Для превращения спектроскопа в спектрометр необходимо проградуировать шкалу спектроскопа, то есть поставить в соответствие делениям шкалы спектроскопа соответствующие значения длин волн. Это соответствие, как правило, представляется в виде графика зависимости длины волны  $\lambda$  от угла поворота  $\alpha$  барабана (см. рис 5.3). Типичная форма градуировочного графика представлена на рис. 5.4. Чтобы построить такой график необходимо иметь излучение с известным линейчатым спектром.

С помощью спектрометра можно определить длину волны неизвестного излучения, как это показано на рис. 5.5 пунктирными линиями: по измерениям угла поворота барабана  $\alpha$  проводится линия к пересечению с графиком, после чего проводится горизонтальная линия до пересечения с осью ординат, что определяет измеренную длину волны  $\lambda$ .

### 5.2.2 Порядок выполнения работы

1 Изучить строение спектроскопа. Указать на расположение основных элементов прибора в соответствии с рисунками. 5.1, 5.2 и 5.3. Познакомиться с механизмами управления положением спектра и размерами щели входного коллиматора.

2 Подготовить и включить ртутную лампу. Настроить наилучшую видимость спектра, удостовериться во влиянии размеров щели входного коллиматора на качество спектра. Добиться четкого изображения визирного штыря с помощью перемещения окуляра исходного коллиматора. Изменяя положение объектива исходного коллиматора, добиться четкого изображения спектральных линий.

3 Ввести в поле зрения начало спектра и установить, например, желтую линию II из табл. 5.1 против визирного штыря с помощью поворота барабана. Зафиксировать значение угла поворота барабана. Результат занести в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Цвет линии	Относительная яркость	Длина волны $\lambda$ , нм	Отсчет по шкале $\alpha$ , град
Фиолетовая I	2	404,66	
Фиолетовая II	1	407,78	
Фиолетово-синяя	8	435,83	
Голубая	1	491,60	
Зеленая	10	546,07	
Желтая I	8	576,96	
Желтая II	10	579,06	

4 Установить против визира желтую линию I. Зафиксировать отсчет угла поворота барабана и занести его к табл. 5.1. Провести соответствующие измерения остальных спектральных линий спектра паров ртути.

5 Заменить с помощью преподавателя или лаборанта ртутную лампу на неоновую, имеющей более широкий диапазон спектра, линии которого приведены в табл. 5.2.

Таблица 5.2

Цвет линии	Относительная яркость	Длина волны $\lambda$ , нм	Отсчет по шкале $\alpha$ , град
Зеленая I	3	533,08	
Зеленая II	5	534,11	
Зеленая III	10	540,06	
Желтая I	3	576,44	
Желтая II	10	585,25	
Оранжевая I	4	588,19	
Оранжевая II	3	594,48	
Красно-оранжевая I	2	597,55	
Красно-оранжевая II	2	603,00	
Красно-оранжевая III	4	607,43	
Красно-оранжевая IV	3	609,62	
Красно-оранжевая V	5	614,31	
Ярко-красная I	5	616,36	
Ярко-красная II	3	621,73	
Ярко-красная III	8	626,65	
Ярко-красная IV	2	630,48	
Ярко-красная V	5	633,44	
Ярко-красная VI	10	638,30	
Ярко-красная VII	10	640,22	
Красная I	5	650,65	
Красная II	5	653,29	

Красная III	5	659,89	
Красная IV	3	667,83	
Красная V	1	671,70	

6 Построить градуировочный график по данным табл. 5.1 и 5.2.

Примечание. Для построения графика необходимо использовать, как минимум, возможности целой страницы вашего протокола работы. Обратите внимание на отсчеты на осях графика, который приведен на рис. 5.5. На осях отложите соответствующие масштабы только в пределах измеренных величин таким образом, чтобы построенный график занимал практически все отведенное поле.

### 5.2.3 Определение длины волны желтой линии натрия

#### Экспериментальная установка и метод

Натрий при комнатной температуре есть металл в твердом состоянии. Если его поместить в пламя, например, твердого спирта, он испаряется и, как это указано в теоретической части работы, дает линейчатый спектр. В видимом диапазоне очень хорошо наблюдается желтый дубль – желтая двойная линия с длинами волн 589,0 нм и 589,6 нм, которые в не очень качественном спектрографе наблюдаются как одна широкая линия с длиной волны 589,3 нм. Заданием этого упражнения является наблюдение желтой линии (или линий) натрия и определения длины соответствующей ей волны с помощью проградуированного вами спектрометра. Натрий используется из его соединения с хлором NaCl (то есть используется обычная кухонная соль).

#### Порядок выполнения упражнения

- 1 Настройте спектрометр на наблюдение желтой части спектра.
- 2 Зажгите полученный у лаборанта сухой спирт и посыпайте сверху кухонную соль, которая находится в коробочке, где разгорается спирт.
- 3 Проведите измерения желтых линий и занесите результат к табл. 5.2. Теоретическое значение длины волны  $\lambda_T$  возьмите из приведенного выше материала п 5.2.2.

Таблица 5.3

Цвет линии	Длина волны $\lambda_T$ , нм	Отсчет по шкале $\alpha$ , град	Длина волны $\lambda$ , нм
Желтая I			
Желтая II			

**Примечание.** Если видна одна линия, используйте только первую строку табл. 5.2.

### Обработка результатов измерений

1 Определите измеренную вами длину волны с помощью градуировочного графика, манипулируя так, как это показано на рис. 5.5, пунктирной линией.

2 Попробуйте оценить погрешность определения длины волны с помощью градуировочного графика. С этой целью выделите полоску шириной  $\Delta\alpha = \pm 1^\circ$  до пересечения с графиком. Вы получите точки пересечения с графиком предельных линий полосы. Проведите соответствующую горизонтальную полосу к ее пересечению с осью ординат и определите длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Погрешность измерения  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ .

3 Определите относительную погрешность и запишите результат измерения в стандартной форме.

4 Сопоставьте полученный результат с теоретическим значением и сделайте вывод относительно надежности вашего спектрометра.

### 5.2.3 Изучение спектров инертных газов

#### Экспериментальная установка и метод

Инертные газы: гелий, неон, аргон, криптон не создают молекул, поэтому под низким давлением электрический разряд в них дает линейчатый спектр. Заданием упражнения является наблюдение спектров названных инертных газов и их сравнительное описание.

Трубки с разреженными инертными газами установлены на специальном стенде и питаются от генератора высокочастотного напряжения. Устройство с трубками может быть установленным перед входным коллиматором спектроскопа.

#### Порядок выполнения упражнения

1 Установить против щели входного коллиматора трубку с гелием и включить питание. Изучить спектр излучения гелия и сделать его рисунок в протоколе исследования.

2 Повторить действия п. 1 для других газов.

3 Сделать сравнительный вывод для изученных спектров. Отметить подавляющие цвета линий, их яркость, количество и прочее.

## 5.2.4 Изучение спектра атомов водорода

### Экспериментальная установка и метод

Газоразрядная трубка с водородом может быть установленной перед щелью входного коллиматора спектроскопа. Во время прохождения тока молекулы водорода диссоциируют на отдельные атомы, и в трубке наблюдается атомарный спектр водорода на фоне полосатого спектра молекул водорода.

В видимой части спектральные линии водорода подчиняются формуле Бальмера:

$$\frac{1}{\lambda_{mk}} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \text{ або } \nu_{mk} = Rc \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad m = 3, 4, 5, \dots$$

Заданием упражнения является определение длин волн соответствующих линий и определения постоянной Ридберга  $R$ .

### Порядок выполнения упражнения

1 Установить водородную лампу против щели входного коллиматора и включить ее питание (воспользуйтесь помощью лаборанта или преподавателя).

2 Познакомьтесь со спектром водорода и дайте объяснение, почему он имеет сложное строение.

3 Найдите все линии атома водорода, которые указаны в табл. 5.4. Внимание: фиолетовая линия может быть невидимой.

Таблица 5.4

Цвет линии	Отсчет по шкале $\alpha$ , град	Длина волны $\lambda$ , нм	Частота излучения $\nu$ , Гц	R, 1/м	$\Delta R$ , 1/м
Фиолетовая					
Фиолетово-синяя					
Зелено-голубая					
Красная					
Среднее					

- 4 Поворотом барабана установите фиолетовую линию против визира. Соответствующий отсчет угла поворота барабана занесите в табл. 5.4. Если фиолетовая линия невидимая начните с фиолетово-синей.
- 5 Измеряйте углы поворота барабана для остальных линий и занесите результаты в табл. 5.4.

### Обработка результатов измерений

1 Воспользуйтесь градуировочным графиком и определите длины соответствующих волн. Результаты занесите в табл. 5.4.

2 По формуле  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  определите соответствующие частоты спектральных линий водорода. Результаты занесите в табл. 5.4.

3 По формуле  $R = \frac{4m^2\nu_{mk}}{c(m^2 - 4)}$  определите постоянную Ридберга для каждой из длин волн табл. 5.4. Результаты занесите в табл. 5.4.

4 Определите среднее значение постоянной Ридберга

$$\langle R \rangle = \frac{\sum_{m=3}^6 R_m}{4}.$$

Результат занесите в табл. 5.4.

Примечание. Если фиолетовая линия невидима и не измерялась, отсчет начинается с  $m = 4$  и в знаменателе будет 3. То есть будут измерены всего три линии.

5 Определите абсолютные погрешности и их среднее значение. Результаты занесите в табл. 5.4.

6 Определите абсолютную погрешность и запишите результат измерения постоянной Ридберга в стандартной форме.

7 Сопоставьте полученный результат с теоретическим значением постоянной Ридберга

$$R = (10973730,9 \pm 1,2) \text{ 1/м}$$

и сделайте вывод.

### 5.3 Контрольные вопросы

1 Что такое атом и каково его строение?

2 Как определяется поведение электронов в атомах? Что такое квантовая механика и как она решает проблему исследования движения микрообъектов?

3 Как квантовая механика исследует поведение электронов в атомах водорода и водородоподобных ионах?

4 Какой вид имеет стационарное уравнение Шредингера для исследования динамических характеристик атомов водорода и водородоподобных ионов?

5 Что такое квантовые числа и каково их физическое содержание? Какие значения может принимать главное квантовое число? По какой формулой вычисляется энергия атомов водорода и водородоподобных ионов? Что такое вырожденные состояния электронов в атомах и чему равняется кратность их вырождения?

6 Как квантовая механика объясняет процесс излучения атомов? Запишите формулу для определения энергии кванта излучения водорода в видимой части спектра.

7 Что такое оптический спектр? Какие разновидности спектров вы знаете и от чего зависит вид спектра? Почему линейчатые спектры называются характеристическими?

8 Что такое спектроскоп? Каков принцип его действия и какое строение спектроскопа с пространственным разложением?

9 В чем заключается процесс градуировки спектроскопа?

10 Какие источники линейчатых спектров используются в данной работе?



## 6. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ, КОТОРЫЕ НЕОБХОДИМО ВЫУЧИТЬ ДЛЯ ВЫПОЛНЕНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ № 83 И 84

### 6.1 Вопросы теории физики твердого тела

Наиболее характерным для твердого состояния вещества есть кристаллическое состояние.

Образование кристаллической связи между отдельными атомами связано, как правило с перекрытием электронных облаков валентных электронов, а также электронов более глубоких энергетических слоев. Таким образом эти электроны становятся принадлежащими всему кристаллу и их поведение отличается от поведения соответствующих электронов в изолированных атомах. В частности вместо разрешенных энергетических слоев изолированных атомов разрешенные и не разрешенные значения энергии электронов в кристалле образуют зоны дозволённых и запрещённых значений энергии.

Общее понятие о зонной структуре. Зонная структура кристаллов (твёрдых тел) является основой большинства современных представлений о механизмах различных явлений в диэлектриках, полупроводниках и проводниках (металлах). В самых общих чертах это представление сводится к тому, что электрон в твёрдом теле имеет разрешённые значения энергии в определенных интервалах ( $E_{i \max}$ ,  $E_{i \min}$ ), разделённых областями значений энергии, которые электрон не может иметь в кристалле (запрещённых значений энергии). Интервалы разрешённых значений носят название разрешённых зон, интервалы энергий, не осуществляющихся в кристаллах, носят название запрещённых зон. Число возможных состояний в разрешённых зонах конечно, что в силу принципа запрета Паули приводит к конечному числу электронов, обладающих энергией в данной зоне. Переход электрона из зоны в зону связан с изменением энергии не меньше ширины запрещённой зоны. Такой переход может осуществляться за счёт энергии тепловых колебаний решетки, освещения, электрических полей.

Зонную структуру кристаллов подтверждает и опыт. Например, спектры поглощения твёрдых тел в оптической области и в области мягких рентгеновских лучей состоят из отдельных широких полос. Это говорит о том, что электроны твёрдого тела могут поглощать

только такую энергию, которая не меньше ширины запрещенной зоны:

$$h\nu = E_{n+1\min} - E_{n\max}$$

1) и не больше расстояния между дном одной зоны и потолком другой, более высокой зоны. Ширина зоны определяется областью перекрытия электронных облаков двух соседних атомов и не зависит от размеров кристалла (числа атомов в нем).

2) Для кристалла конечных размеров, содержащего  $N$  атомов, зона состоит из  $N$  подуровней. Расстояние между подуровнями обратно пропорционально числу атомов в кристалле. При общей ширине зоны порядка 1 эВ и числе атомов кристалла  $10^{29} \text{ м}^{-3}$  расстояния между подуровнями - порядка  $10^{-29}$  эВ.

3) Изменение расстояний между атомами приводит к изменению ширины зон.

4) Для понимания большинства электрических и оптических свойств полупроводников достаточно рассмотреть верхнюю заполненную (валентную), первую свободную зоны и интервал между ними (запрещенную зону).

5) Состояния электронов в зонах должны подчиняться принципу Паули. При этом в состоянии  $nl$ , где  $n$ - главное, а  $l$  – орбитальное квантовые числа, до образования кристалла находились  $2N(2l+1)$  электронов ( $N$  – число атомов, образующих кристалл).

## 6.2 Классификация твердых тел по электропроводности

По своим электрическим свойствам твердые тела разделяются на проводники (металлы), полупроводники, и диэлектрики (изоляторы).

К проводникам относится класс веществ, которые имеют в своем составе электрические заряды, расположенные на микроносителях (электроны, ионы), и которые могут перемещаться даже под действием слабых электрических полей. С точки зрения зонной теории к проводникам (металлам) относятся вещества, имеющие или не полностью заполненную энергетическую зону, или частично перекрывающиеся полностью заполненную и свободную зоны, что в конечном счете приводит к не полностью заполненной зоне (рис. 6.1, а). В таком случае при наложении внешнего электрического поля электроны могут переходить на более высокие

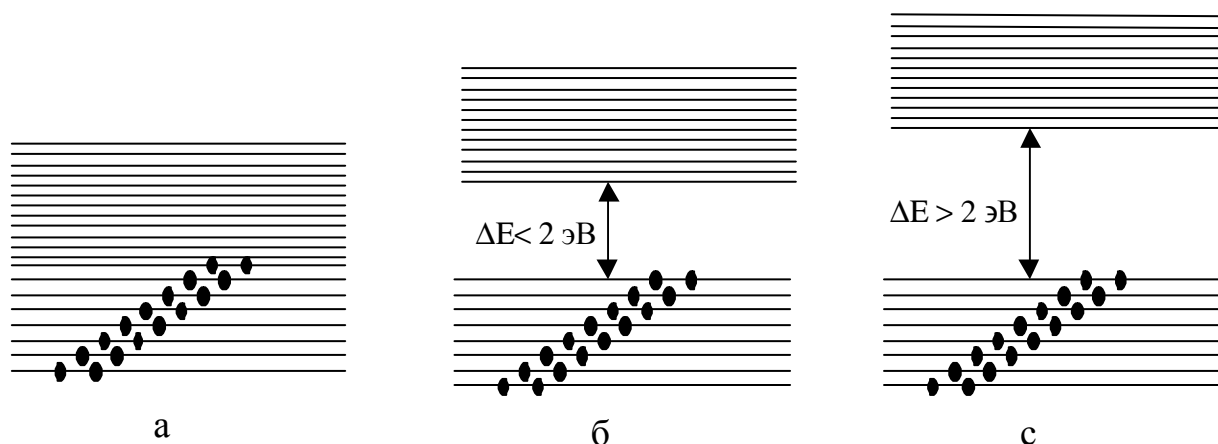


Рисунок 6.1

энергетические уровни в зоне, вследствие чего они приобретают скорость направленного движения, участвуя в электрическом токе.

К диэлектрикам (изоляторам) относятся вещества, которые не проводят электрический ток. С точки зрения зонной теории это вещества, у которых заполнены все состояния энергетических зон вплоть до валентной зоны, а первая свободная зона находится на расстоянии не менее 2...3 эВ (рис.6.1, с).

К полупроводникам относятся вещества, которые по свойствам проводимости занимают промежуточное положение между проводниками и диэлектриками. Кроме того, их электропроводность увеличивается с увеличением температуры, освещенности, под воздействием электрических полей и механических напряжений; особенно резко их электропроводность зависит от примесей.

С точки зрения зонной теории полупроводниками являются вещества, имеющие полностью заполненные зоны, в том числе и валентную зону, а ближайшая незаполненная зона – зона проводимости - отстоит на расстоянии не более 2...3 эВ (рис.1.7, б). В этом случае при 0 К все энергетические уровни заняты, а переходы между уровнями запрещены принципом Паули, такие взаимные переходы, если они осуществляются, не сопровождаются изменением макросостояния кристалла и не могут участвовать в обмене энергией с внешним электрическим полем. Для того чтобы полупроводник мог принимать энергию внешнего электрического поля и проводить тем

самым электрический ток, необходимо часть электронов перевести через запрещенную зону в зону проводимости. Тем самым в валентной зоне появятся свободные места на разрешенных энергетических уровнях («дырки») и электроны - в зоне проводимости, которые там имеют возможность принимать энергию внешнего электрического поля. Место «дырок» также может занимать электронами более глубоких энергетических уровней и, таким образом, под действием внешнего электрического поля может осуществляться направленное движение электронов и в зоне проводимости и в зоне валентной – идет электрический ток. Для переброса электронов в зону проводимости и потребуется энергия тех воздействий, о которых было сказано выше.

Деление веществ на полупроводники и изоляторы условно. Хорошим изолятором является алмаз с шириной запрещенной зоны 5,6 эВ, а хороший полупроводник германий имеет ширину запрещенной зоны менее 1 эВ.

### 6.3 Электрические свойства полупроводников

Важнейшим свойством полупроводников (см. п. 1.4) является зависимость их электрических свойств от таких внешних факторов, как температура, освещенность, давление, электрические и магнитные поля. Формальным, но не решающим признаком принадлежности вещества к полупроводникам является величина электропроводности, которая для них может принимать значения в пределах  $\sigma = 10^6 \dots 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ ; для металлов -  $\sigma \approx 10^8 \dots 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ ; для изоляторов -  $\sigma < 10^{-12} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ .

Характерной является температурная зависимость электрических свойств полупроводников. В отличие от металлов с увеличением температуры сопротивление полупроводников падает. Опыт дает зависимость сопротивления полупроводников от температуры в виде

$$R = R_0 e^{-\frac{E_a}{kT}}, \quad (1.12)$$

где  $E_a$  – энергия активации, величина, характерная для полупроводников различного типа.

В некоторой области температур сопротивление полупроводников может возрастать с ростом температуры. Такие полупроводники называются вырожденными.

Резкая зависимость сопротивления полупроводников от температуры и освещенности дает возможность использовать их для преобразования соответствующих сигналов в электрические. Приборы при этом называются терморезисторы, фоторезисторы и прочее.

Собственные и примесные полупроводники. Полупроводники, проводимость которых обусловлена переходами электронов из заполненной валентной зоны в зону проводимости, называются собственными. Полупроводники, проводимость которых обусловлена ионизацией примеси, называются примесными. Примесные полупроводники, в свою очередь, делятся на электронные и дырочные полупроводники. В электронных полупроводниках основными носителями тока являются электроны, возникающие при ионизации атомов примеси. Такие примеси называются донорными, или донорами. В дырочном полупроводнике основными носителями тока являются дырки (см. п. 1.3). Дырки возникают в валентной зоне при переходе электронов этой зоны на примесные уровни. Такие примеси называются акцепторными, или акцепторами (принимающими).

## 6.4 Механизм проводимости полупроводников

Механизм проводимости собственных полупроводников рассмотрим на примере элемента четвертой группы, типичного полупроводника Ge. Атомы четырехвалентного германия образуют кубическую решетку, в которой каждый атом связан парноэлектронной связью с четырьмя ближайшими атомами. Двумерная модель кристалла с такой связью при  $T=0$  К приведена на рис. 6.2, а. Валентные электроны принадлежат своим атомам и, кроме того, благодаря перекрытию электронных облаков они могут переходить от атома к атому при встречном движении других электронов – атомы обмениваются электронами и электроны могут перемещаться по всему кристаллу. Однако такое движение является чисто хаотическим и не может участвовать в направленном движении под действием внешнего электрического поля – ток в

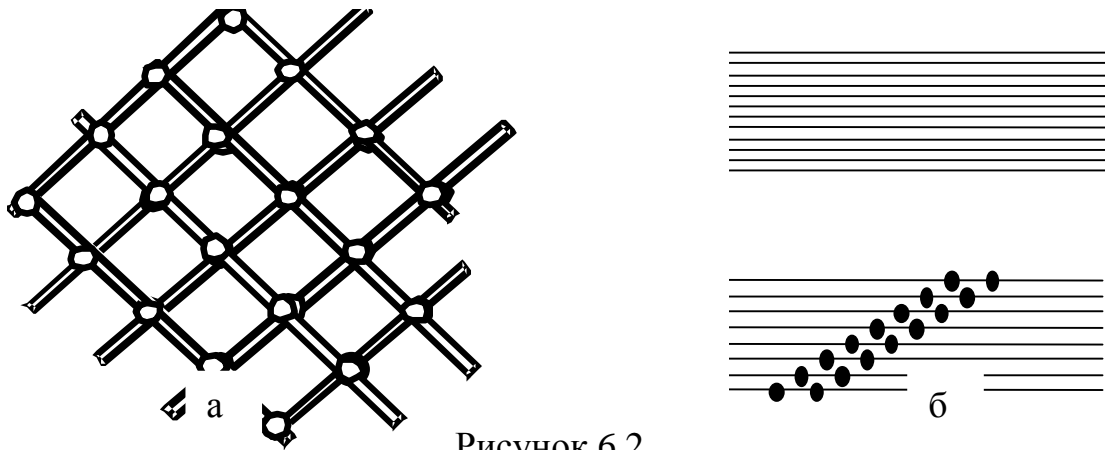


Рисунок 6.2

полупроводнике отсутствует. Для создания электрического тока валентные электроны необходимо оторвать от атомов, сделать их свободными.

С точки зрения зонной теории ток в полупроводнике при низких температурах отсутствует, так как все энергетические уровни валентной зоны заняты, и некуда принять энергию такого взаимодействия. Зонная структура полупроводникового кристалла при  $T = 0$  К представлена на рис. 1.8, б. Для перевода электронов в зону проводимости энергии электрического поля недостаточно. Чтобы электрон перешел в зону проводимости и стал свободным, требуется энергия, соизмеримая с внутриатомной и с шириной запрещенной зоны. Такой энергией может быть энергия теплового движения с учетом распределения электронов по энергиям, энергия фотонов или других энергичных частиц. Такие электроны составляют обычный электронный механизм проводимости. Однако в собственном полупроводнике имеется и другой механизм создания электрического тока. Действительно, в валентной зоне после ухода электрона появилось свободное состояние - дырка, которое позволяет электронам более глубоких уровней перемещаться по полю, принимая, например, энергию внешнего электрического поля. Перемещение дырки – это перемещение одного положительного некомпенсированного заряда атомов. Поэтому движение дырки, обусловленное движением совокупности электронов в противоположном направлении, осуществляет перенос положительного заряда. Движение свободного состояния в глубь валентной зоны может рассматриваться как движение некоторой частицы, имеющей положительный заряд и некоторую эффективную

массу. В собственном полупроводнике, следовательно, осуществляется электронный (отрицательный) и дырочный (положительный) механизмы проводимости. Число электронов в зоне проводимости всегда равно числу дырок в валентной зоне в собственном полупроводнике.

Механизм проводимости электронных полупроводников рассмотрим на примере элемента четвертой группы, типичного полупроводника Ge с донорной примесью пятивалентного элемента. Атомы четырехвалентного германия образуют кубическую решетку, в которой каждый атом связан парноэлектронной связью с четырьмя ближайшими атомами. Если пятивалентный атом примеси, например фосфора, мышьяка или сурьмы, замещает в решетке нормальный атом, то после образования четырех ковалентных связей с ближайшими соседями останется один валентный электрон, который будет локализован вблизи атома примеси (рис. 6.3, а). При этом в энергетическом спектре кристалла у дна зоны проводимости появляется дополнительный энергетический уровень  $E_d$  примесного атома, на котором находится "лишний" электрон (рис. 6.3, б)

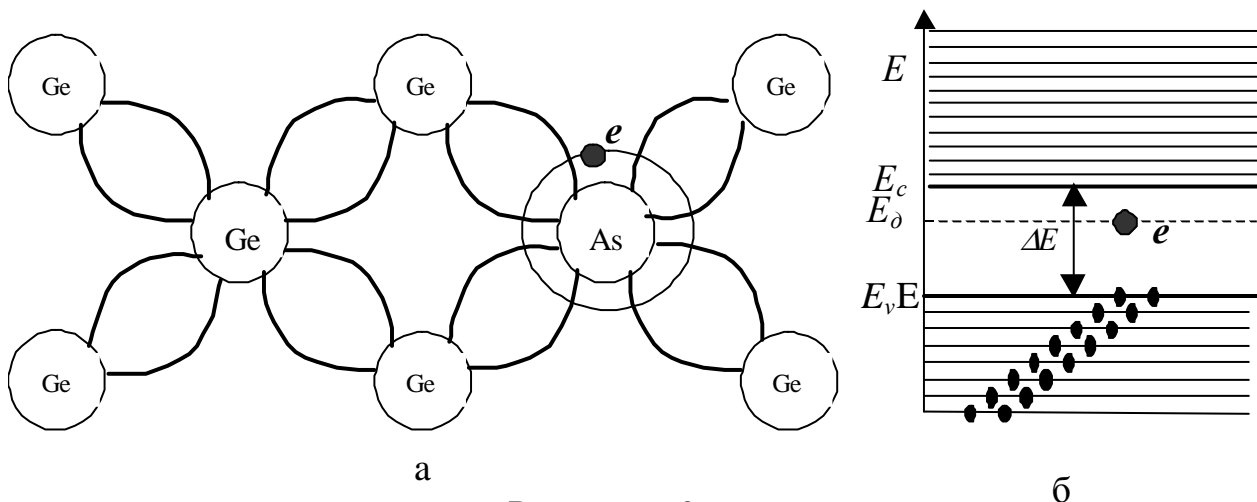


Рисунок 6.3

Избыточный электрон движется в кулоновском поле примесного атома. Если атом примеси получает энергию  $E$  (например, за счет тепловых колебаний решетки), превышающую  $E_c - E_d$  - энергию ионизации примеси ( $E_c$  - энергия электрона у дна зоны проводимости), то избыточный электрон покидает атом примеси и становится носителем тока. На энергетической диаграмме это соответствует переходу электрона с донорного уровня в зону проводимости (см. рис. 1.10, б). Избыточный электрон имеет теперь возможность обмениваться энергией с внешним электрическим

полем, перемещаясь на более высокие свободные уровни в зоне проводимости, - стать электроном проводимости. В целом же кристалл остается электрически нейтральным, поскольку электрон остается в кристалле.

Механизм проводимости примесных дырочных полупроводников рассмотрим на примере трехвалентной примеси бора. Введение в Ge или Si примеси атомов трехвалентного элемента

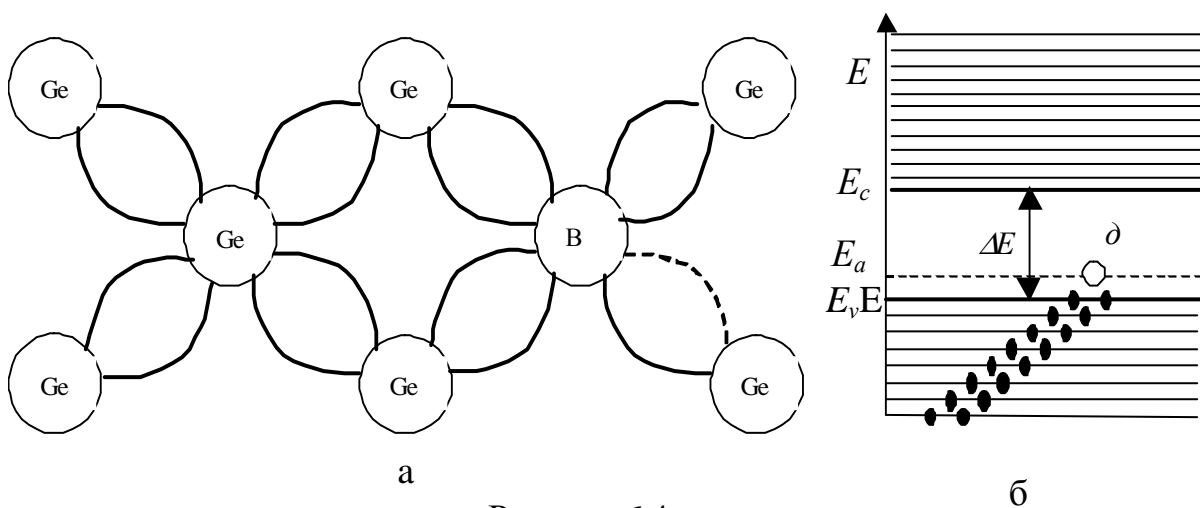


Рисунок 6.4

**В** приводит к появлению дырок - незаполненных химических связей (рис. 6.4, а). При этом вблизи потолка валентной зоны появляются свободные энергетические уровни примесного атома (рис. 6.4, б).

Если один из электронов в валентной зоне получает энергию, достаточную для перехода на акцепторный уровень  $E_a$ , то происходит ионизация примеси - атом примеси становится отрицательным ионом, а дырка становится подвижной. В электрическом поле дырка ведет себя подобно положительному заряду, двигаясь в направлении вектора напряженности электрического поля. Примеси, захватывающие электроны из валентной зоны, называются акцепторами. Помимо примесных атомов появление разрешенных уровней в запрещенной зоне связано также с нарушением идеальной периодичности решетки: вакансии, атомы в междуузлиях, дислокации и тому подобное.

Концентрация электронов и дырок определяет удельную электропроводность полупроводника, поскольку энергия ионизации примесей соизмерима с энергией тепловых колебаний решетки ( $kT = 0,026$  эВ при комнатной температуре), то в первую очередь активизируется примесный механизм проводимости. И, если,



например, концентрация электронов в зоне проводимости преобладает над концентрацией дырок, то проводимость полупроводника будет электронной, а полупроводник - электронным или n - типа. Если преобладает концентрация дырок над концентрацией электронов, то проводимость будет дырочной, а полупроводник – дырочным или p- типа.

С повышением температуры концентрация примесных носителей тока быстро достигает насыщения – *примесь истощается*, а собственная проводимость (смешанного типа) растет и при высоких температурах становится определяющей электропроводность полупроводника.

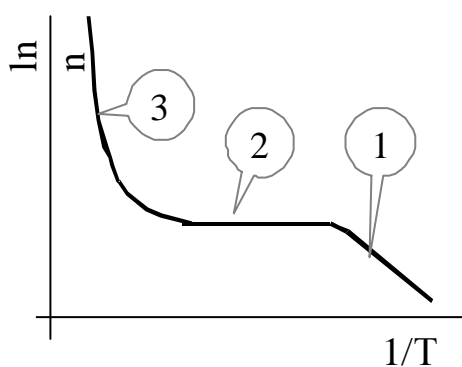


Рисунок 6.5

Зависимость логарифма концентрации носителей тока, а значит и электропроводности полупроводника от обратной температуры приведена на рис. 6.5. При низких температурах ( $1/T$  велико) существенную роль играет примесная проводимость (участок 1); участок 2 соответствует температурам истощения примесей; участок 3 - проводимость практически

собственная.

Тип проводимости полупроводника можно установить экспериментально, используя результаты исследования эффекта Холла в полупроводниках.

## 7 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 83

### Изучение устройства и принципа работы полупроводникового диода

Цель работы: изучить электрические свойства р-п-перехода, а также устройство и принцип работы полупроводникового диода, снять вольтамперную характеристику диода.

#### 7.1 Краткие теоретические сведения

Полупроводниковым диодом называется двухэлектродный прибор (диод), действие которого основано на электрических свойствах приконтактного слоя между полупроводниками различной примесной проводимости, так называемого р-п-перехода. Ярко выраженная односторонняя проводимость р-п-перехода (вентильное свойство) обуславливает их применение для выпрямления переменного тока и, в частности, для детектирования модулированных электромагнитных сигналов.

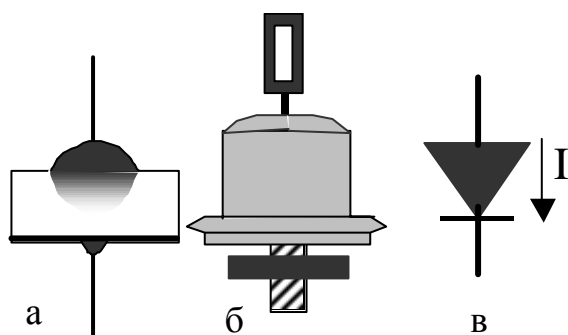


Рисунок 7.1

Принципиальная часть прибора может быть получена сплавлением в германиевую пластинку капли индия при температуре  $500...600^{\circ}\text{C}$  (рис. 7.1, а). Конструкцией прибора предусмотрена установка полупроводникового кристалла на теплоотводящую пластину. К пластине и к индию припаяны электроды для подсоединения прибора в электрическую цепь. Вся конструкция помещена в защитный кожух. Силовые диоды требуют установки их на дополнительных теплоотводящих радиаторах. Возможный внешний вид прибора представлен на рис. 7.1, б. Рядом, на рис. 7.1, в, представлен условный знак для обозначения полупроводниковых диодов в электрических схемах.

Для уяснения физических основ работы диода и его особенностей необходимо рассмотреть электрические свойства р-п-перехода. Рассмотрим электрический контакт двух полупроводников

различной примесной проводимости. Электрический контакт обеспечивается, если в одном и том же образце полупроводникового материала один участок обладает р-проводимостью, а другой – п-проводимостью (рис. 7.2).

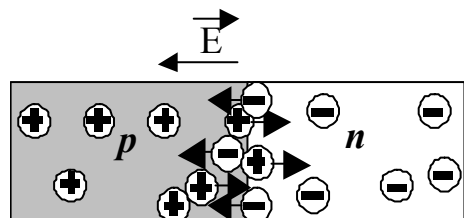


Рисунок 7.2

электрически нейтральными, то область с р-проводимостью заряжается отрицательно, а с п-проводимостью - положительно. Возникает электрическое

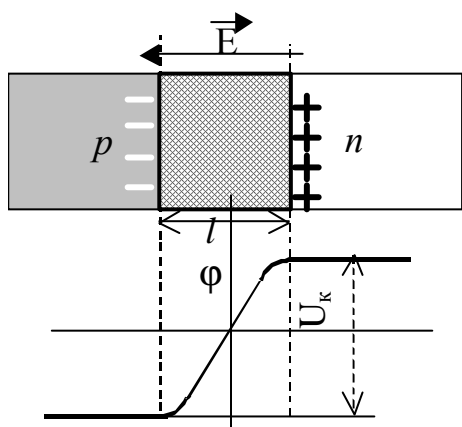


Рисунок 7.3

поле  $\vec{E}$  (см. рис. 7.2), направленное от п-области к р-области, которое препятствует процессу диффузии. Через некоторое время устанавливается динамическое равновесие с двойным слоем разноименных зарядов, характеризующееся равновесным значением напряженности поля  $\vec{E}$  и определенной контактной разностью потенциалов  $U_k$  (рис. 7.3).

В процессе перемещения носителей они, встречаясь, взаимно нейтрализуются (рекомбинируют): электрон занимает место дырки и, следовательно, исчезает пара носителей тока.

Происходит это в некотором узком приконтактном слое кристалла (выделенная штриховкой область на рис. 7.3), который становится, таким образом, обедненным носителями тока и обладает большим удельным сопротивлением. Сопротивление этого слоя прохождению электрического тока зависит также от его глубины  $l$ . Глубина приконтактного слоя определяется количеством перемещенных носителей тока, необходимых для создания данной разности потенциалов  $U_k$ . Она может быть оценена, если рассматривать двойной электрический слой как плоский конденсатор емкости:

$$C = \frac{\Delta q}{U_{\kappa}} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{l}, \quad (7.1)$$

где  $\Delta q = enSl$  - заряд, перенесенный в процессе диффузии одним видом носителей тока (модуль заряда одной из «пластин» конденсатора);  $e$  - заряд носителей тока;  $n$  - концентрация носителей;  $S$  - площадь поперечного сечения зоны контакта.

Подстановка выражения для перемещенного заряда дает возможность вычислить  $l$ :

$$\frac{enSl}{U_{\kappa}} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{l} \Rightarrow l = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{en} U_{\kappa}}. \quad (7.2)$$

Контактная разность потенциалов - обычно порядка одного вольта. Диэлектрическая проницаемость, например германия,  $\varepsilon = 16$ ;  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м;  $n \approx 10^{21}$  1/м<sup>3</sup>. Подстановка этих данных в формулу (7.2) дает результат:  $l \approx 10^{-6}$  м, что составляет несколько тысяч межатомных слоев и приводит к большому сопротивлению приконтактного слоя в целом. Именно этот двойной электрически заряженный слой, обедненный основными носителями тока, носит название запирающего слоя или р-п-перехода.

Рассмотренные выше процессы в р-п-переходе схематичны. В действительности примесная проводимость осуществляется на фоне проводимости базового кристалла германия или кремния, а она есть проводимость смешанного типа (см. п. 3.1). Следовательно, наряду с основными примесными носителями тока, существуют неосновные: в р-области - это электроны, а в п-области - дырки. Электрическое поле двойного электрического слоя препятствует перемещению основных носителей заряда. Однако это поле будет ускоряющим для неосновных носителей заряда, и они начнут переходить в области с противоположной электропроводностью. Переход неосновных носителей приводит к уменьшению объемного заряда и электрического поля в переходе. Как следствие, имеет место дополнительный диффузионный ток основных носителей, в результате чего электрическое поле в переходе стремится к исходному значению. В конечном итоге устанавливается динамическое равновесие, при котором через р-п-переход движутся два встречных потока носителей тока, взаимно компенсирующих друг друга. Суммарная плотность тока через р-п-переход в состоянии равновесия равна нулю.

Сопротивление двойного электрического слоя в полупроводниках сильно зависит от полярности подключения внешнего источника тока. Подключение внешнего источника тока к р-п-переходу положительным полюсом к р-области, а отрицательным к п-области способствует уменьшению высоты потенциального барьера, уменьшает глубину  $l$  этого слоя [см. формулу (7.2) и рис. 7.3], что способствует возобновлению диффузионных потоков носителей и прохождению тока через р-п-переход. Такое подключение называется прямым или пропускным. Направление подключения, когда к п-области подключают плюс, а к р-области – минус, способствует увеличению высоты потенциального барьера и увеличивает глубину  $l$  этого слоя. Основной ток через р-п-переход отсутствует. Это направление включения называется обратным или запорным. Таким образом, р-п-переход обладает ярко выраженной односторонней проводимостью, что и определяет его использование в качестве нелинейного элемента в электрических цепях для выпрямления, например, переменного тока и прочее.

Благодаря наличию наряду с примесной основной проводимости базовых материалов кристаллов и, тем самым, неосновных носителей, электрическое поле *р-п*-перехода способствует движению неосновных носителей и через переход идет обратный ток. Этот ток в миллионы раз меньше основного, однако, он создает дополнительные трудности в использовании полупроводниковых приборов. В частности, в процессе работы материал кристалла разогревается, что способствует росту собственной проводимости и увеличению обратного тока. При достижении температур, когда примесная проводимость истощается (см. п. 1.6.2 и рис. 1.13), ток прямого и обратного направления практически сравнивается, *р-п*-переход исчезнет. Для борьбы с такими явлениями требуется стабилизация температурного режима работы полупроводниковых приборов.

Основной характеристикой полупроводникового диода является его вольтамперная характеристика, то есть зависимость тока через прибор при прямом и обратном напряжениях, прикладываемых к нему (рис. 7.4). Так как обратный ток в десятки миллионов раз меньше прямого, то на едином рисунке и в едином масштабе график можно представить только условно.

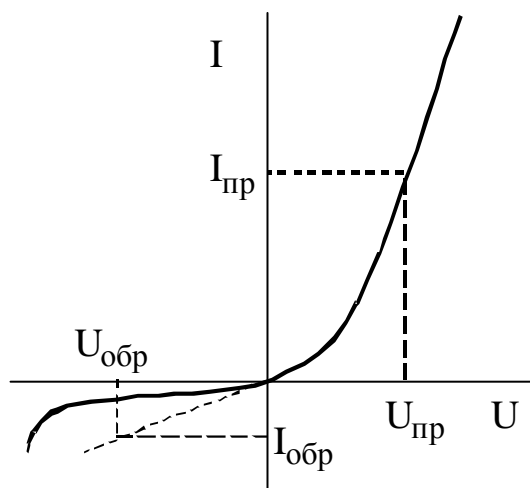


Рисунок 7.4

Основным рабочим параметром диода является коэффициент выпрямления, устанавливающий отношение прямого и обратного токов через прибор при равных по модулю напряжениях:

$$k = \frac{I_{пр}}{I_{обр}}; \quad U_{пр} = U_{обр}. \quad (7.3)$$

Особенности вольт-амперной характеристики диода позволяют понять его выпрямляющее и детектирующее свойство. На рис. 7.5

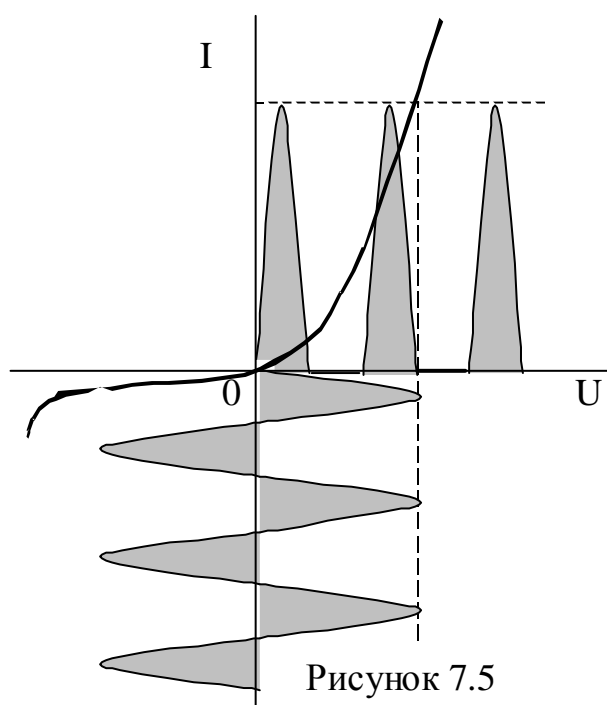


Рисунок 7.5

представлены графики подаваемого на диод синусоидального напряжения и результат превращения его в практически знакопостоянный пульсирующий ток после диода. Обратный ток в миллионы раз меньше прямого. Тем не менее его наличие неизбежно даже теоретически.

## 7.2 Экспериментальная установка и метод исследования

Исследуется полупроводниковый диод промышленного образца, установленный на теплоотводящем радиаторе. Строится его вольтамперная характеристика и определяется коэффициент выпрямления.

Пропускное и запирающее направления тока требуют использования электроизмерительных приборов различных диапазонов измерений. По этой причине используются две измерительные установки, принципиальные электрические схемы которых приведены на рис. 7.6, а и 7.6, б.

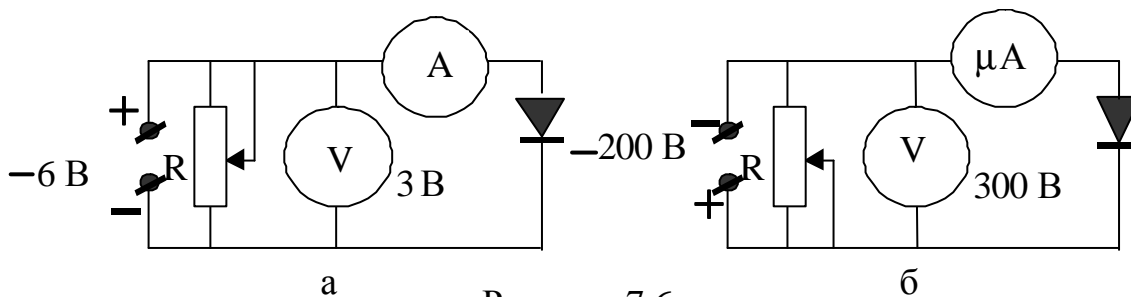


Рисунок 7.6

При прямом включении (см. рис. 7.6, а) используется источник выпрямленного напряжения на 6 В. Соответственно использован вольтметр с диапазоном измерений от 0 до 3 В и амперметр на 5 А. В схеме для исследования запирающего направления (см. рис. 7.6, б) использован источник выпрямленного напряжения на 200 В. Для измерения напряжения использован вольтметр с диапазоном измерений от 0 до 300 В и микроамперметр на 100 мкА. В реальных схемах вместо регулирования напряжения потенциометром R может использоваться лабораторный автотрансформатор ЛАТР, который включается в сеть на 220 В и регулирует напряжение, подаваемое на выпрямитель.

### 7.3 Порядок выполнения работы

1 Собрать установку по схеме рис. 7.6, а. Поставить регулятор напряжения на нулевое значение напряжения.

2 Изменяя напряжение  $U_{np}$  от 0 до 1 В через 0,1 В, измерять силу тока  $I_{np}$ . Результаты заносить в табл. 7.1. По окончании измерений поставить регулятор напряжения в нулевое положение и отключить напряжение.

Таблица 7.1

$U_{np}, B$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$I_{np}, A$											

3 Собрать установку по схеме рис. 7.6, б. Поставить регулятор напряжения на нулевое значение напряжения.

4 Изменяя напряжение  $U_{обр}$  от 0 до 120...180 В через каждые 20 В, измерять силу тока  $I_{обр}$ . Результаты заносить в табл. 7.2. По окончании измерений поставить регулятор напряжения в нулевое положение и отключить напряжение.

Таблица 7.2

$U_{обр}, В$	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
$I_{обр}, мкА$										

## 7.4 Обработка результатов измерений

1 Построить вольтамперные характеристики диода при прямом и обратном включении на одном графике. Масштабы для нанесения значений прямого и обратного токов выбирать независимо друг от друга с условием заполнения поля графика, выполняемого в половину или в полную страницу. Графики проводятся плавными лекальными кривыми.

2 По графику прямого тока для напряжения, соответствующего практически прямолинейному участку (например, 0,6 В), определить силу тока  $I_{пр}$ .

3 Для вычисления коэффициента выпрямления необходимо определить силу обратного тока  $I_{обр}$  при таком же, как и для прямого тока, напряжении. Однако масштабы величин различные. Рекомендуется провести касательную к графику, как это показано на рис. 7.4, и определить обратный ток для напряжения порядка 60 В, а затем, соответственно, уменьшить ток в 100 раз.

4 Определить коэффициент выпрямления диода по формуле (7.3).



## 7.5 Контрольные вопросы

1 Что такое полупроводник?

2 Каковы основные положения зонной теории твердых тел и каким образом она объясняет деление кристаллических тел на проводники, полупроводники и диэлектрики?

3 Что такое собственные и примесные полупроводники? Какими бывают примеси? Что такое полупроводник *p*- и *n*-типа и каковы механизмы их электропроводности? От чего зависит их электропроводность?

4 Что такое *p-n*-переход и каков механизм образования двойного электрического слоя?

5 Что такое запирающий слой и каковы его свойства? Объяснить природу большого сопротивления *p-n*-перехода.

6 В чем состоит принципиальное отличие контакта двух металлов и *p-n*-перехода?

7 Как объясняется выпрямляющее действие *p-n*-перехода? Описать действие *p-n*-перехода при прямом и обратном включении.

8 Объясните принцип выпрямления и детектирования диодом переменного тока.

9 Каковы преимущества и недостатки полупроводниковых диодов в сравнении с вакуумным диодом? Каково функциональное назначение тепловых радиаторов?

## 8 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 84

### Изучение работы транзистора

Цель работы: познакомиться с устройством и принципом работы транзистора, определить коэффициент усиления транзистора. Определить обратный ток коллектора.

#### 8.1 Краткие теоретические сведения

Транзисторами (полупроводниковыми триодами) называют полупроводниковые приборы, предназначенные для усиления и генерирования колебаний параметров электрического тока. Они представляют собой полупроводниковый кристалл с тремя областями различной примесной проводимости, образующими два встречных  $p$ - $n$ -перехода, взаимодействующими между собой через конструктивно тонкий промежуток, называемый базой. Соответственно в зависимости от типа электропроводности наружных слоев различают транзисторы  $p$ - $n$ - $p$ -типа (рис.8.1, а) и  $n$ - $p$ - $n$ -типа (рис.8.1, б). Один из  $p$ - $n$ -переходов называется эмиттерным переходом или просто эмиттером (Э на рис. 8.1), а второй – коллекторным или коллектором (К на рис. 8.1). К каждой из областей припаяны металлические электроды для включения прибора в электрическую цепь.

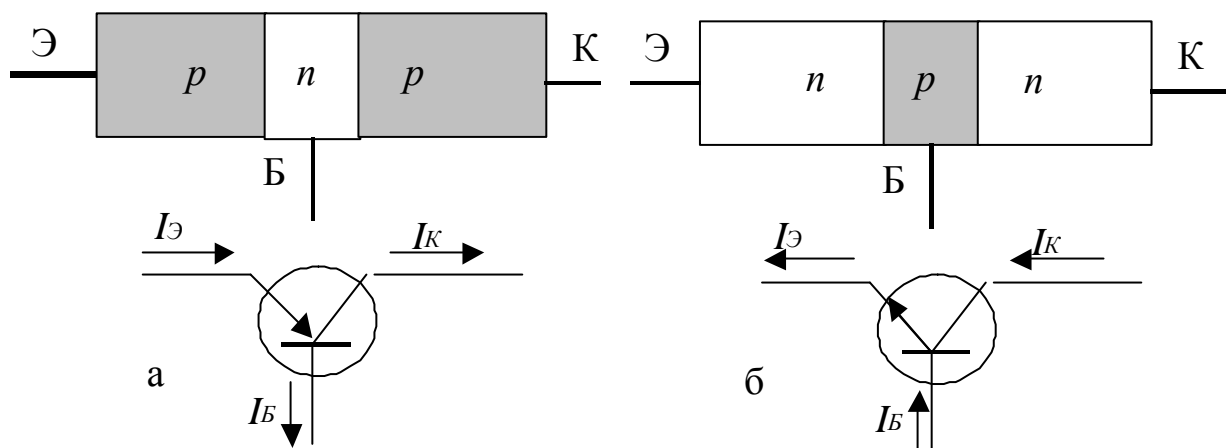


Рисунок 8.1

Внизу на рис. 8.1 под каждым из рисунков представлены символические обозначения соответствующих транзисторов в электрических схемах.

Принцип усилительного действия транзистора состоит в следующем. Усиливаемый сигнал  $U_{вх}$  (рис. 8.2) подается в

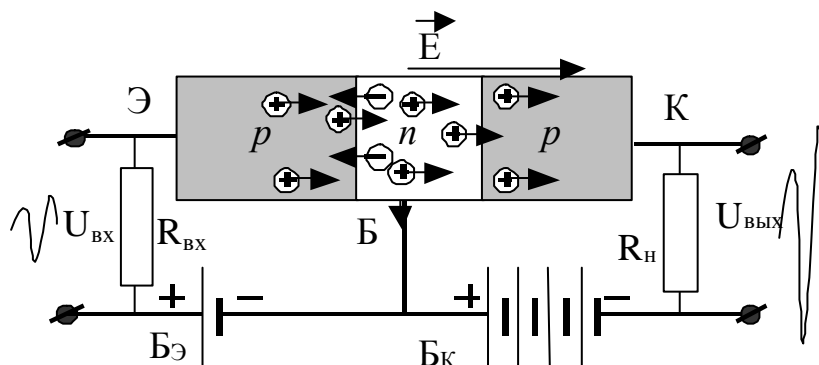


Рисунок 8.2

эмиттерный переход, где источник внешнего напряжения  $B_э$  включен в пропускном (прямом) направлении и малые изменения напряжения ведут к значительным изменениям тока эмиттера. В коллекторный переход источник тока  $B_к$  включается в заперном (обратном) направлении и в идеальном случае ток в цепи коллектора должен отсутствовать без наличия тока эмиттера. Однако благодаря тому, что база тонкая, ее размеры не превышают в обычных транзисторах 0,025 мм, что во много раз меньше диффузионной длины носителей тока, основные носители тока, поступающие в базу, не успевают рекомбинировать и создать, таким образом, эмиттерный ток, а захватываются электрическим полем  $\vec{E}$  коллекторного  $p-n$ -перехода. Электрическое поле этого перехода всегда направлено так, что оно способствует захвату носителей тока, поступающих в базу (см. рис. 8.2). В коллекторной цепи ставится источник тока  $B_к$ , за счет энергии которого осуществляется усиление сигнала.

Поступившие в коллектор основные носители (порядка 98...99%) захватываются этим источником тока и создают ток через большое нагрузочное сопротивление  $R_н$ , что ведет к усилению входного сигнала по напряжению (см. рис. 8.2).

Описанная выше картина процессов в транзисторе является схематичной. Примесная проводимость полупроводников существует на фоне основной проводимости базового кристалла, то есть германия или кремния, которая, являясь проводимостью смешанного типа, поставляет наряду с основными носителями тока и неосновные. Внутренние электрические поля  $p-n$ -переходов, препятствуя

движению основных носителей данного примесного полупроводника, способствуют движению неосновных носителей в зоны противоположной примесной проводимости – через *p-n*-переходы идет обратный ток. Обратный ток, будучи в миллионы раз меньше прямого, создает все-таки сложности в работе приборов. В частности, из-за высокого сопротивления *p-n*-перехода обратному току происходит избыточное нагревание кристалла и увеличение его собственной проводимости.

При достаточно высокой температуре, когда примесные центры истощаются (см. п. 4.1), прямой и обратный токи практически выравниваются, а *p-n*-переходы исчезают, прибор выходит из строя. Для соблюдения температурного режима работы транзисторов их необходимо устанавливать на теплоотводящую пластинку, которая является частью теплового радиатора прибора. Это приводит к лишним потерям энергии и увеличивает габариты прибора, а значит, и всего устройства, где транзисторы используются. Серьезным недостатком полупроводниковых триодов является то, что их нормальная работа возможна только в сравнительно узком температурном интервале. Для германия температура перехода к собственной проводимости - порядка 100°C. При этой температуре резко увеличивается собственная проводимость, и управление потоками носителей тока становится невозможным. По этой причине верхний предел германиевых транзисторов поддерживается не выше 55...75°C.

При низких температурах энергии теплового движения оказывается недостаточно для ионизации необходимого количества примесей, перевода их в зону проводимости. Это приводит к сильному увеличению сопротивления прибора и к нарушению режима его работы. Для обычных полупроводниковых триодов нижний предел рабочих температур достигает -55°C. Тем не менее транзисторы имеют ряд преимуществ перед, например, ламповыми триодами, использовавшимися до транзисторов: они малогабаритны, безинерционны, потребляют мало энергии, устойчивы к механическим нагрузкам, что определило их широкое применение в радио-, теле- и электротехнике.

Усиление по напряжению и мощности, создаваемое транзисторами, определяется их собственными свойствами, но зависит также от параметров схем включения в электронных схемах.

В зависимости от того, какой из электродов будет общим для входного и выходного сигналов, различают три основные схемы включения транзисторов.

а) Схема с общей базой. В схеме с общей базой (рис. 8.3)

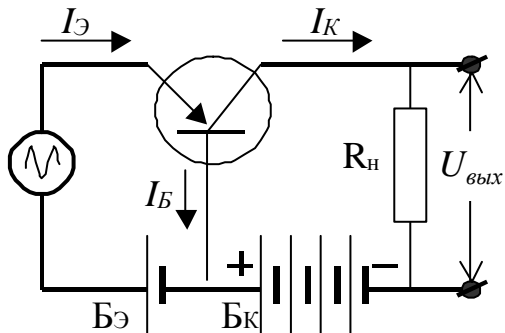


Рисунок 8.3

входной сигнал действует между эмиттером и базой. Входным является ток эмиттера, а выходным - ток коллектора. Так как ток эмиттера больше тока коллектора, то усиления по току не происходит. Коэффициент усиления по току

$$\alpha = \frac{\Delta I_K}{\Delta I_э} \approx \frac{I_э}{I_K} < 1. \quad (8.1)$$

Эта схема усиливает только по напряжению и мощности и имеет малое входное и большое выходное  $R_н$  сопротивления.

б) Схема с общим эмиттером. В схеме с общим эмиттером входной сигнал действует между базой и эмиттером (рис. 8.4), а нагрузка включается между коллектором и эмиттером. Входным является ток базы, а выходным - ток коллектора. Эта схема усиливает и по току и по напряжению. Ее входное и выходное сопротивления велики.

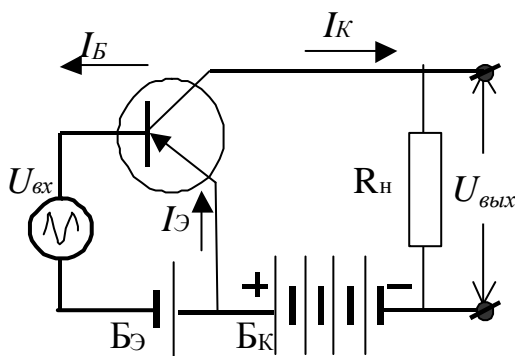


Рисунок 8.4

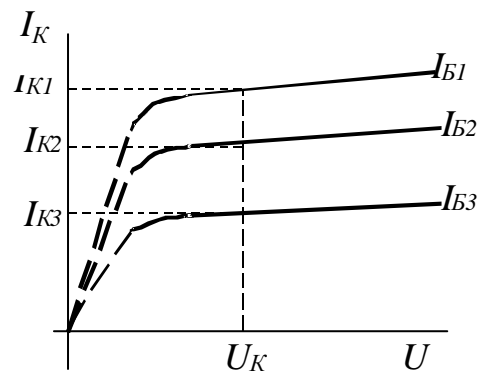


Рисунок 8.5

Коэффициент усиления по току  $\beta$  этой схемы определяют по семейству *статических* вольтамперных характеристик, то есть по зависимости тока коллектора  $I_K$  от напряжения между эмиттером и коллектором  $U_{кэ}$  при различных *фиксированных* значениях тока базы (рис. 8.5):

$$\beta = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_b} = \frac{I_{k2} - I_{k1}}{I_{b2} - I_{b1}} > 1. \quad (8.2)$$

Коэффициенты усиления  $\alpha$  и  $\beta$  связаны между собой соотношениями:

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}; \quad \alpha = \frac{\beta}{1 + \beta}, \quad (8.3)$$

которые позволяют по значению одного из коэффициентов вычислить другой.

в) *Схема с общим коллектором.* В схеме с общим коллектором (рис. 8.6) входной сигнал поступает на управляющий переход эмиттер - база, проходя через нагрузку  $R_H$ , а сама нагрузка включается между эмиттером и коллектором и выходное сопротивление составляет лишь часть входного. Это приводит к тому, что коэффициент усиления схемы по напряжению всегда меньше

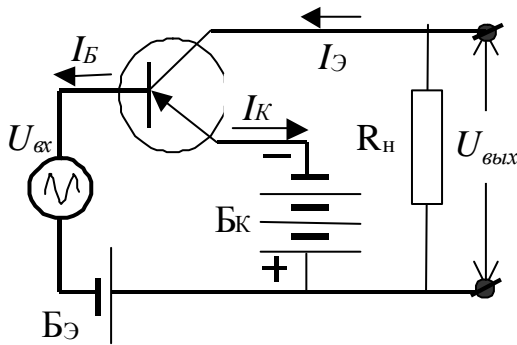


Рисунок 8.6

единицы. Коэффициент усиления схемы по току равен:

$$\gamma = \frac{\Delta I_э}{\Delta I_b} = \frac{\Delta I_k + \Delta I_b}{\Delta I_b} = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_b} + \frac{\Delta I_b}{\Delta I_b} = \beta + 1. \quad (8.4)$$

Эта схема используется для согласования каскадов, обладающих большим выходным сопротивлением и малым входным.

Незатухающие электромагнитные колебания создаются генераторами электромагнитных колебаний, представляющие собой автоколебательные системы.

На рис. 8.7, а представлена принципиальная схема генератора электромагнитных незатухающих колебаний. В колебательном контуре  $L_1 R_1 C$  возникают затухающие свободные колебания, частота которых определяется параметрами контура. Энергия контура восстанавливается от источника тока Б через устройство обратной связи, являющее собой, например, транзистор, открытие которого регулируется ЭДС индукции, наводимой в катушке связи  $L_2$ . Источник тока Б<sub>с</sub> и сопротивление смещения R регулируют величину порции энергии, необходимой для компенсации потерь в контуре (см. рис. 8.7 б). Если вместо сопротивления R использовать микрофон или

другое устройство, то электромагнитные колебания будут модулированы по интенсивности, например, звука (рис. 8.7).

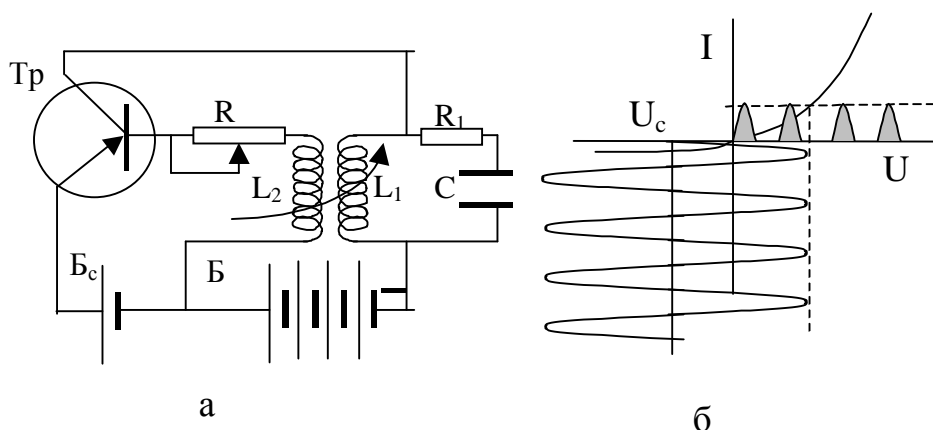


Рисунок 8.7

## 8.2 Экспериментальная установка и метод

Исследуется транзистор П201, включенный по схеме с общим эмиттером (см. п. 8.1, б). Это германиевый транзистор *p-n-p*-типа. Транзистор установлен на теплоотводящем радиаторе, как это предусмотрено инструкцией его эксплуатации.

Для исследования работы транзистора выполняются два упражнения. В первом упражнении строятся его статические вольтамперные характеристики (см. рис. 8.5). По характеристикам, с использованием формул типа (8.2), определяется коэффициент усиления по току  $\beta$  и по формуле (8.3) рассчитывается коэффициент передачи тока  $\alpha$ . Для построения характеристик используется экспериментальная установка, принципиальная схема которой приведена на рис. 8.8. Транзистор Tr питается от источника тока Ис. Напряжение в цепи «коллектор-эмиттер» регулируется реостатом, включенным по схеме потенциометра П. Измеряется напряжение вольтметром V. Коллекторный ток измеряется миллиамперметром  $\text{mA}_\text{к}$ . Ток в цепи «эмиттер-база» (ток базы) регулируется магазином сопротивлений М, имеющим три декадника с кратностями, соответственно,  $\times 10\,000$  Ом,  $\times 1\,000$  Ом и  $\times 100$  Ом. Измеряется ток базы базовым миллиамперметром  $\text{mA}_\text{б}$ .

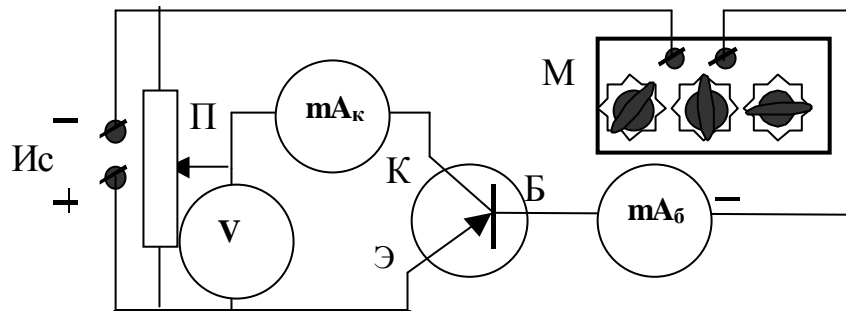


Рисунок 8.8

Второе упражнение посвящено измерению обратного тока коллектора, для чего используется установка, схема которой приведена на рис. 8.9.

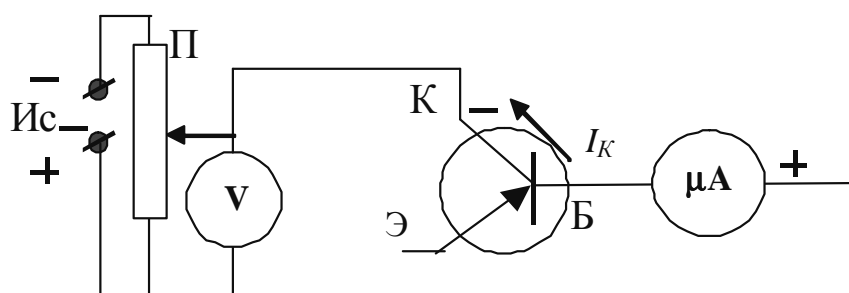


Рисунок 8.9

Эмиттер отсоединен. На базу подается положительный потенциал. Напряжение в цепи «база-коллектор» регулируется потенциометром П и измеряется вольтметром V. Ток в цепи измеряется микроамперметром  $\mu\text{A}$ . Обратите внимание, что полярность его подключения обратная той, что была в схеме упражнения 1 (рис. 8.8).

### 8.3 Упражнения

#### 8.3.1 Упражнение 1. Исследование работы транзистора

##### Порядок выполнения работы

- 1 Собрать экспериментальную установку по схеме рис. 8.7.
- 2 На магазине сопротивлений поставить максимальное сопротивление. Рукоятки всех декадников должны быть в положении «9». Потенциометр установить в нулевое положение. Дать проверить схему преподавателю.



3 Изменяя положение ручек декадников магазина сопротивлений, добиться тока базы 1,0 мА. Если исследуется другой тип транзистора, преподаватель укажет другие параметры измерений.

4 Включить установку в сеть и, увеличивая с помощью потенциометра напряжение через 1 В, измерять силу коллекторного тока. Результаты заносить в табл. 8.1. После окончания замеров потенциометр вывести на ноль.

Таблица 8.1

U, В		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$I_{Б1}=1,0 \text{ мА}$	$I_{К} \text{ мА}$										
$I_{Б2}=1,5 \text{ мА}$											
$I_{Б3}=2,0 \text{ мА}$											

5 Повторить пп. 3, 4 и выполнить измерения для тока базы  $I_{Б1}=1,5 \text{ мА}$  и  $I_{Б1}=2,0 \text{ мА}$ .

### Обработка результатов измерений

1 По данным табл. 8.1 построить вольтамперные характеристики транзистора (см. рис. 8.5). Графики провести как плавные локальные кривые.

2 Провести ординату для  $U_{К} = 5 \text{ В}$  и определить значения коллекторных токов соответствующих каждому из графиков как точек пересечения ординаты с графиками (см. рис. 8.5). Результаты занести в табл. 8.2.

Таблица 8.2

№ п/п	$I_{Б}, \text{ мА}$	$(\Delta I_{Б})_{kl}, \text{ мА}$	$I_{К}, \text{ мА}$	$(\Delta I_{К})_{kl}, \text{ мА}$	$\beta_{kl}$	$\Delta \beta_{kl}$
1	1,0	0,5				
2	1,5	0,5				
3	2,0	1,0				
Средние значения						

3 Рассчитать значения  $(\Delta I_{Б})_{kl}$  и  $(\Delta I_{К})_{kl}$ , где индексы принимают значения:  $k = 2, 3, 3$ ;  $l = 1, 2, 1$ . Результаты занести в табл. 8.2.

4 Рассчитать значения  $\beta_{kl}$ , используя формулу

$$\beta_{kl} = \frac{(\Delta I_{К})_{kl}}{(\Delta I_{Б})_{kl}} = \frac{(I_{К})_k - (I_{К})_l}{(I_{Б})_k - (I_{Б})_l}, \quad \begin{matrix} k = 2, 3, 3; \\ l = 1, 2, 1. \end{matrix}$$

Результаты занести в табл. 8.2.

5 Определить среднее значение коэффициента  $\beta$  как среднее арифметическое:

$$\langle \beta \rangle = \frac{\sum_{N=1}^3 (\beta_{kl})_N}{3},$$

где индекс суммирования  $N$  соответствует номеру порядка измерения.

6 Рассчитать абсолютные погрешности  $\Delta\beta_{kl}$  измерения  $\beta$  и определить их среднее значение:

$$\langle \Delta\beta \rangle = \frac{\sum_{N=1}^3 (\Delta\beta_{kl})_N}{3}.$$

7 Определить относительную погрешность измерения:

$$\varepsilon_{\beta} = \frac{\langle \Delta\beta \rangle}{\langle \beta \rangle}.$$

8 Рассчитать коэффициент  $\alpha$  по формуле (8.3), используя среднее значение  $\langle \beta \rangle$ .

9 Рассчитать погрешности определения коэффициента  $\alpha$ : относительную

$$\varepsilon_{\alpha} = \frac{\langle \Delta\beta \rangle}{\langle \beta \rangle} + \frac{\langle \Delta\beta \rangle}{\langle \beta \rangle + 1}$$

и абсолютную

$$\Delta\alpha = \alpha\varepsilon_{\alpha}.$$

10 Записать результаты измерений коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$  в стандартной форме.

### 8.3.2 Упражнение 2. Определение обратного тока коллектора

1 Собрать электрическую схему в соответствии с рис. 8.8.

2 После проверки схемы преподавателем или лаборантом установить с помощью потенциометра напряжение  $U_K = 5\text{ В}$ , а затем  $U_K = 10\text{ В}$  и измерить обратный ток коллектора. Результаты занести в протокол измерений и записать под результатами из упражнения 1.

## 8.4 Контрольные вопросы

1 Что такое транзистор? Назовите его основные элементы.

2 Каковы принципы работы транзистора? Каким образом включаются источники тока в эмиттерную и коллекторную цепи транзистора?

3 Где используются транзисторы и чем определяется их широкое использование? Каковы недостатки работы транзисторов?

4 Каковы причины существования обратного тока в  $p-n$ -переходах и какое значение, на ваш взгляд, имеет измерение обратного тока коллектора?

5 От чего зависят коэффициенты усиления транзистора по току, по напряжению, по мощности? Какие схемы включения транзисторов вы можете назвать и дать им характеристику?

6 Что такое вольтамперная характеристика транзистора и почему она называется статической?

7 Как можно определить коэффициенты усиления по току  $\alpha$  и  $\beta$ ?

8 Какова роль транзисторов как элемента автоколебательных систем для создания незатухающих электромагнитных колебаний?

## Список рекомендуемой литературы

1 Савельев И. В. Курс общей физики. Квантовая оптика. Физика атома. Физика твердого тела. Физика ядра. Элементарные частицы. – М.: Наука, 1990. - Т. 3. –496 с.

2 Епифанов Т.И. Физика твердого тела. – М.: Наука, 1977. – 346 с.

3 Карякин Н.И. и др. Краткий справочник по физике. – М.: Высш. школа, 1962. - 559 с.

4 Физическая энциклопедия / Науч.-ред. совет изд-ва “Сов. энциклопедия”; Пред. А.М. Прохоров. – М.: Сов. энциклопедия, 1992.- Т. 4. - 592 с.

## СОДЕРЖАНИЕ

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ.....	3
1. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 62 Определение радиуса кривизны линзы с помощью колец Ньютона.....	5
2. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 63 Определение длины световой волны с помощью дифракционной решетки.....	13
3. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 64 Опытная проверка законов Малюса и Брюстера.....	24
4. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 71 Опытная проверка закона Стефана-Больцмана.....	34
5. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 74 Изучение работы спектроскопа и наблюдение оптических спектров.....	45
6. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ, КОТОРЫЕ НЕОБХОДИМО ВЫУЧИТЬ ДЛЯ ВЫПОЛНЕНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ № 83 і 84 .....	57
7. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 83 Изучение строения и Принципа работы полупроводникового диода.....	66
8. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 84 Изучение работы транзистора.....	74