

## Введение

Физический практикум предназначен для подготовки к лабораторным занятиям студентов инженерно-технических, физико-математических и естественнонаучных специальностей вузов по разделу курса «Оптика» общего курса физики. Физический практикум помогает студентам глубже и подробнее ознакомиться с физическими приборами, а также овладеть основными методами точных измерений. Настоящее пособие включает описание 8 лабораторных работ, каждое из которых содержит краткое теоретическое введение, схему лабораторной установки, методику выполнения измерений. После описания всех работ приводится список необходимой литературы.

Целью данного пособия является изучение и освоение основных физических явлений и идей, фундаментальных понятий, законов и теорий современной и классической физики. На лабораторных занятиях формируются навыки и умение в проведении физического эксперимента, обработки результатов измерений и их анализа, а также осуществляется ознакомление с методами физического исследования. Использование данного пособия позволяет улучшить организацию лабораторных занятий, улучшить методическое обеспечение, а также образовательный уровень студентов по дисциплине «Физика».

## **Лабораторная работа**

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

#### **Цель работы:**

- 1) изучение интерференции и дифракции на дифракционной решетке;
- 2) измерение длины световой волны.

#### **Теоретическое введение**

##### **Явление интерференции и дифракции света**

Свет – электромагнитная волна форма материи, проявляющая как волновые, так и корпускулярные свойства.

Волновые свойства света обнаруживаются в явлениях интерференции и дифракции. Интерференцией называется явление, сопровождающееся пространственным перераспределением интенсивности в области наложения только когерентных световых волн. Поэтому в этом случае наблюдаются устойчивые положения максимумов и минимумов световых волн. Интенсивностью световой волны называется величина, численно равная средней энергии, переносимой световой волной за единицу времени через единицу площади поверхности, перпендикулярной к падающему лучу. Интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды падающей волны.

Когерентные волны – это волны с одинаковыми частотами колебаний, с постоянной во времени разностью фаз в точке наложения или с постоянной оптической разностью хода  $\Delta$  до точки наложения. Кроме того, в световых волнах должны быть одинаковыми направления колебаний.

Максимум интенсивности при интерференции когерентных волн наблюдается, если оптическая разность хода равна:  $\Delta = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$ , а разность фаз  $\Delta\varphi = \pm 2m \cdot \pi$ , то есть колебания в исследуемую точку приходят в одинаковой фазе.

Минимум интенсивности наблюдается, если  $\Delta = \pm(2m+1) \frac{\lambda}{2}$ , и  $\Delta\varphi = \pm(2m+1) \cdot \pi$ , то есть колебания в исследуемую точку приходят в противофазе. В данном случае  $m$  – целое число  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ ,  $\lambda$  – длина волны в вакууме и в воздухе.

Явление дифракции возникает при нарушении целостности волновой поверхности и проявляется, в частности, в нарушении закона прямолинейного распространения света (проникновении света в область геометрической тени), то есть огибание волнами препятствий, соизмеримых с длиной падающей волны на это препятствие.

Задача дифракции заключается в нахождении распределения освещенности на экране в зависимости от размеров и формы препятствий. В большинстве случаев явление дифракции можно объяснить используя принцип Гюйгенса – Френеля.

Согласно принципу Гюйгенса, каждую точку, в которую пришла волна от источника, можно принять за центр вторичных волн. Френель дополнил и развил эту идею следующими положениями: вторичные волны когерентны и интерферируют при наложении.

Дифракция света в параллельных лучах называется дифракцией Фраунгофера (источник удален от экрана на большое расстояние). В данной работе изучается дифракция Фраунгофера. В этом случае дифракционная картина наблюдается в виде темных и светлых полос, если падает монохроматический свет, то есть свет с длиной волны  $\lambda$ .

### Дифракционная решетка

Рассмотрим систему  $N$  одинаковых щелей (рисунок 61.1) шириной  $a$ , разделенных одинаковыми непрозрачными промежутками  $b$ , такая система называется дифракционной решеткой.

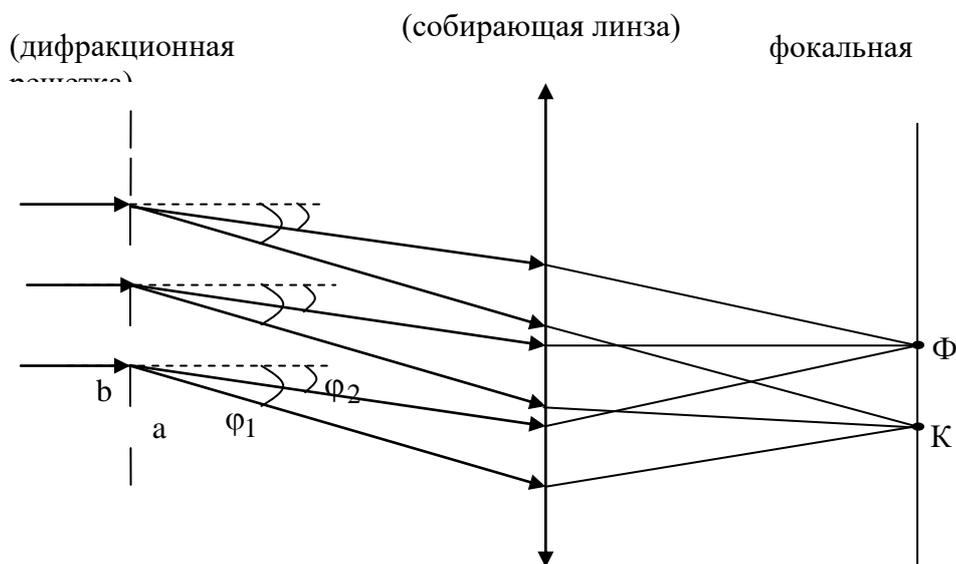


Рисунок 61.1

Пусть свет падает на решетку нормально. За щелями в результате дифракции лучи будут распространяться под различными углами к лучам, падающими на решетку. Если на пути этих лучей поместить собирающую линзу, то в фокальной плоскости этой линзы в одной точке соберутся лучи, отклоненные под одинаковыми углами. Оптическая разность хода между соответствующими лучами от соседних щелей равна  $\Delta = (a + b) \cdot \sin \varphi$ , где угол  $\varphi$  – это угол между направлением падающего луча на щель и отклонённым лучом при дифракции, или  $\Delta = d \cdot \sin \varphi$ , где  $d = a + b$  – называется периодом дифракционной решетки, этой разности хода соответствует

$$\text{разность фаз } \Delta\varphi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$$

Если  $\Delta = \lambda$ , то  $\delta = 2\pi$ , следовательно, лучи придут в одинаковых фазах, и будут усиливать друг друга.

Условие образования максимумов в этом случае имеет вид:  $d \cdot \sin \varphi = m\lambda$ , где  $m = 0; \pm 1; \pm 2 \dots$ . Эти максимумы называются главными.

Из условия максимума следует, что при  $m=0$ ,  $\varphi=0$ . На экране получается максимум нулевого порядка. При  $m=\pm 1$  по обе стороны от нулевого возникают два дифракционных максимума первого порядка и так далее.

При освещении дифракционной решетки белым светом, полоса нулевого порядка белого цвета, так как для  $\varphi=0$  условие максимума выполняется для любых длин волн. Каждая полоса порядка  $m \neq 0$  представляет собой спектр, причем красному его краю соответствует больший угол дифракции.

Интенсивность максимумов постепенно убывает, число дифракционных спектров ограничено и определяется условием

$$\sin \varphi = m \frac{\lambda}{d} \leq 1 \quad (61.1)$$

Дифракционная решетка является хорошим спектральным прибором, широко используется в спектроскопии, в частности, для измерения длин волн света.

### Описание экспериментальной установки и метода измерений

Используемый в работе прибор состоит из линейки (1) с делениями, на одном конце которой закреплена дифракционная решетка (2), вдоль которой свободно может перемещаться экран со щелью и миллиметровой шкалой (3) (рисунок 61.2).

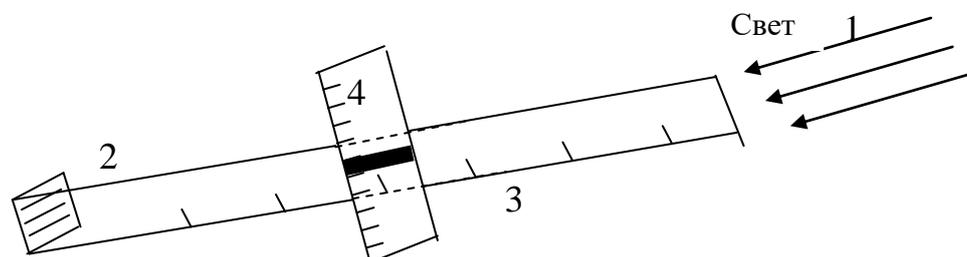


Рисунок 61.2

Если на щель (4) направить пучок света от источника, то посмотрев на нее через дифракционную решетку (2), по обе стороны от нее на шкале подвижного экрана (3) можно увидеть дифракционную картину – максимумы нескольких порядков, разделенные минимумами. Если свет белый, то максимумы будут представлять собой спектры белого света. Явление это объясняется следующим образом: на сетчатке глаза в фокальной плоскости хрусталика глаза собираются параллельные пучки лучей, отклоненные решеткой. Если угол отклонения ( $\varphi$ ) удовлетворяет условию  $d \sin \varphi = m\lambda$ , то в точке Ф (рисунок 61.1) получается изображение щели, соответствующее длине волны  $\lambda$ . Наблюдатель увидит это изображение на шкале на продолжении лучей, попавших в глаз. Из формулы  $d \cdot \sin \varphi = m\lambda$  следует, что

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{m} \quad (61.2)$$

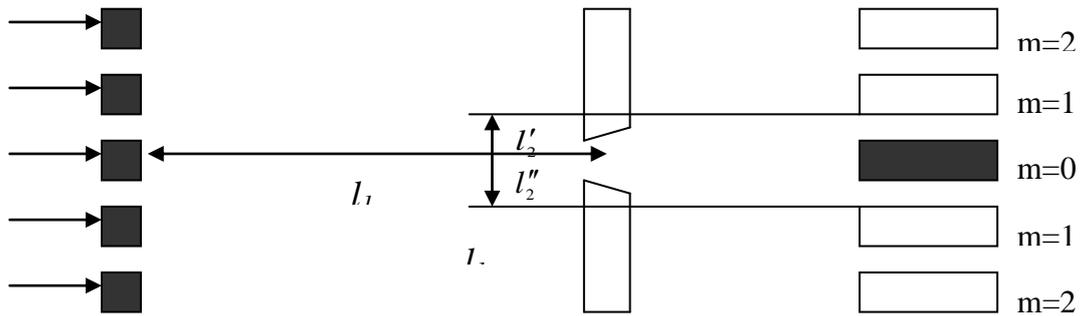


Рисунок 61.3

В соответствии с рисунком 61.3 для спектров малых порядков отклонения лучей угол мал, так как  $l_2 \ll l_1$ ,

где  $l_1$  – расстояние, отсчитанное по линейке (1) от дифракционной решетки до экрана со щелью;

$l_2$  – расстояние от щели до выбранной линии спектра, отсчитанное по шкале подвижного экрана (3).

Тогда

$$\sin \varphi \cong \operatorname{tg} \varphi = \frac{l_2}{l_1},$$

откуда

$$\lambda = \frac{dl_2}{l_1} \text{ или } \lambda = \frac{l_2}{Nl_1},$$

$$N = \frac{1}{d},$$

где  $N$  – число щелей на единицу длины для данной дифракционной решетки.

## Лабораторная работа Определение фокусных расстояний тонких линз

**Цель работы:** Изучение методов определения фокусного расстояния собирающих и рассеивающих линз.

**Приборы и принадлежности:** оптическая скамья с наборами рейтеров, собирающая (положительная) и рассеивающая (отрицательная) линзы, осветитель, экран, линейка.

### Теоретическое введение

Идеальной оптической системой называют систему, в которой сохраняется гомоцентричность пучков и изображение оказывается строго геометрически подобно предмету. Как показывает теория, изображение предметов с помощью идеальной оптической системы может быть построена без детального исследования хода лучей внутри системы и требует только знания фокусного расстояния и положение так называемых особых плоскостей.

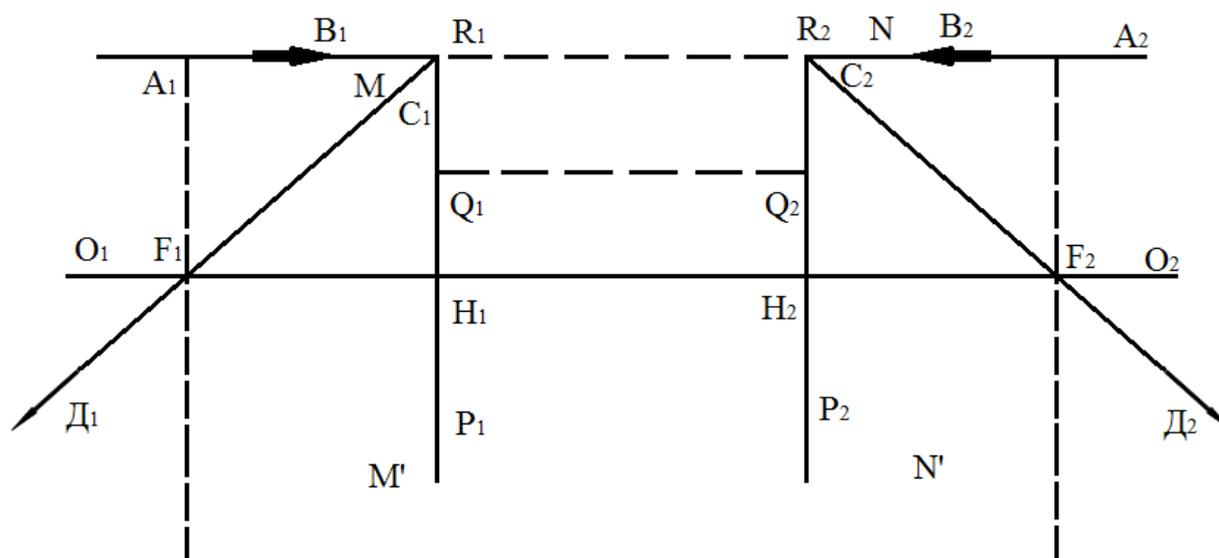


Рисунок 62.1

Идеальная оптическая система обладает осью симметрии, которая называется главной оптической осью. Пусть  $MM'$  и  $NN'$  – крайние поверхности, ограничивающие оптическую систему, а  $O_1O_2$  – главная оптическая ось согласно рисунку 62.1. Проведем луч  $A_1B_1$  – параллельный главной оптической оси. Этому лучу соответствует луч  $C_2D_2$  – выходящий из системы.

Ход лучей внутри оптической системы нас интересовать не будет. Точка  $F_2$  пересечения луча  $C_2D_2$  с главной оптической осью является изображением бесконечно удаленной точки. Точку  $F_2$  называют задним фокусом системы (фокусом в пространстве изображений).

Плоскость, перпендикулярная  $O_1O_2$  и проходящая через  $F_2$  называется фокальной плоскостью. Задний фокус оптической системы не всегда лежит справа от нее, как это

изображение на рисунке 62.1. Так, в рассеивающих системах фокус может лежать слева от оптических поверхностей, входящих в состав системы.

Рассмотрим теперь луч  $A_2B_2$ , входящий в систему справа и лежащий на продолжении луча  $A_1B_1$ . Слева из системы выйдет луч  $C_1D_1$ , сопряженный лучу  $A_2B_2$ . Точку  $F_1$  называют передним фокусом системы (фокус в пространстве предметов). Исходящие из него лучи в пространстве изображений будут параллельны оптической оси.

Продолжим теперь  $C_1D_1$  и  $C_2D_2$  до пересечений с продолжениями  $A_1B_1$  и  $A_2B_2$ , отметим точку пересечения  $R_1$  и  $R_2$ . Легко видеть, что эти точки сопряжены, т.е. являются изображением друг друга. Действительно, точка  $R_1$  лежит на пересечении лучей  $A_1B_1$  и  $C_1D_1$ , а точка  $R_2$  на пересечении сопряженных им лучей  $C_2D_2$  и  $B_2A_2$  (для большей наглядности направление одной пары сопряженных лучей, например  $A_2B_2$  и  $C_1D_1$  можно изменить на противоположное, пользуясь обратимостью световых лучей). Из построения ясно, что  $R_1$  и  $R_2$  лежат на одинаковом расстоянии от главной оптической оси, т.е.

$$R_1H_1 = R_2H_2 \tag{62.1}$$

и поперечное увеличение равно +1.

Можно показать, что в идеальной системе все точки плоскости  $P_1$  перпендикулярной главной оптической оси и проходящей через точку  $R_1$  попарно сопряжены точкам плоскости  $P_2$ . При этом сопряженные точки находятся на одинаковом расстоянии от оси (например точки  $Q_1Q_2$ ). Плоскости  $P_1$  и  $P_2$  называются главными плоскостями, а точки  $H_1$  и  $H_2$  – главными точками системы. Расстояние от главных точек системы до фокусов называется фокусными расстояниями:

В том случае, когда с обеих сторон находятся одна и та же среда (например воздух). Если известно положение фокусов и главных плоскостей, изображение предмета может быть найдено путем простых геометрических построений.

Рисунок 62.2 иллюстрирует эти построения.

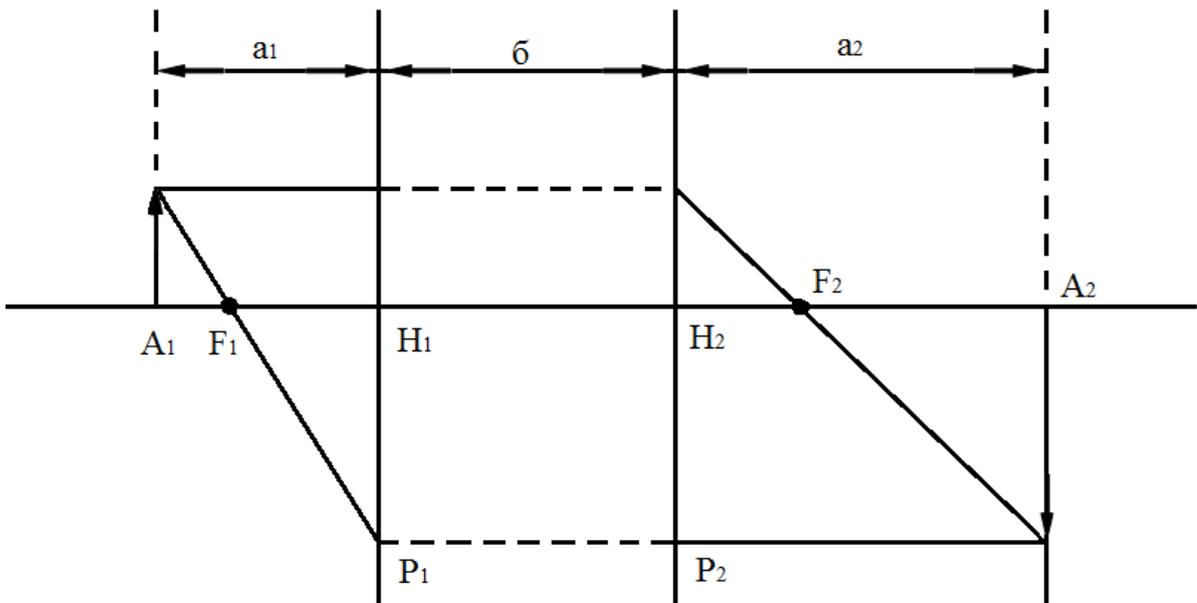


Рисунок 62.2

Оптическая система называется положительной (собирающей), если передний фокус  $F_1$  лежит левее главной плоскости  $P_1$ . Если же  $F_1$  располагается правее  $P_1$ , а  $F_2$  – левее  $P_2$ , система называется отрицательной или рассеивающей. Фокусному расстоянию системы приписывается определенный знак плюс – для системы собирающей, минус – для рассеивающей.

Если определить положение предмета и изображения по их расстояниям от соответствующих главных плоскостей (рисунок 62.2), то легко установить отношение между этими расстояниями и фокусными расстояниями системы:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{f} \quad (62.2)$$

В формуле (62.2)  $a_1$  считается положительным, если предмет лежит слева от передней главной плоскости (от главной плоскости в пространстве предметов), а  $a_2$  положительно, если изображение лежит справа от задней главной плоскости (от главной плоскости в пространстве изображений).

Следует подчеркнуть, что главные плоскости и главные точки могут лежать как внутри, так и вне системы и при этом располагаются несимметрично относительно поверхностей, ограничивающих оптическую систему. Большой интерес представляет случай, когда размер системы в направлении главной оптической оси значительно меньше фокусного расстояния. В этом случае главные плоскости  $P_1$  и  $P_2$  ( $H_1$  и  $H_2$ ) (рисунок 62.2) практически совпадают друг с другом и располагаются где-то посередине системы. Такая оптическая система называется тонкой линзой. Формула (62.2) остается, конечно, справедливой и для тонкой линзы. Расстояния  $a_1$  и  $a_2$  и фокусное расстояние  $f$  можно в этом случае приближенно отсчитывать от центра линзы.

Линза характеризуется оптической силой  $D = \frac{1}{f}$ , измеряемой в диоптриях величиной, обратной фокусному расстоянию, выраженному в метрах.

Для рассеивающих линз фокус является мнимым, и для его отыскивания берут не сами лучи, а их продолжение.

Для построения изображения предмета с помощью одной линзы пользуются лучами, ход которых через линзу известен. Обычно берут два луча из трех (рисунок 62.3):

- 1) луч 1 – проходящий через оптический центр, он проходит через оптический центр не преломляясь;
- 2) луч 2 – падающий на линзу параллельно ее главной оптической оси. Этот луч после выхода из линзы пройдет через фокус;
- 3) луч 3 – проходящий через фокус, после выхода из линзы он идет параллельно главной оптической оси.

Изображение предмета в зависимости от того, на каком расстоянии он будет находиться от линзы, может получиться увеличенным, действительным, мнимым. Мнимым изображением предмета называется такое его изображение, которое находится перед линзой по одну сторону с предметом.



## Лабораторная работа

### Определение увеличения микроскопа и коэффициента преломления стекла

**Цель работы:** ознакомиться с устройством микроскопа, принципами построения изображения в микроскопе; определить показатель преломления стекла при помощи микроскопа.

**Приборы и принадлежности:** микроскоп с круговым индикатором, микрометр, стеклянная пластинка с штрихами на обеих поверхностях.

### Теоретическое введение

Среди различных оптических приборов широкое распространение получили приборы, которые предназначены для вооружения глаза. К таким приборам относятся очки, лупы, зрительные трубы (бинокли), микроскопы.

Важнейшей характеристикой оптических приборов, которые предназначены для визуального наблюдения предметов, является видимое увеличение.

Видимое увеличение определяется через углы зрения. Углом зрения называется угол, под которым виден предмет (или его изображение), расположенный перпендикулярно к оптической оси.

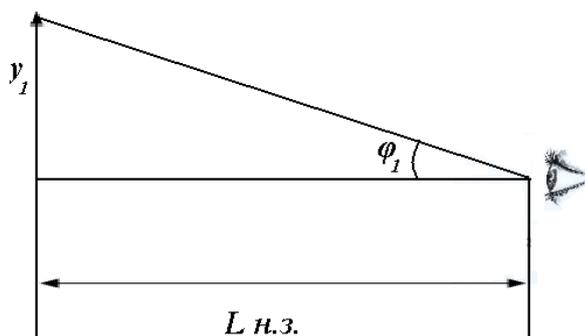


Рисунок 63.1

Видимым увеличением оптического прибора  $\Gamma$  называется отношение тангенса угла зрения  $\varphi_2$ , при наблюдении предмета через прибор, к тангенсу угла зрения  $\varphi_1$ , при наблюдении невооруженным глазом предмета, который должен быть расположен на расстоянии наилучшего зрения  $L_{н.з.} = 25$  см от глаза (при расчете увеличения лупы и микроскопа, рисунок 63.1) или на том же самом расстоянии, что при наблюдении через прибор (для зрительных труб).

Таким образом

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi_2}{\operatorname{tg} \varphi_1} \quad (63.1)$$

Определим сначала угловое увеличение, даваемое лупой. Ход лучей представлен на рисунке 63.2.

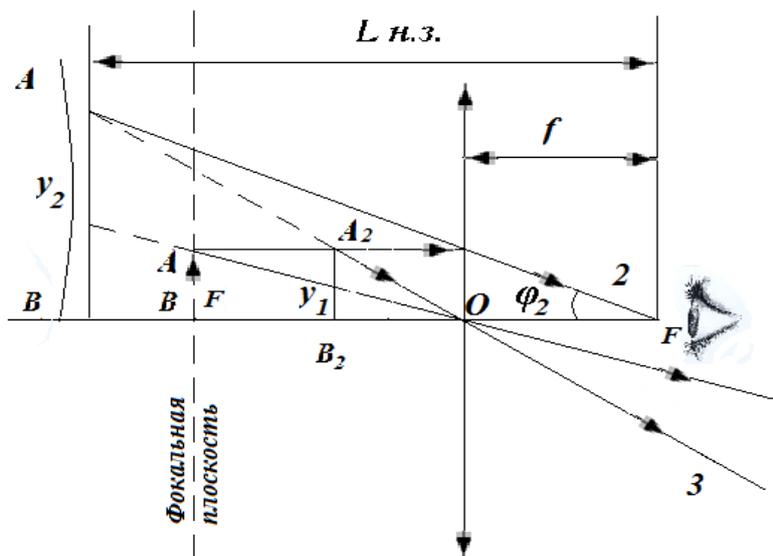


Рисунок 63.2

Предмет АВ располагается в фокальной плоскости F. Лучи, выходящие из одной и той же точки предмета, (например 1 и 2), идут после лупы параллельно. Для получения изображения предмета на сетчатке, глаз аккомодируется на бесконечность. Возможно размещение предмета между фокусом и линзой ( $A_2B_2$ ). Изображение на сетчатке в этом случае получится при аккомодации глаза на мнимое изображение  $A_1B_1$ , расположенное на таком расстоянии от глаза, которое является наиболее удобным для зрения ( $L_{н.з.}$ ).

Тогда получим

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{y_2}{L_{н.з.}} \quad (63.2)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{y_1}{L_{н.з.}} \quad (63.3)$$

и угловое увеличение

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi_2}{\operatorname{tg} \varphi_1} = \frac{y_2}{y_1} = \beta \quad (63.4)$$

т.е. угловое увеличение  $\Gamma$  равно в данном случае поперечному увеличению  $\beta$ . Глаз располагается практически вблизи заднего фокуса лупы, поэтому

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{y_1}{f} \quad (63.5)$$

далее имеем

$$\Gamma = \frac{\frac{y_1}{y}}{L_{н.з.}} = \frac{L_{н.з.}}{f}, \quad (63.6)$$

где  $f$  – фокусное расстояние в метрах;

$$L_{н.з.} = 25 \text{ см.}$$

## Микроскоп

С помощью оптических микроскопов рассматриваются близко расположенные предметы (или отдельные части его) с большим увеличением. Ход лучей в микроскопе показан на рисунке 63.3.

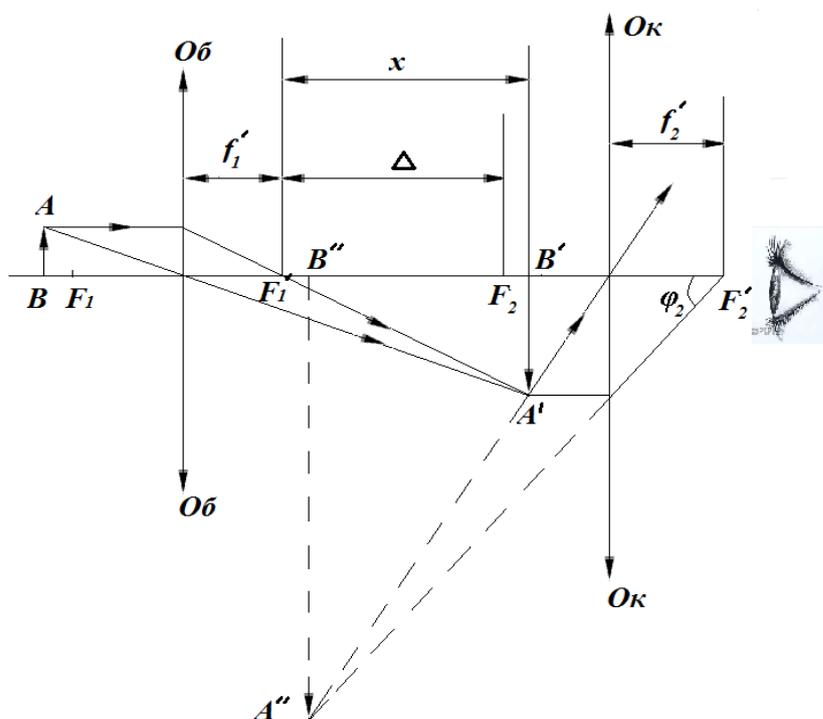


Рисунок 63.3

Предмет  $AB$  размещается вблизи передней фокальной плоскости объектива ( $Oб$ ). Объектив дает увеличенное действительное обратное изображение  $A'B'$ , которое рассматривается через окуляр, как через лупу. Изображение  $A'B'$  должно располагаться вблизи переднего фокуса окуляра  $F_2$ , поэтому можно считать, что  $X = \Delta$ , где  $\Delta$  – расстояние между задним фокусом  $F_1'$  объектива и передним фокусом окуляра  $F_2$ .

Поперечное увеличение, даваемое объективом, равно

$$\beta_1 = \frac{A'B'}{AB} = \frac{X}{f_1'} \quad (63.7)$$

отсюда найдем размер изображения  $A'B'$

$$A'B' = AB \cdot \frac{\Delta}{f_1'} = AB \cdot \beta_1 \quad (63.8)$$

Изображение  $A'B''$  видно под углом  $\varphi_2$

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{A'B'}{f_2'} = \frac{AB \cdot \Delta}{f_1' \cdot f_2'} \quad (63.9)$$

По определению

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{AB}{L_{н.з.}} \quad (63.10)$$

Найдем угловое увеличение микроскопа

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi_2}{\operatorname{tg} \varphi_1} = \frac{AB \cdot \Delta}{f_1' \cdot f_2'}$$

$$\frac{L_{н.з.}}{AB} = \frac{\Delta}{f_1'}$$

$$\frac{L_{н.з.}}{f_2'} = \beta_1 \cdot \beta_2$$

т.е. увеличение микроскопа равно произведению увеличений объектива и окуляра. Их значения приводятся на оправе объективов и окуляров в виде:  $8^x$ ,  $20^x$  и т.д. (8-кратное, 20-кратное увеличение).

### Описание микроскопа

Микроскоп состоит из тубуса, в нижней части которого расположен объектив (Об), а в верхней – окуляр (Ок). Объектив представляет собой систему линз называется полевой, другая – глазной.

Тубус микроскопа расположен над столиком, под которым располагается зеркало. Зеркало располагается так, чтобы лучи от какого –нибудь источника света направлялись на предмет. Тубус микроскопа с помощью винта ставят в такое положение, при котором предмет АВ оказывается расположенным немного далее главного фокуса объектива. Это изображение  $A''B''$ .

Микроскоп имеет, как правило, несколько объективов разной оптической силы. Точное калибровочное перемещение тубуса осуществляется при помощи микрометрического винта, на головке которого нанесены соответствующие деления.

## **Лабораторная работа**

### **Наблюдение дифракции на объектах простейшей конфигурации**

**Цель работы:** Наблюдение дифракции лазерного излучения на объектах простейшей конфигурации.

**Приборы и принадлежности:** Гелий-неоновый лазер типа ЛГ-209, различные объекты для наблюдения дифракции: щель, отверстие (круглое), двумерная дифракционная решетка, линейка, экран.

### **Теоретическое введение**

Высокая степень когерентности и высокая направленность лазерного излучения открывают широкие возможности для изучения дифракционных явлений. Результаты экспериментов с лазером весьма наглядны и легко воспроизводимы, т. к. при этом отпадает множество ограничений, относящихся к размерам источника и объекта дифракции, к расстояниям, на которых может наблюдаться дифракционная картина и т.д. В работе исследуется дифракция лазерного излучения на объектах простейшей формы: щель, круглое отверстие и т.д.

Явление дифракции состоит в отклонении света от прямолинейного распространения вблизи непрозрачных препятствий. Дифракция света обусловлена взаимодействием световых волн с краями препятствий. Решение задачи дифракции заключается в нахождении распределения освещенности на экране в зависимости от размеров и формы препятствий. Известны два различных случая дифракционных явлений.

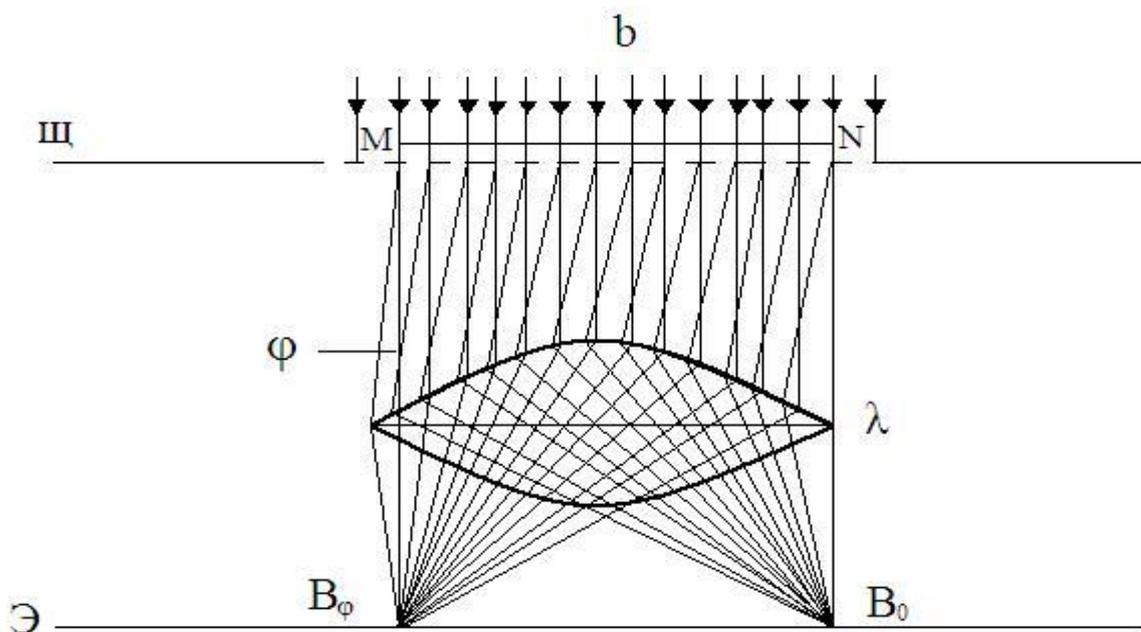
Дифракция Фраунгофера – такая дифракция, когда дифракционная картина образована системами параллельных лучей или когда расстояние от точечного источника света до дифракционного препятствия и расстояние от последнего до точки наблюдения дифракционной картины очень велики или бесконечны. Во втором случае оба упомянутых выше расстояния (или хотя бы одно из них) конечны. В этом случае имеем дифракцию сферических световых волн, так называемую дифракцию Френеля.

Различие между дифракцией Френеля и Фраунгофера определяется положением точки наблюдения по отношению к объекту, на котором происходит дифракция света.

### **Дифракция света от щели**

Наибольший интерес представляет случай Фраунгоферовой дифракции от щели.

Дифракцию плоской монохроматической световой волны от щели шириной  $b$ .



Л – линза; Щ – экран со щелью; Э – экран, где получена дифракционная картина;  $\varphi$  – угол дифракции;  $\lambda$  – длина волны

Рисунок 64.1

Расчеты показывают, что интенсивность света на экране при нормальном падении на щель параллельных лучей, выражается формулой

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi^2 b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)^2}, \quad (64.1)$$

где  $I_0$  – интенсивность света, идущего от всей щели в направлении равно 0;

$b$  – ширина щели, м;

$\lambda$  – длина волны, м;

$\varphi$  – угол дифракции, градус;

$I_{\varphi}$  – интенсивность света при  $\varphi \neq 0$ .

Из формулы (64.1) следует, что освещенность на экране меняется, принимая максимальные и минимальные значения.

При значениях угла дифракции  $\varphi$ , удовлетворяющих условию

$$\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = n\pi,$$

то есть

$$\sin \varphi = \frac{n\lambda}{b}, \quad (64.2)$$

где  $n=1,2,3, \dots$ ;

$\lambda$  – длина волны, м;

$b$  – ширина щели, освещенность равна 0, м.

Данное условие, соответствующее формуле (64.2) является условием минимума освещенности.

При некоторых углах дифракции наблюдается максимальная освещенность в некоторых точках экрана (при  $\varphi = 0$ ,  $I_\varphi = I_0$ ) (рисунок 64.2). Расчеты показывают, что интенсивности главного и следующих максимумов относятся как  $1 : 0,047 : 0,08 : 0,05$  и т.д. т.е. основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме.

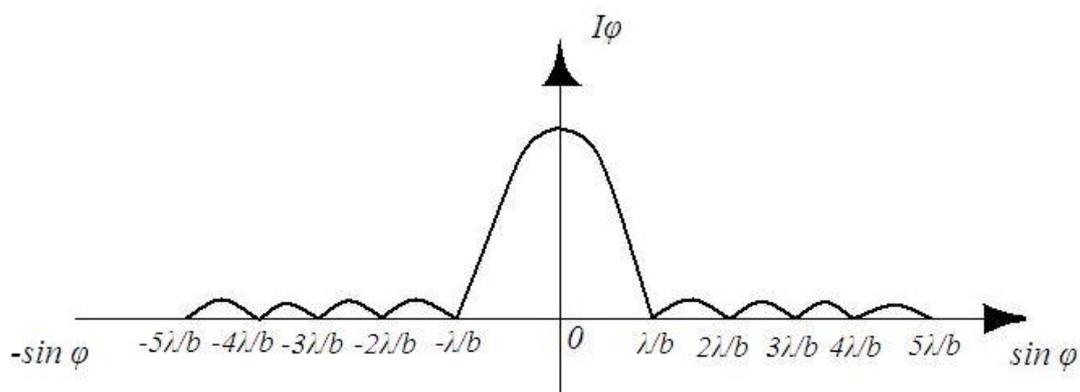


Рисунок 64.2 – Влияние некогерентности света на дифракцию

Падающий на щель свет мы предполагали монохроматическим. Однако на практике имеем дело не со строго монохроматической волной. При падении некогерентного света максимумы и минимумы (кроме центрального максимума) соответствующих длин волн будут смещены друг относительно друга. Однако эти максимумы слишком расплывчаты, т.е. при дифракции от одной щели практически не удается увидеть отчетливо разделение для различных длин волн.

Поэтому интересно рассмотреть влияние некогерентности света на дифракционную картину. Из рисунка видно, что чем больше длина волны, тем больше смещение соответствующих максимумов относительно центра.

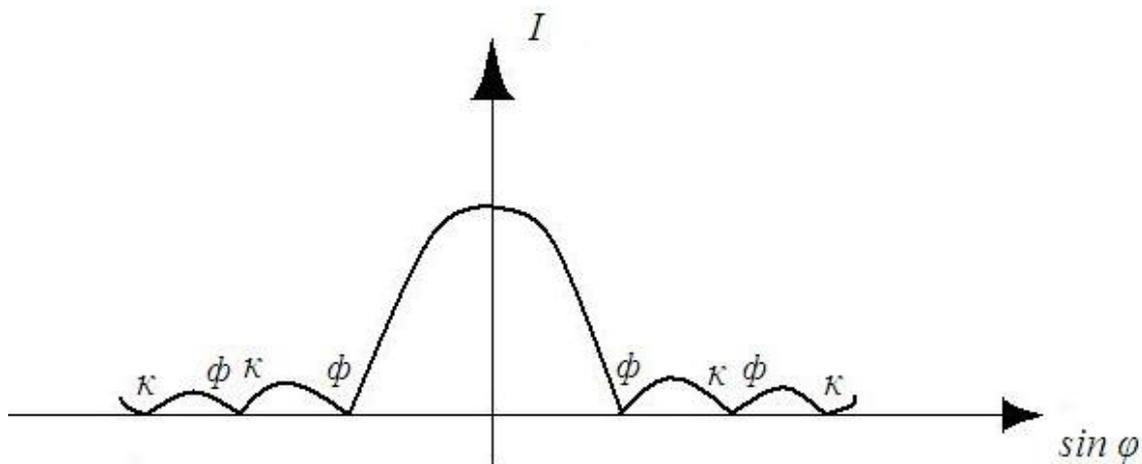


Рисунок 64.3 – Влияние ширины щели

При увеличении ширины щели происходит перемещение максимумов и минимумов относительно центра.

Из формулы (64.2) следует, что с уменьшением ширины щели дифракционная картина расширяется (увеличивается угол дифракции). При  $b = \lambda$  (что соответствует  $\sin \varphi = 1$ ,  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ), центральный максимум расплывается, что приводит к равномерному освещению экрана. При  $b < \lambda$ , т.е. дальнейшее уменьшение ширины щели приводит к отклонению от теории Френеля.

Увеличение ширины щели приводит к сужению центрального максимума и увеличению яркости. При  $b \geq \lambda$  мы получаем в центре резкое изображение света.

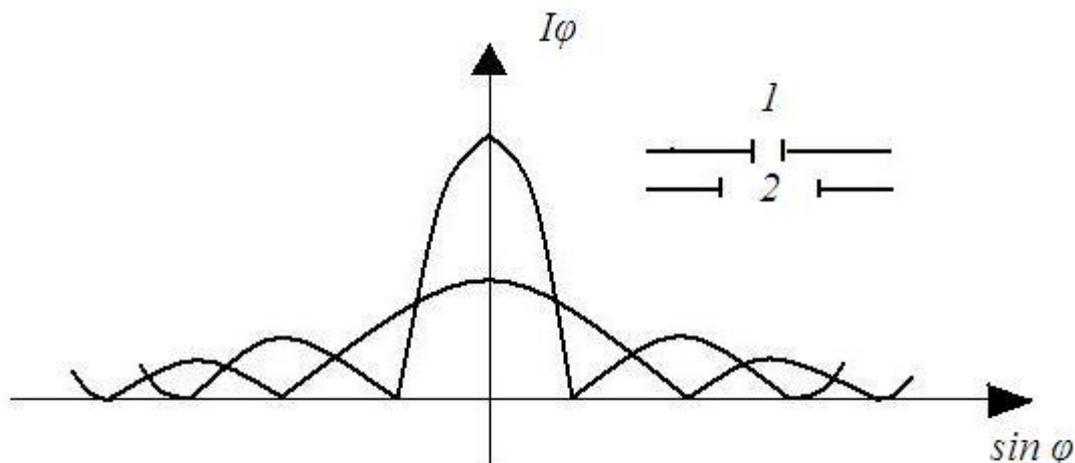


Рисунок 64.4 – Дифракция света от круглого отверстия

Для получения дифракционной картины достаточно больших угловых размеров необходимо использовать очень небольшое дифракционное отверстие. Однако такое отверстие пропускает мало света и получающаяся от него дифракционная картина имеет недостаточную для наблюдения интенсивность. Из теории известно, что в случае дифракции плоских световых волн перемещение отверстия в плоскости

экрана не должно сказываться на форме и угловых размерах дифракционной картины. Поэтому, если в экране сделать много одинаковых отверстий, то дифракционная картина от них будет такая же, как и от одного отверстия, а ее интенсивность будет равна сумме интенсивностей, даваемых каждым отверстием в отдельности.

На этом основании изготовлены крышки с большим числом одинаковых малых отверстий (круглых), позволяющих наблюдать дифракционные картины достаточной интенсивности.

Дифракция плоских световых волн от круглого отверстия качественно не отличается от соответствующей френелевой дифракции – центральное яркое пятно охватывается concentрическими светлыми и темными дифракционными кольцами с центром в геометрическом изображении точечного источника.

Расчеты показывают, что угловые радиусы темных колец определяются приближенно формулой

$$\sin \varphi_m = m \frac{0,61}{r} \lambda, \quad (64.3)$$

где  $\varphi_m$  – угол с вершиной в центре круглого отверстия на экране радиусом  $r$ , под которым видно  $m$  – темное кольцо

так как

$$\sin \varphi_m \approx \operatorname{tg} \varphi_m \text{ и } \operatorname{tg} \varphi_m = \frac{x}{l},$$

то можно найти из формулы (64.3) радиус  $r$ .

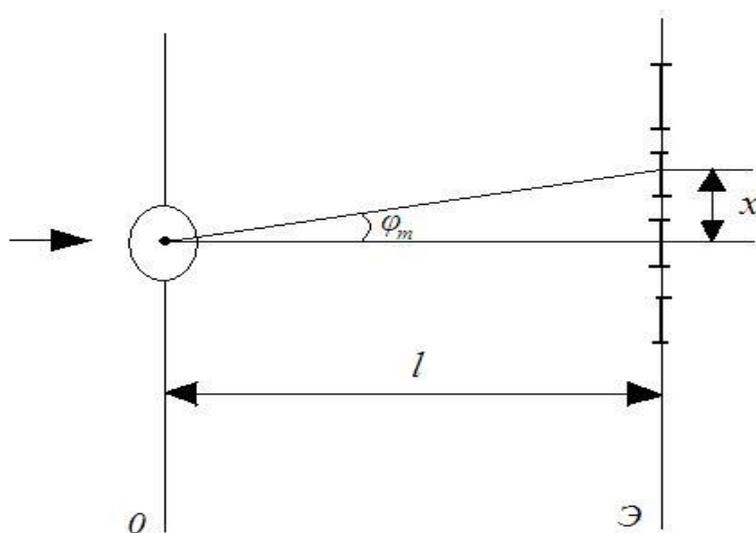


Рисунок 64.5 – Дифракционная решетка

Дифракционной решеткой называют любую периодическую структуру, способную повлиять на амплитуду или фазу падающей на нее электромагнитной волны.

Периодически меняющимся параметром может быть прозрачность, геометрическая толщина или коэффициент преломления.

Если на решетку падает плоская электромагнитная волна, то волновой фронт после решетки можно представить множеством плоских волн, распространяющихся, однако, только в определенных направлениях, удовлетворяющих условию

$$d \sin \varphi = k\lambda, \quad (64.4)$$

где  $d$  – постоянная решетки, м;

$\varphi$  – угол отклонения соответствующей волны от нормал (угол дифракции), градус;

$$k = 0, 1, 2, \dots$$

Дифракционная картина двумерной решетки будет иметь как рисунке 64.6. Центральная наиболее яркая (0; 0). По формуле (64.4) можно оценить постоянную решетки

$$\begin{aligned} d_x \sin \varphi_x &= k_x \lambda \\ d_y \sin \varphi_y &= k_y \lambda \end{aligned} \quad (64.5)$$

где  $d_x$  – период двумерной решетки по горизонтали, м;

$d_y$  – по вертикали, м;

$k_x, k_y$  – целые числа, определяющие порядок максимумов.

Значения  $\varphi_x$  и  $\varphi_y$  определяются из соотношения

$$\begin{aligned} \sin \varphi_x &\approx \operatorname{tg} \varphi_x = \frac{x}{l} \\ \sin \varphi_y &\approx \operatorname{tg} \varphi_y = \frac{y}{l} \end{aligned} \quad (64.6)$$

где  $x$  – расстояние от нулевого максимума до максимума порядка по оси ОХ, м;

$y$  – соответствующее расстояние от нулевого максимума до максимума порядка  $k_2$  по оси ОУ, м;

$l$  – расстояние от решетки до экрана, м.

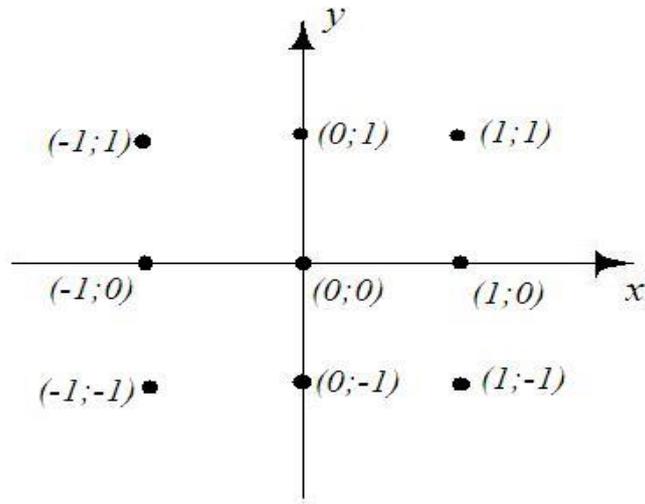


Рисунок 64.6

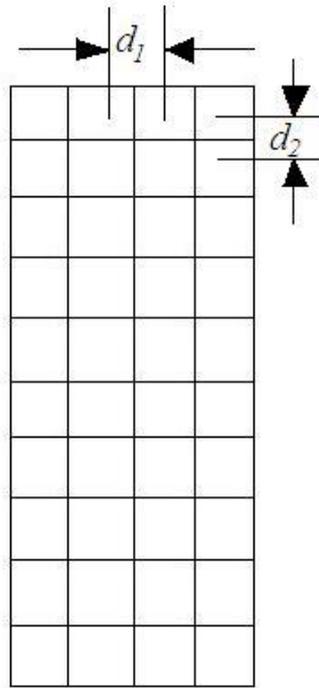


Рисунок 64.7

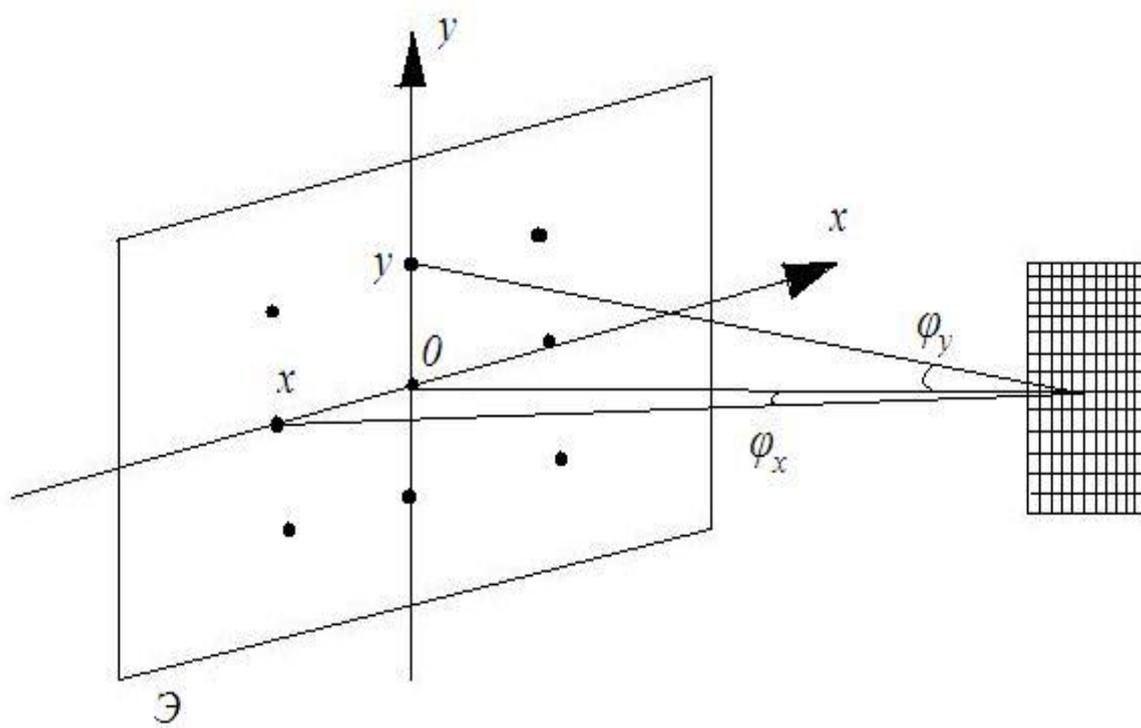


Рисунок 64.8

## Лабораторная работа Проверка Закона Малюса

### Цель работы:

- 1) изучение свойств плоскополяризованного света;
- 2) проверка закона Малюса.

### Теоретическое введение

#### Поляризация света

Световые волны – это электромагнитные волны, у которых векторы напряженностей электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей волны взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору скорости  $\vec{V}$  распространения волны. Поэтому все рассуждения ведутся относительно светового вектора – вектора напряженности  $\vec{E}$  электрического поля, так как электрическое поле действует на электроны в атомах вещества. Плоскость, в которой происходят колебания вектора  $\vec{E}$ , называется плоскостью поляризации. Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы же излучают световые волны независимо друг от друга, поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными равновероятными колебаниями светового вектора в соответствии с рисунком 65.1 а.



Рисунок 65.1

Это естественный свет. Если свет, в котором вектор  $\vec{E}$  колеблется в определенной плоскости, называется плоскополяризованным согласно рисунку 65.1 б.

Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный, используя так называемые поляризаторы, пропускающие колебания только определенного направления и полностью задерживающие колебания перпендикулярно этой плоскости. Из природных кристаллов в качестве поляризатора используется турмалин. Рассмотрим классические опыты с турмалином.

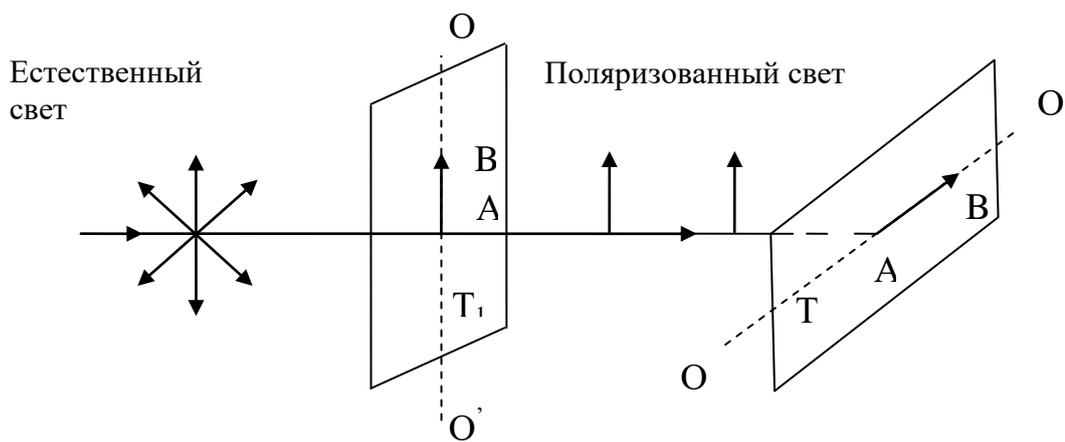


Рисунок 65.2

Направим естественный свет перпендикулярно пластинке турмалина  $T_1$ , вырезанной параллельно оптической оси  $OO'$ . Вращая кристалл  $T_1$ , вокруг направления луча, никаких изменений интенсивности  $J_0$  прошедшего через турмалин света не наблюдаем. Если на пути луча поставить вторую пластинку турмалина  $T_2$  и вращать её вокруг направления луча, то интенсивность света  $J$ , прошедшего через пластинки, меняется в зависимости от угла  $\varphi$  между оптическими осями кристаллов по закону Малюса

$$J = J_0 \cos^2 \varphi, \quad (65.1)$$

где  $J$  – интенсивностью световой волны называется величина численно равная средней энергии, переносимой световой волной за единицу времени через единицу площади поверхности, перпендикулярной к лучу.

Интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды волны.

### Описание установки и метода измерения

Экспериментальная установка представлена на рисунке 65.3

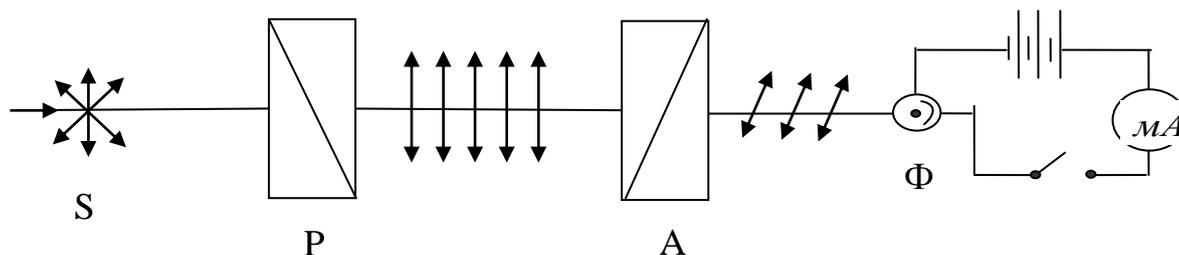


Рисунок 65.3

В данной работе используется: S – естественный источник света, P – поляризатор, это поляроид, свет пройдя через него будет плоскополяризованным, интенсивностью  $I_0$ . На пути поляризованного света находится ещё один поляроид, называемый анализатором A, который может вращаться вокруг оптической оси, интенсивность света, вышедшего из анализатора I зависит от угла  $\varphi$ . Свет, вышедший из анализатора, падает на фотокатод вакуумного фотоэлемента Ф. Величина фототока I измеряемая микроамперметром  $мА$ , пропорциональна интенсивности света, проходящего через анализатор. При вращение анализатора она должна изменяться по закону Малюса

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (65.2)$$

Максимальный фототок  $I_0$  через фотоэлемент соответствует значению угла  $\varphi = 0$ , минимальный фототок наблюдается при  $\varphi = 90^\circ$ . Если на фотоэлемент не попадает рассеянный свет со стороны, то минимальный фототок должен быть равен нулю.

## Лабораторная работа Изучение поляризации света

**Цель работы:** изучить поляризацию света поляроидами при отражении, преломлении, искусственную анизотропию, дихроизм, двойное лучепреломление.

**Оборудование:** аппарат проекционный, два поляроида, стойка стеклянных пластинок в оправе, пресс винтовой с моделью рельса, пластинка для демонстрации изгиба, пластинка оконного стекла, переносной экран, кристалл исландского шпата, лазер.

### Теоретическое введение

Луч света, испускаемый каким-либо источником, можно рассматривать как совокупность электромагнитных волн. Электромагнитные волны поперечны, т. е. колебания векторов напряженности электрического и магнитного полей происходят в направлениях, перпендикулярных лучу. В луче света, как правило, присутствуют волны с различными ориентациями колебаний электрического и магнитного векторов, преимущественного направления колебаний нет (рисунок 66.1).

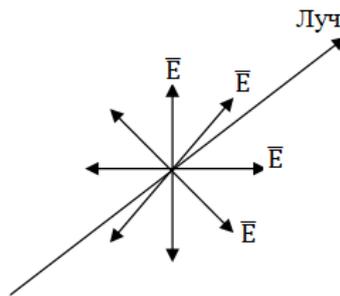


Рисунок 66.1

Такой свет называют естественным светом. Свет, в котором направления колебаний упорядочены каким-либо образом, называют поляризованным.

Если колебания электрического и магнитного векторов происходят только в одной плоскости, то свет называют плоско или линейно-поляризованным (рисунок 66.2). Плоскость, проходящая через электрический вектор и направление распространения электромагнитной волны, называется плоскостью колебания.

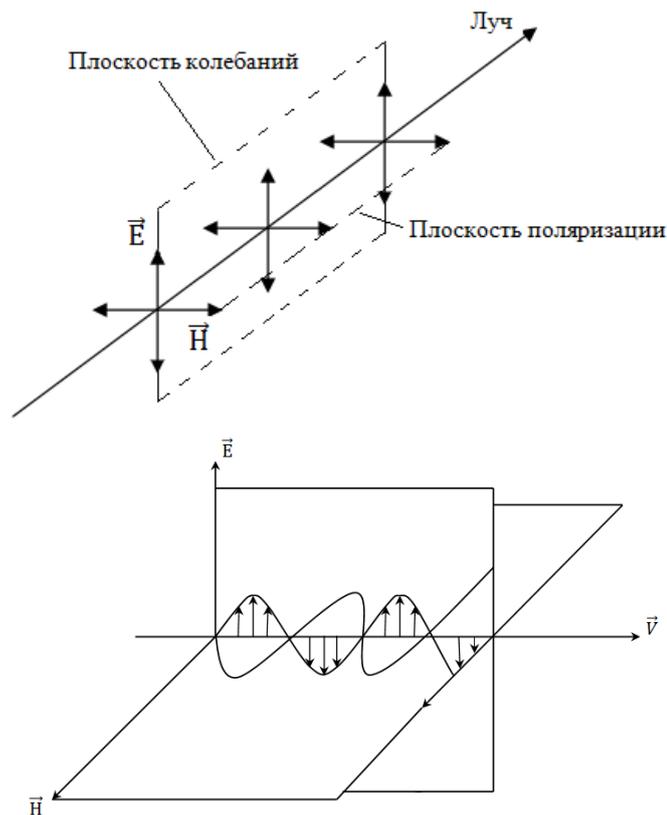


Рисунок 66.2

Если свет представляет собой такую волну, вектор  $\vec{E}$  (световой вектор) в которой вращается со временем так, что конец его описывает эллипс, то такой свет мы называем эллиптически поляризованным.

Эллиптическая поляризация – наиболее общий вид поляризации поперечной волны, линейная поляризация является частичным случаем эллиптической, когда длина одной из осей эллипса равна нулю. Если полуоси эллипса равны – имеем еще один частный случай – круговую (циркулярную) поляризацию.

В зависимости от направления вращения вектора  $\vec{E}$  различают правую и левую эллиптическую и круговую поляризацию. Если по отношению к направлению, противоположному направлению луча, вектор  $\vec{E}$  вращается по часовой стрелке, поляризация называется правой, в противном случае – левой.

Плоскополяризованный свет можно получить из естественного с помощью приборов, называемых поляризаторами. Эти приборы свободно пропускают колебания, параллельные плоскости, которую мы будем называть плоскостью поляризатора PP (рисунок 66.3) и полностью задерживают колебания, перпендикулярные этой плоскости.

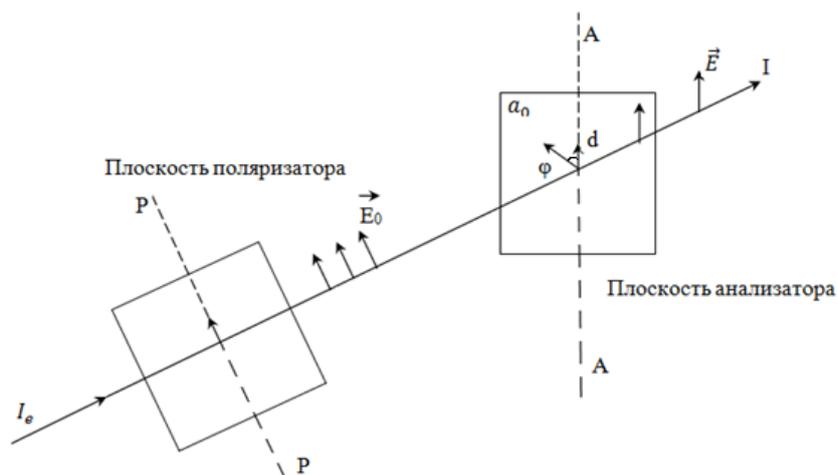


Рисунок 66.3

Поляризацию можно обнаружить с помощью аналогичного поляризатору приспособления, называемого анализатором.

Рассмотрим следующий опыт. Направим свет перпендикулярно поверхности кристалла турмалина  $T_1$  (рисунок 66.4) вырезанного параллельно так называемой оптической оси PP. Вращая кристалл  $T_1$  вокруг луча, проследим за изменением интенсивности света прошедшего через него. При вращении кристалла не происходит изменения интенсивности света.

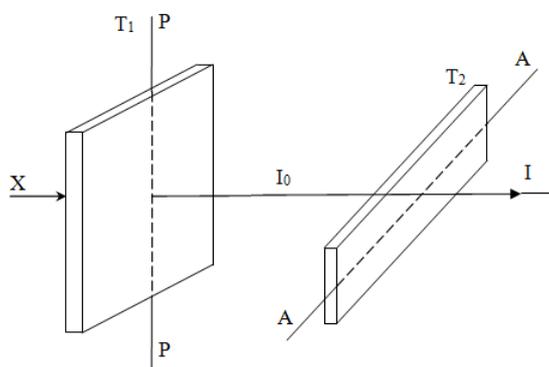


Рисунок 66.4

Если на пути луча поставить второй, идентичный и параллельный первому кристалл турмалина (рисунок 66.4), то при вращении одного из них (или) вокруг луча интенсивность прошедшего сквозь эти пластинки света меняется в зависимости от угла между осями PP и AA кристаллов согласно закону, установленному Малюсом:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (66.1)$$

где  $I_0$  и  $I$  – соответственно интенсивности падающего на второй кристалл и вышедшего из него света.

Заметим, что первая пластинка кристалла турмалина  $T_1$  превращает естественный свет в линейно-поляризованный и называется поляризатором. Вторая пластина кристалла турмалина  $T_2$  называется анализатором. Такое деление, безусловно является относительным. Если пропускать свет в противоположном направлении, то, кристалл  $T_2$  будет играть роль поляризатора, а кристалл  $T_1$  – роль анализатора.

**Поляризация света при отражении и преломлении.** Если направить пучок, естественного света, на границу раздела двух диэлектриков, то часть света отражается, а часть, преломляясь, распространяется во второй среде. Располагая анализатор на пути луча можно исследовать поляризацию отраженного и преломленного лучей. Оказалось, что в общем случае отраженный и преломленный лучи поляризованы частично, т. е. электрический и магнитный векторы этих лучей, оставаясь в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света, совершают колебания преимущественно, но не исключительно в одном направлении. При некотором строго определенном для данной пары сред значении угла падения отраженный от границы раздела свет оказывается полностью линейно-поляризованным. Такой угол падения называется углом Брюстера  $\varphi_B$  и определяется согласно закону, установленному Брюстером

$$\operatorname{tg} \varphi_B = n_{21} \quad (66.2)$$

где  $n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$  – отношение показателя преломления второй среды к показателю преломления первой среды.

**Поляризация при двойном лучепреломлении.** В 1670 г. Э. Вартолинус открыл явление двойного лучепреломления в кристаллах исландского шпата. Оно заключается в том, что при наблюдении через кристалл видно два изображения рассматриваемого объекта, т. е. световой луч разделяется на два луча. (рисунок 66.5 и 66.6).

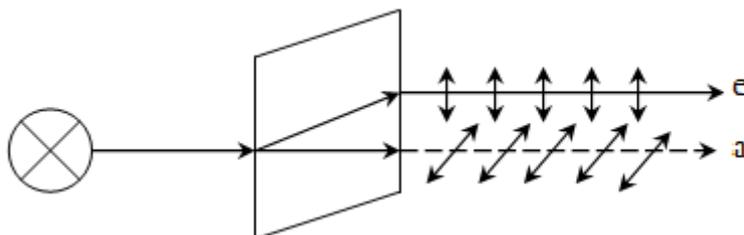


Рисунок 66.5

При двойном, лучепреломлении один из лучей удовлетворяет обычному закону преломления и лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью. Этот луч называется обыкновенным (o). Для другого луча, называемого необыкновенным (e), отношение синуса угла  $\sin i$  падения к синусу угла  $\sin r$  преломления ( $\sin i / \sin r$ ) не остается постоянным при изменении угла падения. Если кристалл вращать вокруг

направления падающего луча, то обыкновенный луч будет оставаться на месте, а необыкновенный будет описывать круг вокруг первого.

Анализ показывает, что оба луча плоскополяризованы и притом во взаимно перпендикулярных плоскостях. Двойное лучепреломление наблюдается для всех прозрачных кристаллов, за исключением принадлежащих к кубической системе.

Преломление в кристалле, в котором отсутствует двойное лучепреломление, называют оптической осью кристалла. Если в кристалле таких направлений два, то кристалл называют двуосным.

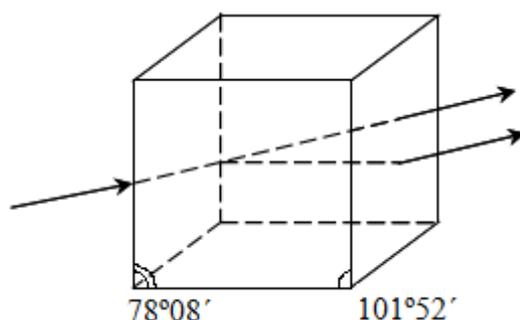


Рисунок 66.6 – Кристалл исландского шпата, который легко выкалывается в виде ромбоэдра, с указанными значениями углов.

Кристалл представляет собой анизотропную среду, т.е его физические свойства, в том числе и оптические, меняются в зависимости от направления в кристалле. Поскольку световой луч в кристалле разделяется на два луча, то очевидно, что кристалл характеризуется двумя различными показателями преломления:  $n_0$  и  $n_e$ . Измерения показывают, что у исландского шпата  $n_0 = 1,658$  для желтого света, а  $n_e$  меняется от 1,486 до 1,658. Следовательно, для этого кристалла  $n_0 \geq n_e$ .

**Искусственное двойное лучепреломление.** В однородном изотропном теле под воздействием механических усилий может возникнуть оптическая анизотропия. Если в теле будет действовать внутренние напряжения, то условия распространения света по различным направлениям окажутся различными. Возникает двойное лучепреломление. Разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей является мерой, возникшей анизотропии.

Опыт показывает, что разность  $n_0 - n_e$  пропорционально механическому напряжению  $P$  в деформируемом теле

$$n_0 - n_e = kP,$$

$$P = \frac{F}{S},$$

где  $k$  – константа, зависящая от свойств вещества;

$F$  – сила, Н;

$S$  – площадь сечения,  $m^2$ .

Если поместить деформируемое прозрачное тело между скрещенными поляризатором Р и анализатором А, то можно видеть просветление поля зрения там, где в веществе действуют внутренние напряжения (рисунок 66.7).

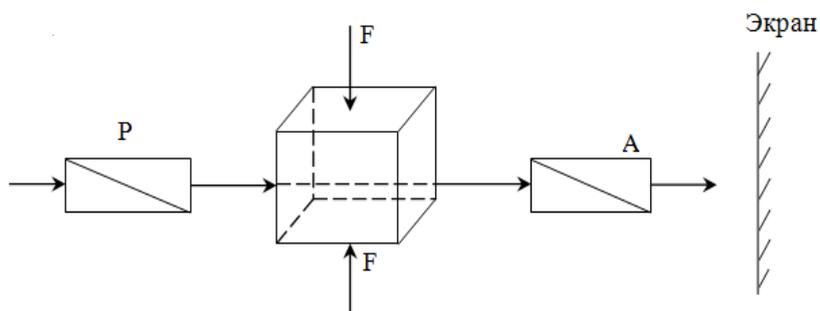


Рисунок 66.7 – Схема опыта для изучения искусственной анизотропии при одностороннем сжатии.

Направление приложения силы становится выделенным и играет роль оптической оси одноосного кристалла. Областям в теле, имеющим одинаковую величину напряжения Р, соответствует одинаковая разность хода, а следовательно и одинаковая окраска. Изохроматы, таким образом являются линиями равного напряжения. Наблюдая с помощью анализатора прохождения поляризованного света через деформированное прозрачное тело, можно по появлению окраски судить о характере распределения напряжений в исследуемом теле.

Замечательным свойством оптического метода определения напряженного состояния является, что он применим к телам любой формы. К этому методу часто прибегают для установления картины распределения напряжений в телах сложной формы, когда затруднительно произвести расчёт напряжений. В этом случае и прозрачного вещества делают модель исследуемого тела и подвергают её соответствующим механическим усилиям.

**Дихроизм.** Различие в поглощении лучей разной поляризации влечет за собой различие в поглощении естественного света в зависимости от направления его распространения, ибо от этого последнего зависит ориентация электрического вектора волны относительно кристаллографических направлений. Такое различие в поглощении, зависящее кроме того от длины волны, приводит к тому, что кристалл по разным направлениям оказывается различно окрашенным. Это явление носит название дихроизма. Весьма сильным дихроизмом в видимых лучах обладает кристалл турмалина. В нем обыкновенный луч практически полностью поглощается на длине в 1 мм.

В последнее время была разработана технология изготовления искусственных дихроичных пленок-поляроидов. Например, в состав прозрачной поливинилового пленки вводятся кристаллики серноокислого йод-хинина (герапатита). Такая пленка уже при толщине в 0,1 мм практически полностью поглощает один из лучей. Следовательно, поляроид может быть использован в качестве поляризатора. Недостатком поляроидов является меньшая по сравнению с призмами из исландского шпата прозрачность и некоторая селективность поглощения, т.е.

избирательное поглощение, отвечающее определенным длинам волн. Эти недостатки при использовании их в практических целях искупаются тем, что поляроид – дешевое поляризационное приспособление не только с апертурой, близкой к  $180^\circ$ , но и с очень большой поверхностью (до  $0,6 \text{ м}^2$ ).

**Одноосные и двуосные кристаллы.** В кристалле исландского шпата имеется одно – единственное направление, вдоль которого двойное лучепреломление не происходит.

Такие кристаллы называется одноосными, а направление, вдоль которого не происходит двойного лучепреломления, принято называть оптической осью кристалла. Такими свойствами обладают и другие кристаллы (кварц, турмалин, вообще кристаллы относящиеся к тригональной и гексогональной системам).

Есть двуосные кристаллы. В них оба луча, полученные при двойном лучепреломлении, являются необыкновенными (гипо, слюда).

## Лабораторная работа Изучение вакуумного фотоэлемента

### Цель работы:

- 1) снять вольт-амперную и световую характеристики вакуумного фотоэлемента.
- 2) изучить вакуумный фотоэлемент.

### Теоретическое введение

Испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения получило название фотоэлектрического эффекта или фотоэффекта. Различают три вида фотоэффекта: внешний, внутренний и вентильный. Если электроны вылетают с поверхности освещенного тела в окружающее пространство, то фотоэффект называется внешним, он характерен для металлов.

Для внешнего фотоэффекта установлены следующие законы Столетова:

1) фотоэффект безинерционен, то есть нет запаздывания между началом освещения и появлением фотоэлектронов;

2) число электронов, вырываемых из вещества в единицу времени с единицы поверхности (ток насыщения) пропорционально интенсивности падающего света при неизменном его спектральном составе;

3) скорость электронов, испускаемых веществом, является функцией частоты  $\nu$  поглощаемого света. С увеличением частоты скорость фотоэлектронов, а следовательно, и их начальная кинетическая энергия  $\frac{m\nu^2}{2}$  возрастают линейно;

4) для каждого вещества существует определенная частота  $\nu_{кр}$ , ниже которой фотоэффект не происходит. Эта частота называется красной границей фотоэффекта.

Количественную связь между энергией, получаемой электроном при освобождении светом и частотой этого света установил Эйнштейн на основе закона сохранения энергии в квантовых процессах; то есть уравнение Эйнштейна

$$h\nu = A_e + \frac{m\nu^2}{2} \quad (68.1)$$

где  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж с – постоянная Планка;

$\nu$  – частота падающего света;

$h\nu$  – энергия падающего фотона;

$m$  – масса электрон;

$\nu$  – скорость вылетающего электрона;

$A_e$  – работа выхода электрона из металла.

Это уравнение следует понимать так: фотон, имеющий энергию  $h\nu$ , попадая на металл, отдает свою энергию электрону. Эта энергия идет, во-первых, на совершение работы выхода из металла и, во-вторых, на сообщение электрону

кинетической энергии  $\frac{mv^2}{2}$ . Если же  $h\nu < A_0$  фотоэффект не имеет места. Для большинства веществ красная граница фотоэффекта находится в ультрафиолетовой части спектра и лишь для щелочных металлов в видимой и даже инфракрасной области.

### Устройство и работа фотоэлемента

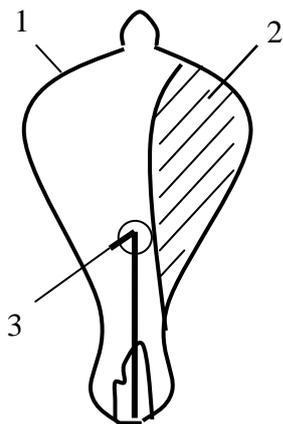


Рисунок 68.1

Приемники излучения, преобразующие световой сигнал в электрический называются фотоэлементами. Внешний фотоэффект положен в основу принципа действия вакуумного фотоэлемента. Вакуумный фотоэлемент (рисунок 68.1) состоит из стеклянного баллона 1, на внутренней стенке которого нанесен фотоэлектрический чувствительный слой 2, служащий фотокатодом, и коллектора электронов 3, служащего анодом. В баллоне создается вакуум при давлении порядка  $10^{-7}$  мм. рт. ст. Наиболее широко распространены фотоэлементы с сурьмяно-цезиевыми и кислородно-серебряными фотокатодами. Если к фотоэлементу приложить напряжение, то при освещении фотокатода в цепи возникнет ток.

Важнейшими характеристиками фотоэлементов с внешним фотоэффектом являются:

**1) чувствительность интегральная**  $S = \frac{\partial I}{\partial \Phi}$  и спектральная  $S_\lambda = \frac{\partial I}{\partial \Phi_\lambda}$  ( $\partial I$  – изменение фототока, вызванного изменением светового потока на величину  $\partial \Phi$ ;  $\partial \Phi_\lambda$  – изменение монохроматического потока с длиной волны  $\lambda$ );

**2) световая характеристика** – зависимость фототока от светового потока (при постоянном напряжении на фотоэлементе);

**3) вольт-амперная характеристика** – зависимость фототока от напряжения на фотоэлементе (при постоянном световом потоке).

Важным достоинством вакуумным фотоэлементов является их высокое постоянство и линейность связи светового потока с фототоком.

Однако чувствительность их не велика (в пределах 20 – 100 мкА на 1 лм светового потока). В большинстве случаев технического применения фотоэлементов

возникает потребность в усилении слабых первичных фототоков прежде всего в самих фотоэлементах. Фотоэлемент наполняется каким-либо инертным газом при низком давлении ( $10^{-2}$  мм. рт. ст.). Усиление тока происходит вследствие того, что фотоэлектроны, вырванные с катода, ускоряясь электрическим полем, ионизируют молекулы газа, следовательно возникают новые электроны. Чувствительность газонаполненных фотоэлементов в несколько раз выше, но они обладают большей инерционностью и нелинейной вольт-амперной характеристикой. Это ограничивает их применение. Другой метод усиления первичного фототока с помощью вторичной электронной эмиссии с дополнительных электродов лежит в основе приборов, называемых фотоэлектронными умножителями – ФЭУ. Таких электродов может быть 10 – 15. Коэффициент усиления таких систем достигает  $10^7$  –  $10^6$ , а интегральная чувствительность ФЭУ достигает тысяч ампер на люмен. Это позволяет регистрировать малые световые потоки. Однокаскадные и многокаскадные фотоумножители находят сейчас самое широкое применение.

## Лабораторная работа Определение постоянной Стефана – Больцмана

### Цель работы:

- 1) знакомство с устройством и работой оптического пирометра;
- 2) экспериментальное определение постоянной Стефана – Больцмана.

### Теоретическое введение

Тела, нагретые до высоких температур, светятся. Свечение тел, обусловленное нагреванием, называется тепловым (температурным) излучением. Тепловое излучение – это электромагнитное излучение, которое совершается за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества. Оно свойственно всем телам, имеющим температуру выше нуля по Кельвину. При высоких температурах излучаются короткие и ультрафиолетовые волны, при низких преимущественно инфракрасные. Из всех видов излучения лишь тепловое может быть равновесным в адиабатически изолированной замкнутой системе. Более нагретые тела в такой системе будут излучать больше, чем поглощать, менее нагретые наоборот. Это приведет к равновесному распределению энергии между телами и их тепловым излучением.

Количественной характеристикой теплового излучения служит:

- 1) излучательность тела – это мощность излучения с единицы площади поверхности тела в интервале частот единичной ширины

$$R_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu_1\nu+d\nu}^{изл.}}{d\nu}, \quad (69.1)$$

где  $dW_{\nu_1\nu+d\nu}^{изл.}$  – энергия электромагнитного излучения, испускаемого за единицу времени с единицы площади поверхности тела в интервале частот от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$ .

Единица измерения излучательности ( $\frac{Дж}{м^2 \cdot с}$ );

- 2) способность тел поглощать падающие на них излучения характеризуется поглощательной способностью

$$A_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu_1\nu+d\nu}^{погл.}}{dW_{\nu_1\nu+d\nu}} \quad (69.2)$$

которая показывает, какая доля энергии  $dW_{\nu_1\nu+d\nu}$ , приносимой за единицу времени на единицу площади поверхности тела падающими на нее электромагнитными волнами в интервале единичных частот поглощается телом  $dW_{\nu_1\nu+d\nu}^{погл.}$ .

Тело, способное поглощать полностью при любой температуре все падающее на него излучение любой частоты называется абсолютно черным. Следовательно, для абсолютно черного тела  $A_{\nu_1 T}^c = 1$ . Идеальной моделью абсолютно черного тела является замкнутая полость с небольшим отверстием  $O$  внутренняя поверхность которого зачернена.

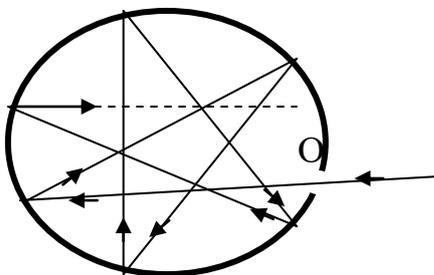


Рисунок 69.1

Луч света испытывает отражение, в результате он полностью поглощается. Кирхгоф установил количественную связь

$$\frac{R_{\nu_1 T}}{A_{\nu_1 T}} = r_{\nu_1 T} \quad (69.3)$$

Это отношение спектральной плотности излучательности к спектральной поглощательной способности не зависит от природы тела и является для всех тел универсальной функцией, то есть  $r_{\nu_1 T} = f(\nu_1 T)$

Современная теория дает для  $r_{\nu_1 T}$  следующее выражение

$$r_{\nu_1 T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}}}, \quad (69.4)$$

где  $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$  – постоянная Планк;

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} / \text{К}$  – постоянная Больцмана

Формула (69.4) называется уравнением Планка. Из этой формулы выведены законы излучения абсолютно черного тела.

### Закон Стефана – Больцмана

Излучательность абсолютно черного тела  $R_T$  пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры

$$R_T = \sigma \cdot T^4, \quad (69.5)$$

где  $\sigma$  – постоянная Стефана – Больцмана  $\sigma = 5,6 \cdot 10^{-8} \frac{Вт}{м^2 \cdot T^4}$ .

### Закон Вина

Длина световой волны, на которую приходится максимум спектральной плотности излучательности абсолютно черного тела обратно пропорциональна абсолютной температуре

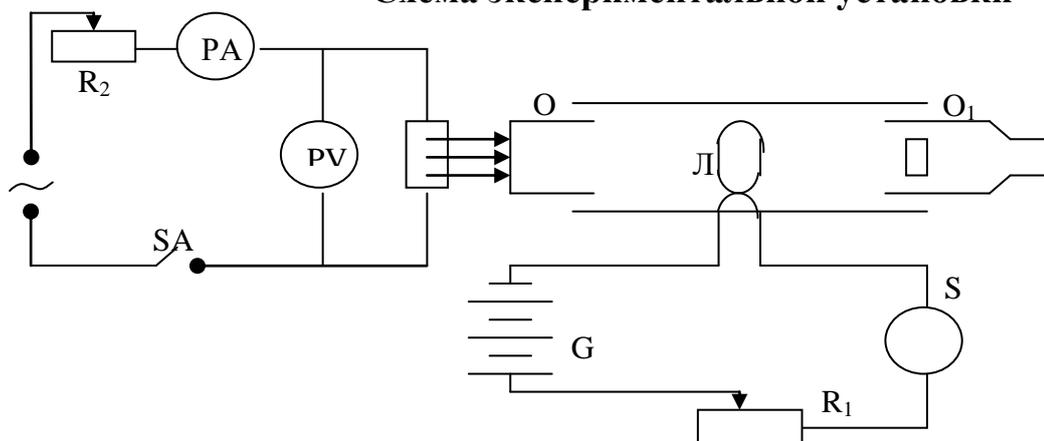
$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (69.6)$$

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

Методы измерения температур с помощью законов излучения лежат в основе оптической пирометрии, то есть определения абсолютных температур нагретых тел оптическим путем без непосредственного контакта с ними. В настоящее время эти методы являются единственными при измерении относительно высоких температур (свыше 2000К). В зависимости от того, какой из законов излучения лежит в основе метода, рассматривают три температуры: радиационную, световую, яркостную. Эти температуры находятся в определенных соотношениях с истинной температурой. Соответствующие пирометры называют радиационными, цветовыми и яркостными.

Постоянная Стефана – Больцмана может быть определена из закона Стефана – Больцмана, если измерить температуру тела и его излучательность.

Схема экспериментальной установки



O – объектив; Л – фотометрическая лампа; O<sub>1</sub> – окуляр; GB – батарея; R<sub>1</sub> – реостат пирометра; R<sub>2</sub> – реостат цепи; S<sub>1</sub> – источник излучения

## Рисунок 69.2

В качестве излучающего тела используется вольфрамовая спираль специальной формы, помещенная в стеклянный баллон, в котором создан вакуум. Спираль нагревается переменным током, величина которого регулируется реостатом  $R_2$ . Потребляемая мощность  $P_э$  определяется по показаниям амперметра  $pA$  и вольтметра  $pV$

$$P_э = I \cdot U , \quad (69.7)$$

где  $I$  – сила тока;  
 $U$  – напряжение.

При стационарном режиме мощность  $P_p$ , которая рассеивается излучателем, должна быть равна потребляемой. Кроме электрической мощности  $P_э$  спираль поглощает излучение мощностью  $P_{cp}$  от окружающих тел, имеющих комнатную температуру  $T_{cp}$

$$P_{cp} = \sigma T_{cp}^4 S , \quad (69.8)$$

где  $S$  – площадь поверхностей излучателя.

Мощность  $P_p$  рассеивается в основном за счет теплового излучения:

$$P_p = \sigma T^4 S ,$$

где  $T$  – температура излучателя.

Тогда можно записать:  $P_p = P_э + P_{cp}$  или  $\sigma T^4 S = IU + \sigma T_{cp}^4 S$ , отсюда

$$I \cdot U = \sigma(T^4 - T_{cp}^4) S \quad (69.9)$$

Для измерения температуры накала спирали в данной работе применяется оптический пирометр с «исчезающей» нитью ОПИИР-17, в котором использован метод фотометрического сравнения яркостей исследуемого тела и эталона. В фокусе объектива  $O$  пирометра, согласно рисунку 69.2 находится лампа  $L$  с нитью, изогнутой в форме полуокружности. Излучения, исходящие из исследуемой поверхности, попадая в объектив, и в его в фокальной плоскости возникает изображение этой поверхности, совмещенное с нитью накала лампы  $L$ . В окуляре  $O$  видны увеличенные изображения. В тубусе окуляра расположен светофильтр  $\Phi$ , который пропускает лишь красные лучи с длиной волны порядка 0,65 мкм. Яркость нити лампы  $L$  регулируется кольцевым реостатом  $R_1$ . При совпадении яркости нити

накала и изображения излучателя нить «исчезает», то есть становится неразличимой на фоне изображения. В момент «исчезновения» нити производятся отсчеты по шкале электроизмерительного прибора, проградуированного по излучению абсолютно черного тела в градусах Цельсия. На приборе имеются две шкалы: одна для измерений в интервале температур от  $700^{\circ}\text{C}$  до  $1400^{\circ}\text{C}$ , другая для интервала от  $1200^{\circ}\text{C}$  до  $2000^{\circ}\text{C}$ .

Если источник света отличается от абсолютно черного тела, то определенная таким образом яркостная температура отличается от истинной, то есть прибор дает то значение температуры  $T_{\text{я}}$ , при котором яркость абсолютно черного тела для  $\lambda = 0,65$  мкм равна яркости исследуемого тела при истинной температуре  $T_{\text{н}}$ . Истинная  $T_{\text{н}}$  и яркостная  $T_{\text{я}}$  температуры связаны соотношением

$$T_{\text{н}} = \frac{T_{\text{я}}}{1 - A \cdot T_{\text{я}}}, \quad (69.10)$$

где  $A = 3,81 \cdot 10^{-5}$  – постоянная характерная для данного материала (Вольфрам).