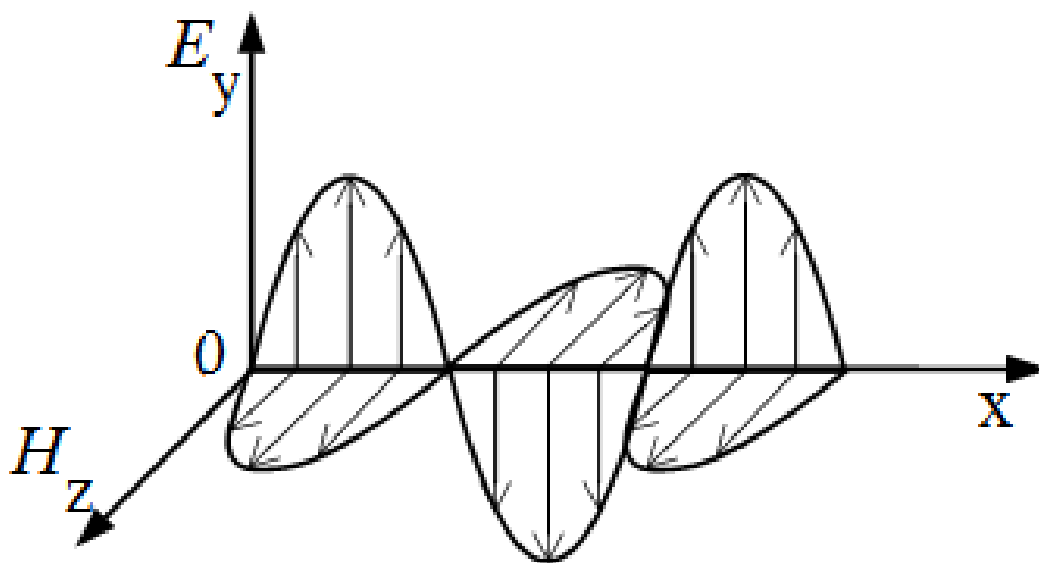


Л. П. ГРУШИНА

ВОЛНОВАЯ, КВАНТОВАЯ ОПТИКА, ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА



Нижний Новгород 2017

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
НИЖЕГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ им.Р.Е. АЛЕКСЕЕВА

АРЗАМАССКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(филиал НГТУ им. Р.Е. Алексеева)

Л. П. Грушина

**Волновая, квантовая оптика,
физика твердого тела**

*Рекомендовано Ученым советом Нижегородского государственного
технического университета им. Р.Е. Алексеева
в качестве учебного пособия
для студентов технических специальностей очной и заочной форм обучения*

Нижний Новгород 2017

УДК 535+530.145+539.2
ББК 22.343+22.379
Г 913

Рецензент:
доктор педагогических наук, профессор И. В. Фролов

Грушина Л. П.

Г 913

Волновая, квантовая оптика, физика твердого тела: учеб. пособие (лабораторный практикум) /Л. П. Грушина; НГТУ им. Р.Е. Алексеева. – Нижний Новгород, 2017. – 105 с.

ISBN 978-5-502-00063-6

Данное пособие содержит сведения, необходимые для выполнения лабораторных работ по разделам: «Волновая оптика», «Квантовая природа света», «Элементы квантовой физики», «Физика твердого тела». Изложение имеет углубленный характер, так как многие теоретические сведения, как правило, не удастся изложить в полном объеме в рамках лекционного курса. Предназначается для студентов технических вузов, обучающихся по направлению подготовки бакалавров: «Конструирование и технология электронных средств», «Приборостроение», «Информационные системы и технологии», «Прикладная математика».

Рис. 71. Табл. 15. Библиогр.: 15 назв.

УДК 535+530.145+539.2
ББК 22.343+22.379

ISBN 978-5-502-00063-6

© Нижегородский государственный
технический университет
им. Р.Е. Алексеева, 2017
© Грушина Л. П., 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

ГЛАВА 1	ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА НА УСТАНОВКЕ С БИПРИЗМОЙ ФРЕНЕЛЯ.....	4
ГЛАВА 2	ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ.....	20
ГЛАВА 3	ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА.....	37
ГЛАВА 4	ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ В ЗАКОНЕ СТЕФАНА – БОЛЬЦМАНА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО КОЭФФИЦИЕНТА СОПРОТИВЛЕНИЯ ВОЛЬФРАМА.....	49
ГЛАВА 5	СНЯТИЕ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОЭЛЕМЕНТА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕГО ИНТЕГРАЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ.....	62
ГЛАВА 6	ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМА ВОДОРОДА.....	68
ГЛАВА 7	ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ СОБСТВЕННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА.....	77
ГЛАВА 8	СНЯТИЕ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОРЕЗИСТОРА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕГО ИНТЕГРАЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ.....	85
ГЛАВА 9	СНЯТИЕ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА, ВЫПОЛНЕННОГО НА p-n – ПЕРЕХОДЕ.....	94
	СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	104

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА НА УСТАНОВКЕ С БИПРИЗМОЙ ФРЕНЕЛЯ

Лабораторная работа 3 – 1

Цель работы: изучение способа получения когерентных световых волн в опыте с бипризмой Френеля; определение длины световой волны.

Приборы и принадлежности:

1. лампа накаливания,
2. светофильтры,
3. щель с регулируемым просветом.,
4. бипризма Френеля,
5. окуляр со шкалой,
6. линза,
7. мерная линейка,
8. оптическая скамья.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитная природа света

Волновым движением или волной называется процесс распространения в пространстве возмущения вещества или поля. Если возмущение носит периодический характер, т.е. представляет собой колебание, то волна также будет периодической и ее можно определить, как распространение в пространстве колебаний.

Электромагнитные волны, частным случаем которых являются световые, представляют собой распространяющееся в пространстве переменное электромагнитное поле, в частности распространяющееся в пространстве колебательное изменение напряженности электрического поля (E) и напряженности магнитного поля (H).

Существование электромагнитных волн вытекает из уравнений Максвелла. Из них следует, что векторы напряженностей \vec{E} и \vec{H} переменного электромагнитного поля удовлетворяют волновому уравнению типа:

$$\Delta \vec{E} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (1.1)$$

$$\Delta \vec{H} = \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}, \quad (1.2)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа, ν – фазовая скорость.

Согласно теории Максвелла, скорость распространения электромагнитных волн – величина конечная. Она определяется электрическими и магнитными свойствами среды, в которой распространяется электромагнитная волна

$$\nu = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu}}$$

[ϵ_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные, ϵ и μ – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды]. Если электромагнитная волна распространяется в вакууме, то $\epsilon = 1$, $\mu = 1$ и $\nu = 3 \cdot 10^8$ м/с. Таким образом, скорость распространения электромагнитных волн в вакууме равна скорости света в вакууме.

Из теории Максвелла следует, что электромагнитные волны являются поперечными; векторы \vec{E} и \vec{H} взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости, перпендикулярной вектору ν – скорости распространения волны. Кроме того, в электромагнитной волне \vec{E} и \vec{H} всегда колеблются в одинаковых фазах, одновременно достигают максимума и одновременно обращаются в ноль (рис. 1.1).

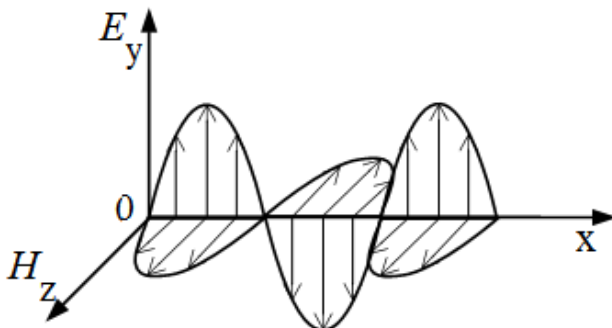


Рис. 1.1

Мгновенные значения \vec{E} и \vec{H} в любой точке связаны соотношением

$$\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} \vec{E} = \sqrt{\mu_0 \mu} \vec{H}.$$

Уравнениям (1.1) и (1.2) удовлетворяют плоские монохроматические электромагнитные волны ($E_x = E_z = 0$, $H_x = H_y = 0$), описываемые уравнениями

$$E_y = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0), \quad (1.3)$$

$$H_z = H_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0), \quad (1.4)$$

где E_0, H_0 – амплитуды векторов \vec{E} и \vec{H} , ω – круговая или циклическая частота, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, λ – длина волны, $(\omega t - kx + \varphi_0)$ – фаза волны, φ_0 – начальная фаза.

В уравнениях (1.3) и (1.4) φ_0 одинаковые, так как колебания электрического и магнитного векторов в электромагнитной волне происходят с одинаковой фазой.

Распространяясь, волна переносит энергию. Под энергией электромагнитного поля подразумевается сумма энергий электрического и магнитного полей

$$W = W_э + W_м.$$

Объемная плотность энергии электромагнитного поля соответственно складывается из объемных плотностей энергий электрического и магнитного полей

$$w = w_э + w_м = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}.$$

Объемная плотность энергии электрического и магнитного полей волны в каждый момент времени одинакова:

$$w_э = w_м.$$

Так как электрическая и магнитная составляющие электромагнитного поля энергетически равноправны, то

$$w = 2w_э = \varepsilon\varepsilon_0 E^2. \quad (1.5)$$

Зная, что $E\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H\sqrt{\mu\mu_0}$, выражению (1.5) можно придать вид

$$w = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}EH = \frac{1}{v}EH. \quad (1.6)$$

Умножив выражение (1.6) на скорость распространения волны v , получим модуль плотности потока энергии Π :

$$\Pi = wv = EH.$$

Так как векторы \vec{E} и \vec{H} взаимно перпендикулярны, то вектор плотности потока электромагнитной энергии можно представить как векторное произведение \vec{E} и \vec{H} (рис. 1.2):

$$\vec{\Pi} = [\vec{E}\vec{H}].$$

Вектор $\vec{\Pi}$ называют вектором Умова – Пойнтинга; он направлен в сторону распространения электромагнитной волны, а его модуль равен энергии, переносимой электромагнитной волной за единицу времени сквозь единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения волны.

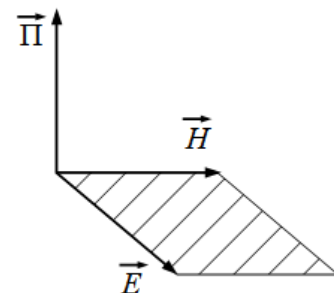


Рис. 1.2

Видимым светом называется электромагнитное излучение с длиной волны, находящейся в пределах от 0,38 до 0,77 мкм, способное вызвать зрительное ощущение в человеческом глазу.

Как показывают опыты, основное действие света (на сетчатку глаза, на фотопластину и т.д.) вызываются колебаниями электрического вектора (\vec{E}), поэтому целесообразно считать световым вектором – вектор \vec{E} , и из двух уравнений (1.3) и (1.4) рассматривать только уравнение (1.3).

Воспользуемся уравнением (1.3) в котором будем считать $E_y = E$, $E_0 = A$, т.е.

$$E = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0)$$

и определим объемную плотность энергии (w), а также модуль вектора Пойнтинга (Π):

$$w = \varepsilon\varepsilon_0 A^2 \cos^2(\omega t - kx + \varphi_0),$$

$$\Pi = \varepsilon\varepsilon_0 A^2 \cos^2(\omega t - kx + \varphi_0) \nu.$$

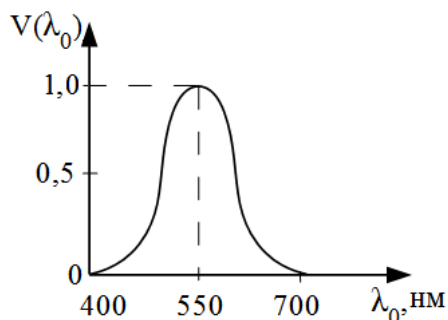
Найдем среднее значение модуля вектора Пойнтинга (Π_{cp}):

$$\Pi_{cp} = \frac{1}{T} \int_0^T \varepsilon\varepsilon_0 A^2 \cos^2(\omega t - kx + \varphi_0) dt = \varepsilon\varepsilon_0 A^2 \nu \langle \cos^2(\omega t - kx + \varphi_0) \rangle.$$

Поскольку среднее значение квадрата косинуса ($\langle \cos^2(\omega t - kx + \varphi_0) \rangle$) равно $\frac{1}{2}$, поэтому $|\vec{\Pi}|_{cp} = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 A^2 \nu$.

Интенсивность света I – это средний по времени световой поток через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения волны. Плотность светового потока пропорциональна плотности потока энергии, переносимой электромагнитной волной, т.е. пропорциональна вектору Пойнтинга, $I \sim \Pi_{cp}$.

Световой поток – это поток лучистой энергии, оцениваемый по зрительному ощущению. Действие света на глаз зависит от длины волны. Эта зависимость характеризуется кривой видности $V(\lambda_0)$ (рис. 1.3). С учетом функции видности интенсивность света определяется так:



$$I = V(\lambda_0) \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 A^2 \nu.$$

Данное выражение показывает, что интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды ($I \sim A^2$).

Рис. 1.3

Интерференция света

Интерференция – это явление общее для всех волновых процессов. Явление интерференции состоит во взаимном усилении волн в одних точках пространства и ослаблении – в других.

Интерферировать могут только когерентные волны, и если им соответствуют колебания, совершающиеся вдоль одного и того же направления. При интерференции волн отсутствует простое суммирование их энергий, а происходит перераспределение энергии колебаний между соседними областями среды.

Волны и возбуждающие их источники называются когерентными, если разность фаз, возбуждаемых ими колебаний, остается постоянной во времени. Две синусоидальные волны когерентны, если их частоты одинаковы. Из повседневного опыта известно, что при наложении света от двух (или нескольких) независимых источников (например, электрические лампочки накаливания) никогда не удаётся наблюдать явление интерференции света. Увеличение числа горящих в комнате ламп всегда приводит к возрастанию освещенности во всех точках комнаты. Это объясняется тем, что волны, излучаемые любыми независимыми естественными источниками света, всегда не когерентны. Некогерентность естественных источников света обусловлена механизмом процесса испускания света телами. Излучение светящегося тела складывается из волн, испускаемых многими атомами. Отдельные атомы тела излучают кратковременные импульсы – цуги волн – длительностью порядка ($\tau_a \sim 10^{-8}$ с) и протяженностью около 3 м.

При следующем возбуждении атом снова будет излучать световую волну, но уже с другой начальной фазой и амплитудой. Различные акты излучения одного и того же атома, как и акты излучения разных атомов, происходят независимо друг от друга, и фазы испускаемых волн никак не связаны между собой. Излучение такого источника не является монохроматическим, оно может быть представлено в виде совокупности монохроматических волн с близкими частотами, лежащими в интервале $\Delta\omega \sim \frac{1}{\tau_a}$. В результате спектральная линия будет иметь некоторую ширину $\Delta\omega > \frac{1}{\tau_a}$. Обычно $\Delta\omega \ll \omega$; такое излучение называется *квазимонохроматическим*. Напряженность электрического поля в квазимонохроматической волне можно записать в виде

$$E(\vec{r}, t) = A(\vec{r}, t) \cos[\bar{\omega}t + \varphi(\vec{r}, t)], \quad (1.7)$$

где \vec{r} – радиус – вектор точки пространства; $\bar{\omega}$ – средняя частота излучения. В отличие от монохроматической волны амплитуда $A(\vec{r}, t)$ и фаза $\varphi(\vec{r}, t)$ квазимонохроматической волны зависят от времени. Ввиду хаотичности

процессов излучения совокупности атомов можно заключить, что эта зависимость носит нерегулярный, случайный характер. Среднее время, за которое происходит существенное изменение амплитуды A и фаза φ меняется на величину $\sim \pi$, называется временем когерентности $\tau_{\text{ког}}$.

Часто употребляется модель квазимонохроматической волны в виде последовательности волновых цугов, каждый из которых представляет собой отрезок синусоиды длительностью $\tau_{\text{ког}}$ (рис. 1.4). При переходе от цуга к цугу происходит хаотичное изменение фазы колебаний и их амплитуды (1.7).

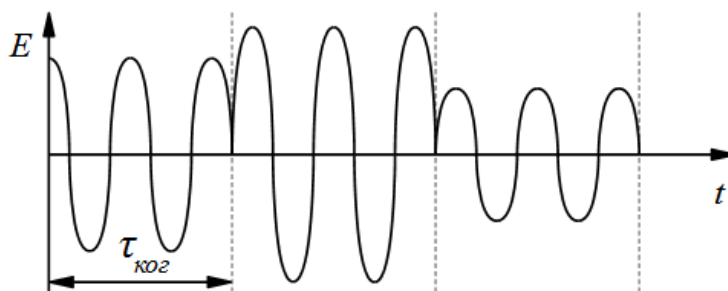


Рис. 1.4

Время когерентности связано со спектральной шириной излучения соотношением

$$\tau_{\text{ког}} = \frac{\pi}{\Delta\omega}. \quad (*)$$

Расстояние, которое проходит волна за время когерентности $\tau_{\text{ког}}$, называется длиной когерентности

$$l_{\text{ког}} = v \tau_{\text{ког}}.$$

Длина когерентности определяет пространственную протяженность цуга. Чем ближе данная волна к монохроматической, тем меньше ширина $\Delta\omega$ спектра ее частот и тем больше $\tau_{\text{ког}}$ и $l_{\text{ког}}$. Для видимого солнечного света, имеющего сплошной спектр частот:

$$\Delta\omega = 4 \cdot 10^{14} \div 8 \cdot 10^{14} \text{ Гц}, \quad \tau_{\text{ког}} \sim 10^{14} \text{ с}, \quad l_{\text{ког}} \sim 10^{-6} \text{ м};$$

$$\tau_{\text{ког}} \sim 10^{-5} \text{ с}, \quad l_{\text{ког}} \sim 10^3 \text{ м} - \text{ для лазеров непрерывного действия.}$$

Итак, для осуществления интерференции от обычных (тепловых) источников света, необходимо естественную световую волну (т.е. каждый цуг волн) разделить на два или несколько световых пучков, а затем свести их в некоторой области пространства, как это показано на рис. 1.5

В точках пространства, для которых разность хода интерферирующих лучей меньше средней длины когерентности ($\Delta < l_{\text{ког}}$), возникает интерференционная картина.

Условия максимума и минимума при интерференции света

Пусть в точке 0 световая волна разделяется на две когерентные волны (рис. 1.5). Первая волна возбуждает в $(\cdot) P$ колебание $E_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$, а вторая волна возбуждает колебание $E_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$.

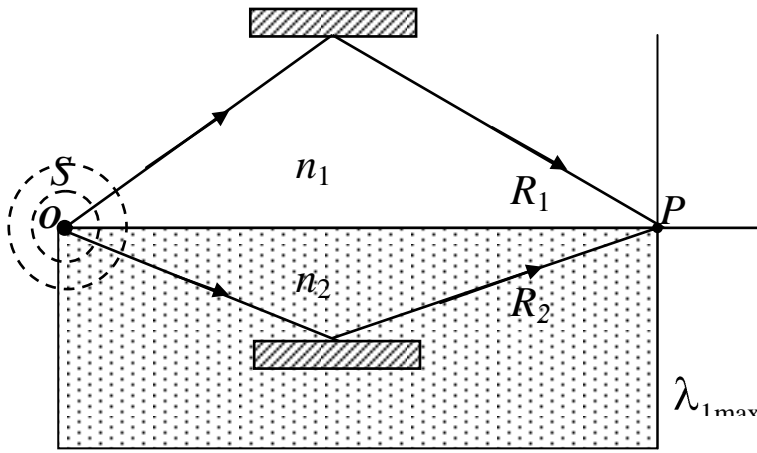


Рис. 1.5

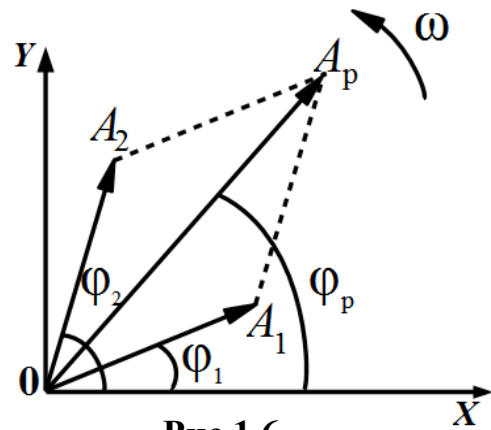


Рис 1.6

При сложении двух гармонических колебаний одинаковой частоты и одинакового направления образуется результирующее колебание той же частоты и того же направления, амплитуду которого можно определить, используя метод векторных диаграмм (рис. 1.6):

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

Переходя к интенсивностям (интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды $I \sim A^2$), получим

$$I_p = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\varphi \quad (1.6)$$

Результирующая интенсивность I не равна сумме интенсивностей складываемых волн ($I_1 + I_2$), она может быть как больше, так и меньше ее в зависимости от значения последнего слагаемого в выражении (1.6), называемого интерференционным членом, который определяет перераспределение энергии и образование чередующихся интерференционных полос. Интерференционный член зависит от разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$.

Вернемся к рис. 1.5 и определим разность фаз складываемых в (\cdot) P колебаний. Пусть в (\cdot) O фаза колебаний равна ωt . До точки P первая волна проходит в среде с показателем преломления n_1 расстояние r_1 , а вторая волна проходит в среде с показателем преломления n_2 — расстояние r_2 . Колебания, возбуждаемые в (\cdot) P первой и второй волной:

$$E_1 = A_1 \cos(\omega t - k_1 r_1) \text{ и } E_2 = A_2 \cos(\omega t - k_2 r_2),$$

где $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1}$ и $k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2}$ — волновые числа, а λ_1 и λ_2 — длины волн в первой и второй среде соответственно. Тогда разность фаз колебаний будет равна

$$\Delta\varphi = k_2 r_2 - k_1 r_1.$$

Если учесть, что длина волны в среде связана с длиной волны в вакууме соотношением $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$, для k_1 , k_2 и $\Delta\varphi$ получим следующие выражения:

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1; k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2; \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 r_2 - n_1 r_1).$$

Обозначим за $\ell = nr$ – оптическую длину пути. Тогда

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (\ell_2 - \ell_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta,$$

где ℓ_1, ℓ_2 – оптические длины путей, пройденные первой и второй волной до (\cdot) P , а $\Delta = \ell_2 - \ell_1$ – оптическая разность хода волн.

Вернемся к интерференционному уравнению (1.6) и определим, при каких условиях будут возникать максимумы и минимумы интенсивности света

1. Условие максимума интенсивности света

$$\begin{aligned} \cos \Delta\varphi &= 1, \\ \Delta\varphi &= \pm 2\pi m, \quad \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = \pm 2\pi m, \\ \Delta &= \pm m\lambda_0 = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (1.7)$$

2. Условие минимума интенсивности света

$$\begin{aligned} \cos \Delta\varphi &= -1, \\ \Delta\varphi &= \pm (2m + 1)\pi, \quad \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = \pm (2m + 1)\pi, \\ \Delta &= \pm \frac{(2m + 1)\lambda_0}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (1.8)$$

Интерференционная картина от двух точечных синусоидальных источников

Рассмотрим две когерентные световые волны, исходящие из двух действительных или мнимых источников S_1 и S_2 , имеющих вид параллельных светящихся тонких нитей или узких щелей. Область OPQ , в которой эти волны перекрываются, называется областью или полем интерференции

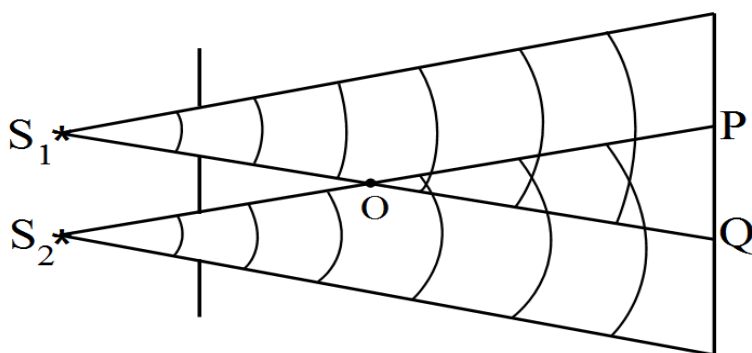


Рис. 1.7

(рис. 1.7). Во всей этой области наблюдается чередование мест с минимальной и максимальной интенсивностью света. Если в поле интерференции внести экран, то на нем будет видна интерференционная картина, которая имеет вид чередующихся темных и светлых прямолинейных полос.

Вычислим ширину этих полос, предположив, что экран перпендикулярен плоскости, проходящей через S_1 и S_2 . Положение точки M на экране будем обозначать координатой x . Расстояние между источниками обозначим за d , а расстояние от источника до экрана за L (рис. 1.8).

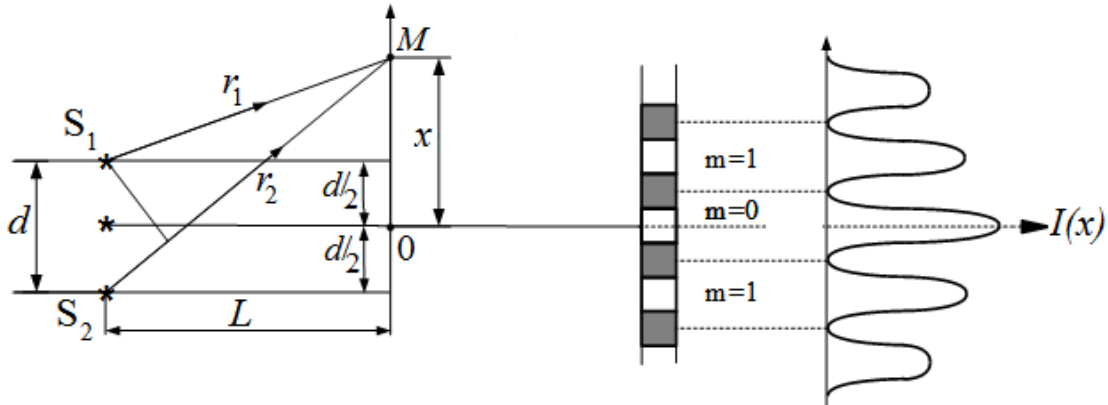


Рис. 1.8

Пусть среда, в которой распространяется свет, воздух. Определим оптическую разность хода волн, приходящих в точку P от источников S_1 и S_2 . По определению $\Delta = l_2 - l_1 = n_2 r_2 - n_1 r_1$, а так как среда – воздух, то $n_2 = n_1 = 1$ и $\Delta = r_2 - r_1$.

Воспользуемся теоремой Пифагора и определим r_1^2 и r_2^2 :

$$r_1^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$r_2^2 = L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2.$$

Вычтя из второго уравнения первое, получим

$$r_2^2 - r_1^2 = 2xd.$$

С другой стороны,

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = \Delta(r_2 + r_1).$$

При условии, что $d \ll L$, тогда $r_2 + r_1 \approx L + L \approx 2L$. Таким образом, $r_2^2 - r_1^2 = 2xd = 2L\Delta$, отсюда

$$\Delta = x \frac{d}{L}.$$

1. Предположим, что в точке x наблюдается максимум интенсивности света, тогда, используя условие (1.7), определяем координату максимума:

$$x_m \frac{d}{L} = \pm m \lambda_0,$$

$$x_m = \pm m \frac{L \lambda_0}{d}, m = 0, 1, 2, \dots$$

2. Предположим, что в точках наблюдается минимум интенсивности света. Используя условие (1.8), определяем координату минимума:

$$x_m \frac{d}{L} = \pm(2m + 1) \frac{\lambda_0}{2},$$

$$x_m = \pm \frac{(2m + 1) L \lambda_0}{2d}, \quad m = 0, 1, 2, \dots,$$

где m – номер интерференционного максимума или минимума.

Ширина интерференционной полосы – расстояние между ближайшими интерференционными минимумами, равное расстоянию между двумя соседними максимумами:

$$\Delta x = x_1 - x_0 = \frac{L \lambda_0}{d} \quad (1.9)$$

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

В данной работе для получения когерентных волн используют бипризму Френеля, принцип действия которой рассмотрим подробнее.

Бипризма представляет собой две одинаковые, сложенные основаниями призмы с малым преломляющим углом $\alpha \sim 20''$. Свет от щели после преломления в бипризме разделяется на два пучка, как бы исходящих из двух мнимых изображений щели S_1 и S_2 (рис.1.9). В случае если преломляющий угол призмы мал и лучи падают на призму под небольшими углами, все лучи отклоняются призмой почти на одинаковый угол γ : $\gamma = \alpha(n - 1)$. При этом изображения S_1 и S_2 щели лежат в одной плоскости с S . Источники S_1 и S_2 когерентны, поэтому в области перекрывания пучков будет наблюдаться интерференция (на рис. 1.9. эта область заштрихована). В плоскости PQ , перпендикулярной оптической оси, интерференционная картина имеет вид чередующихся светлых и темных полос, параллельных щели S .

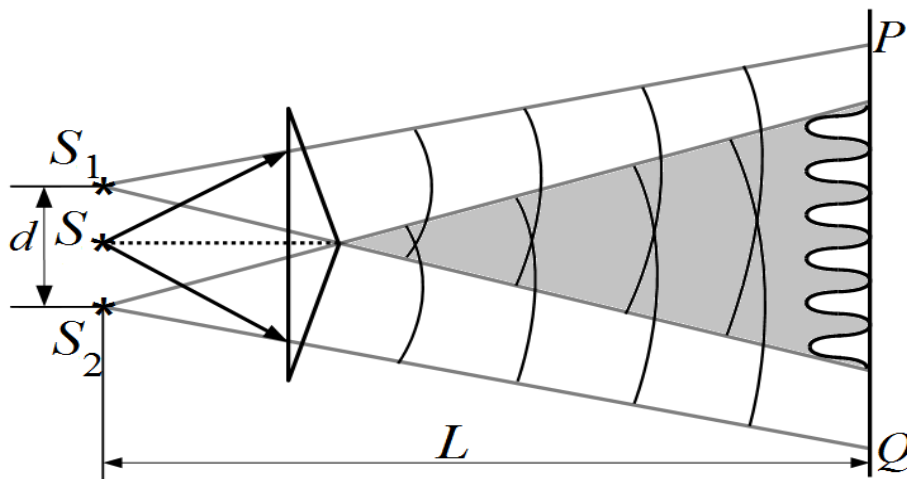


Рис.1.9

Расстояние Δx между соседними светлыми (или темными) полосами интерференционной картины определяется формулой (1.9). Из нее мы выражаем длину волны λ_0 :

$$\lambda_0 = \Delta x \frac{d}{L}, \quad (1.10)$$

где d – расстояние между мнимыми источниками S_1 и S_2 ; L – расстояние от источников до плоскости, в которой наблюдается интерференционная картина.

Величины Δx , d , L можно определить опытным путем, используя установку, схема которой представлена на рис. 1.10.

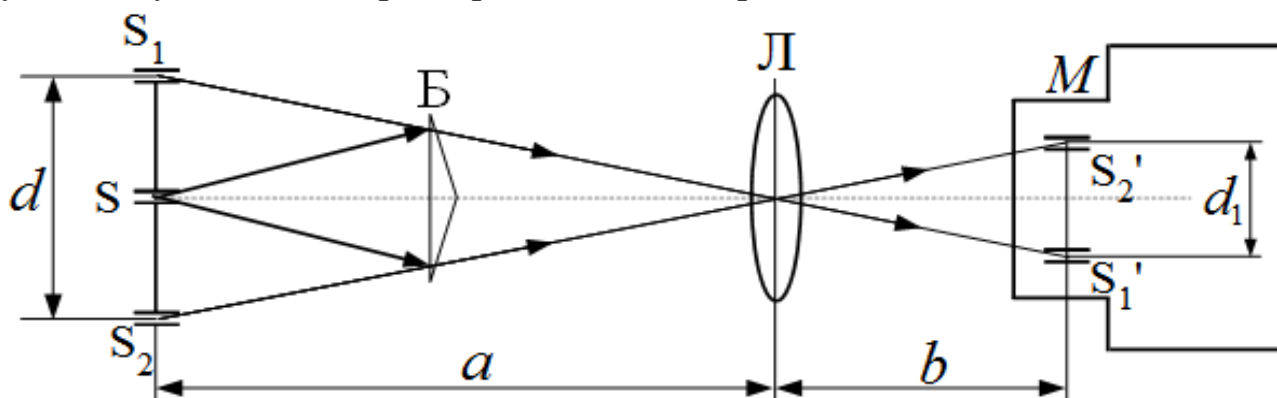


Рис. 1.10

Она включает в себя:

S - светящаяся щель;

L – линзу;

B - бипризма Френеля;

M - окулярный микрометр.

Если убрать линзу и бипризму расположить так, чтобы общая грань ее призм была параллельна щели S , и в область перекрытия лучей, преломленных бипризмой, поместить окулярный микрометр, то изменяя взаимное расположение бипризмы, микрометра и щели вдоль общей оптической оси, можно добиться в поле зрения окуляра микрометра четкую интерференционную картину. С помощью микрометра можно определить расстояние между соседними темными или светлыми полосами (оно одинаково) Δx . Чтобы определить расстояние d между мнимыми щелями, надо между бипризмой и микрометром поместить линзу и получить в поле зрения окуляра микрометра четкое изображение S_1' и S_2' мнимых щелей. Чтобы S_1' и S_2' лежали в одной плоскости, надо бипризму расположить на определенном расстоянии от щели (это делает лаборант или преподаватель до начала лабораторной работы).

Из рис. 1.10 видно, что d , d_1 , a и b связаны равенством;

$$\frac{d}{d_1} = \frac{a}{b}$$

из которого мы определяем d :

$$d = d_1 \frac{a}{b}, \quad (1.11)$$

d_1 – расстояние между изображениями мнимых щелей S'_1 и S'_2 ;

a – расстояние от щели до линзы;

b – расстояние от линзы до экрана (плоскости, где получаются S_1 и S_2);

$L = a + b$ – расстояние от щели до экрана;

Расстояние d_1 измеряется с помощью окулярного микрометра.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Расположить на оптической скамье определенным образом диафрагму со щелью, бипризму и окулярный микрометр. *Это делает лаборант или преподаватель до начала выполнения работы. В процессе работы изменять взаимное расположение составных частей установки студенту запрещается.*
2. Поместить один из светофильтров (например, красный) в держатель, закрепленный на скамье.
3. Включить ЛАТР, подать на лампу осветителя 100-150 В. В поле зрения окуляра микрометра при этом должна наблюдаться интерференционная картина, представляющая собой чередование темных и светлых полос цвета светофильтра. Четкую картину интерференции, перемещая определенным образом бипризму и микрометр, получает лаборант.
4. Измерить расстояние Δx между соседними темными или светлыми полосами с помощью микрометра. Для этого надо предварительно установить ноль на шкале барабана микрометра против горизонтальной черты винта. Далее, глядя в окуляр, и перемещая головку винта микрометра, совместить центр визирного креста в окуляре со средней точкой темной (или светлой) полосы интерференционной картины. Затем, вращая барабан микрометра против часовой стрелки, совместить центр визирного креста со средней точкой какой-либо другой темной (или светлой) полосой.
Отметить показания барабана. Причем, надо учитывать, что поворот у барабана на 360° соответствует 100 делениям, которые надо прибавить, если барабан повернут больше, чем на 360° . Величина Δx будет равна показанию барабана, деленному на число полос, охваченных при измерении перемещением визирного креста.

При измерении можно взять соседние полосы. Измерение провести не менее 3-х раз и вычислить среднее значение Δx_{cp} в делениях шкалы барабана микрометра, а затем выразить эту величину в “м” или “мкм”. **Цена деления барабана 0,01 мм.**
 $1\text{мкм} = 10^{-6}\text{м} = 10^{-3}\text{мм}$.

5. Поставить на оптическую скамью линзу между бипризмой и микрометром. Передвигая линзу, добиться четкого изображения мнимых щелей в окуляре микрометра. (В окуляре должны быть видны две яркие полосы цвета светофильтра). Измерить расстояние d_1 между этими изображениями. Измерение проводить, как указано в пункте 4.
6. Измерить расстояния a и b и по формуле (1.11) вычислить d .
7. По формуле (1.10) рассчитать длину световой волны.
8. Заменить светофильтр другим и определить длину световой волны другого цвета.
9. Результаты измерений и расчетов занести в табл. 1.1.
10. Рассчитать погрешность определения λ , используя методы вычисления погрешностей косвенных измерений, и представить результаты в стандартной форме $\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \Delta \lambda$.
11. Оценить, соответствуют ли полученные значения диапазону длин волн для красного и зеленого цветов.

Таблица 1.1

№ п/п	Цвет светофильтра	a ,	b ,	L ,	d' ,	d'_{cp} ,	d ,	Δx_i ,	λ_i ,
		м	м	м	$\cdot 10^{-3}$ м	$\cdot 10^{-3}$ м	$\cdot 10^{-3}$ м	$\cdot 10^{-6}$ м	$\cdot 10^{-6}$ м
1	Красный								
2	Зеленый								

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое интерференция света?
2. Какими свойствами должны обладать волны, чтобы возникла их интерференция?
3. Будет ли наблюдаться интерференционная картина от двух точечных и монохроматических источников, создающих волны, поляризованные во взаимно перпендикулярных направлениях?
4. Объяснить почему нельзя наблюдать интерференцию от двух независимых источников?
5. Какие волны называются когерентными и каким образом можно получить когерентные волны?
6. Получите условия максимума (минимума) при интерференции световых волн.
7. Какая разница между геометрической и оптической разностью хода волн?
8. Каков основной принцип практического осуществления интерференционных схем в оптике? Как он воплощается в известных вам схемах?
9. Показать ход лучей и зону интерференции в схеме с бипризмой Френеля. Почему бипризму Френеля делают с очень малым преломляющим углом.
10. Какими преимуществами по сравнению с другими источниками света обладают лазеры?
11. Выведите расчетную формулу для определения длины световой волны.
12. Цель и порядок выполнения лабораторной работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Временная и пространственная когерентность

Под когерентностью понимают согласованность протекания двух (или нескольких) колебательных или волновых процессов. Свойство когерентности является одной из основных характеристик светового поля. Оно определяет возможность наблюдения интерференции световых волн. Различают временную и пространственную когерентность. Временная когерентность выражает упорядоченность во временном изменении напряженности светового поля в отдельно взятой точке пространства. Пространственная когерентность характеризует согласованность во временном изменении поля в разных точках пространства.

Нетрудно убедиться, что монохроматическое поле $E(\vec{r}, t) = A(\vec{r}) \cos[\omega t + \varphi(\vec{r})]$ обладает полной временной и пространственной когерентностью. Действительно, зная значение E в каждой точке пространства в момент времени t , мы можем предсказать значение E в

любой последующий момент времени $t + \tau$, как бы велико не было τ . Колебания E в двух любых точках пространства происходят согласованно: разность фаз колебаний в этих точках и отношение амплитуд остаются неизменными во времени.

Пусть теперь световое поле является квазимонохроматическим $E(\vec{r}, t) = A(\vec{r}, \vec{t}) \cos[\omega t + \varphi(\vec{r}, \vec{t})]$. Тогда в фиксированной точке \vec{r} амплитуда $A(\vec{r}, \vec{t})$ и фаза $\varphi(\vec{r}, \vec{t})$ хаотично изменяются со временем. Характерное время изменения амплитуды и фазы называется временем когерентности $\tau_{\text{ког}}$. В течение промежутков времени $\tau \ll \tau_{\text{ког}}$ колебания в данной точке практически происходят по гармоническому закону. Следовательно, на таком промежутке времени колебания можно считать когерентными. Согласно выражению (*), время $\tau_{\text{ког}}$ определяется спектральной шириной излучения.

Рассмотрим теперь пространственную когерентность. Колебания в двух точках P_1 и P_2 являются пространственно когерентными, если разность фаз в этих точках и отношение амплитуд не изменяются со временем. Начнем рассмотрение с простого случая, когда свет испускается точечным источником S . Если разность путей $\Delta = |SP_1 - SP_2| \ll l_{\text{ког}}$, один и тот же цуг волн вызывает колебания как в точке P_1 , так и в точке P_2 . Колебания в этих точках будут пространственно когерентны: амплитуды их будут равны, а разность фаз –

$$\varphi_{P_1} - \varphi_{P_2} \equiv \Delta\varphi_{P_1P_2}^{(S)} = \frac{2\pi}{\lambda}(SP_1 - SP_2)$$

будет постоянна. В случае $\Delta > l_{\text{ког}}$ колебания в P_1 и P_2 принадлежат разным цугам волн и не являются пространственно когерентными.

Если световое поле создается двумя независимыми излучателями S_A и S_B то, вообще говоря, пространственная когерентность в точках P_1 и P_2 нарушается даже в том случае, если излучение достаточно монохроматично и для обоих источников выполняются условия:

$$\begin{aligned} \Delta_A &= |S_A P_1 - S_A P_2| \ll l_{\text{ког}}; \\ \Delta_B &= |S_B P_1 - S_B P_2| \ll l_{\text{ког}}. \end{aligned}$$

Однако, если светящиеся точки находятся достаточно близко друг к другу, так что

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_{P_1P_2}^{(S_A)} &\approx \Delta\varphi_{P_1P_2}^{(S_B)}, \quad \text{а точнее} \\ |\Delta\varphi_{P_1P_2}^{(S_A)} - \Delta\varphi_{P_1P_2}^{(S_B)}| &\ll \pi, \end{aligned}$$

то разность фаз суммарных колебаний $\Delta\varphi_{P_1P_2}$ в точках P_1 и P_2 будет оставаться постоянной и равной

$$\Delta\varphi_{P_1P_2} \approx \Delta\varphi_{P_1P_2}^{(S_A)} \approx \Delta\varphi_{P_1P_2}^{(S_B)}.$$

Отношение суммарных амплитуд также будет сохраняться; колебания будут когерентными.

Обобщая этот результат на случай протяженного источника, который можно рассматривать как совокупность независимых, точечных источников, можно заключить, что пространственная когерентность колебаний в точках P_1 и P_2 зависит от источника. Если источник достаточно мал, колебания в P_1 и P_2 будут когерентны. Когерентность колебаний в точках P_1 и P_2 будет иметь место, если:

1) для любой точки источника S_i

$$|S_i P_1 - S_i P_2| \ll l_{\text{ког}} \quad (\text{П1})$$

2) для двух любых точек источника S_i и S_j

$$\left| \Delta\varphi_{P_1 P_2}^{(S_i)} - \Delta\varphi_{P_1 P_2}^{(S_j)} \right| \ll \pi$$

или

$$\left| (S_i P_1 - S_i P_2) - (S_j P_1 - S_j P_2) \right| \ll \frac{\lambda}{2} \quad (\text{П2})$$

Рассмотрим теперь, как зависит выполнение условий (П1) и (П2) от расстояния между точками P_1 и P_2 . Очевидно, что эти условия всегда будут выполняться, если точки P_1 и P_2 расположены достаточно близко друг к другу. Напротив, при удалении точек P_1 и P_2 друг от друга выполнимость условий (П1) и (П2) ухудшается, и степень когерентности колебаний в этих точках уменьшается.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Лабораторная работа 3 – 2

Цель работы: исследование дифракции света на прозрачной одномерной дифракционной решетке и определение длины световой волны.

Приборы и принадлежности:

1. источник света;
2. линзы;
3. щелевая диафрагма;
4. дифракционная решетка;
5. непрозрачный экран со шкалой;
6. оптическая скамья.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резко выраженными неоднородностями (например, вблизи границ непрозрачных или прозрачных тел, сквозь малые отверстия и т.п.) и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики. Дифракция, в частности, приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени.

Дифракция свойственна всякому волновому процессу. Дифракционные явления существенны только тогда, когда размеры неоднородностей сравнимы с длиной волны.

Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия. Оба явления заключаются в перераспределении светового потока в результате суперпозиции волн. По историческим причинам перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых конечным числом дискретных когерентных источников, принято называть интерференцией волн. Перераспределение интенсивности, возникающее вследствие суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, расположенными непрерывно, принято называть дифракцией волн.

Явление дифракции может быть объяснено с помощью принципа Гюйгенса-Френеля. Согласно принципу Гюйгенса, каждая точка волновой поверхности является источником вторичных сферических волн, а

огибающая этих вторичных волн дает положение фронта волны в следующий момент времени

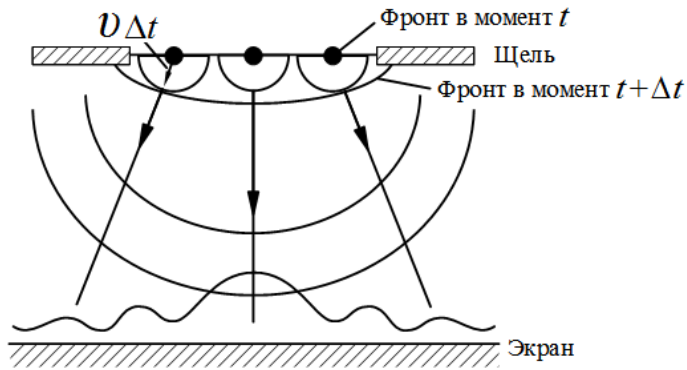


Рис. 2.1

Пусть на преграду со щелью падает плоская монохроматическая волна (рис. 2.1). Фронт ее в момент времени t достигает щели, каждая точка волны – источник вторичных волн, которые за время Δt успевают пройти расстояние $v\Delta t$, огибающая вторичных волн и будет фронтом волны в момент времени $t + \Delta t$ (v – скорость распространения волны в данной среде). Как видно из рис. 2.1, за щелью волна проникает в область геометрической тени, огибая края преграды.

Принцип Гюйгенса объясняет проникновение световых волн в область геометрической тени, однако не дает сведений об амплитуде (интенсивности) волн, распространяющихся в различных направлениях.

Френель дополнил принцип Гюйгенса представлением об интерференции вторичных волн. Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства.

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, каждый элемент dS волновой поверхности S (рис. 2.2) служит источником вторичной сферической волны, амплитуда которой пропорциональна площади элемента dS . Амплитуда сферической волны E_0 убывает с расстоянием r от источника по закону $1/r$. Следовательно, от каждого участка dS волновой поверхности в точку P , лежащую перед этой поверхностью, приходит колебание:

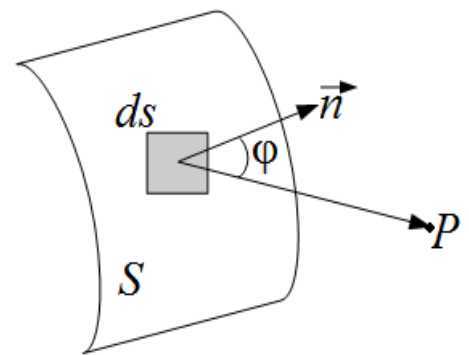


Рис. 2.2

$$dE = K(\varphi) \frac{E_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr + a_0).$$

В этом выражении $(\omega t + a_0)$ – фаза колебания в месте расположения волновой поверхности S , k – волновое число, r – расстояние от элемента dS до точки P . Множитель E_0 определяется амплитудой световых колебаний в том месте, где находится dS . Коэффициент $K(\varphi)$ зависит от угла φ между нормалью \vec{n} к площадке dS и направлением к точке P . При $\varphi = 0$ этот коэффициент максимален и равен единице, при $\varphi = \pi/2$ он обращается в нуль. Данный коэффициент обеспечивает отсутствие обратного излучения.

Результирующее колебание в точке P представляет собой суперпозицию колебаний, взятых для всей волновой поверхности S :

$$E(r, t) = \int K(\varphi) \frac{E_0}{r} \cos(\omega t - kr + a_0) dS. \quad (2.1)$$

Эта формула является аналитическим выражением принципа Гюйгенса-Френеля. В случае плоских волн формулу 2.1 можно привести к виду:

$$E(x, t) = \int K(\varphi) E_0 \cos(\omega t - kx + a_0) dS. \quad (2.1a)$$

Таким образом, суть принципа Гюйгенса-Френеля заключается в следующем: при вычислении амплитуды колебания в точке P , порождаемого световой волной, распространяющейся от реального источника, этот источник можно заметить совокупностью вторичных источников, расположенных на волновой поверхности. Они являются когерентными и интерферируют. Результат интерференции в любой точке пространства зависит от разности оптического хода и соотношения амплитуд слагаемых колебаний.

Если на пути распространения световой волны имеются препятствия в виде экранов с отверстиями, то поверхность удобно выбрать таким образом, чтобы она совпала с поверхностью экранов, а в отверстиях экранов имела форму волновой поверхности первичной волны, не искаженной экраном. При этом амплитуды вторичных источников на поверхности непрозрачных экранов принимаются равными нулю, а на волновой поверхности – такими, какими они были бы при отсутствии экранов.

В зависимости от условий наблюдения различают дифракцию Фраунгофера и дифракцию Френеля. Если источник света и точка наблюдения находятся от препятствия настолько далеко, что волну, падающую на препятствие, можно считать плоской, а лучи, идущие в точку P , образуют практически параллельный пучок, то говорят о дифракции Фраунгофера (дифракции в параллельных лучах). Дифракцию Фраунгофера можно также наблюдать в фокальной плоскости линзы. В противном случае говорят о дифракции в сходящихся лучах или о *дифракции Френеля*. Дифракция Френеля наблюдается без оптических систем, то есть непосредственно, а вот дифракция Фраунгофера наблюдается, в основном, с помощью оптических приборов.

Зоны Френеля

Вычисления по формуле (2.1) представляют собой в общем случае трудную задачу. Однако в случаях, отличающихся симметрией, нахождение амплитуды результирующего колебания может быть осуществлено простым алгебраическим или геометрическим суммированием при помощи метода, разработанного Френелем.

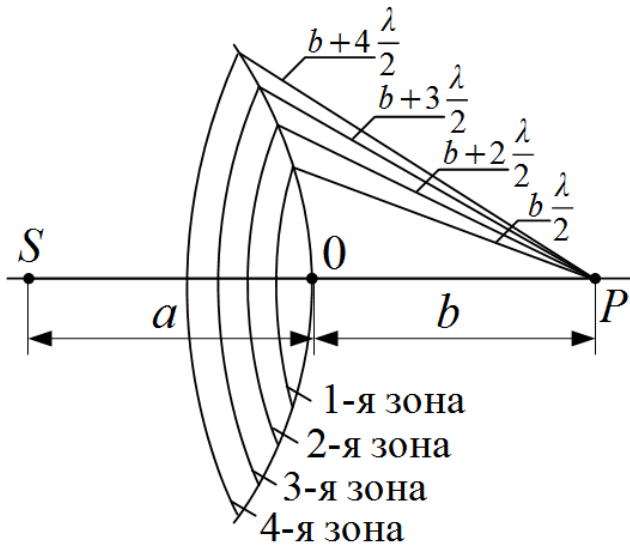


Рис. 2.3

Определим амплитуду световых колебаний, возбуждаемых в точке P сферической волной, распространяющейся в изотропной однородной среде из точечного источника S . Волновые поверхности такой волны симметричны относительно прямой SP . Разобьем изображенную на рис. 2.3 волновую поверхность на кольцевые зоны, построенные так, что расстояния от краев каждой зоны до точки P отличаются друг от друга на $\lambda/2$ (λ – длина волны в той среде, в которой распространяется волна). Итак,

$$\begin{aligned}
 b_1 &= b + \lambda/2, \\
 b_2 &= b_1 + \lambda/2 = b + 2\lambda/2, \\
 &\dots\dots\dots \\
 b_m &= b + m \lambda/2,
 \end{aligned}$$

где b_m – расстояние от внешнего края m -й зоны до точки P , а b – расстояние от вершины волновой поверхности O до точки P .

Обладающие таким свойством зоны называются **зонами Френеля**. Колебания, приходящие в точку P от аналогичных точек двух соседних зон (т.е. от точек, лежащих в середине зон или внешних краев зон и т.д.), находятся в противофазе. Поэтому и результирующие колебания, создаваемые каждой из зон в целом, будут для соседних зон отличаться на π .

Вычислим площади зон Френеля.

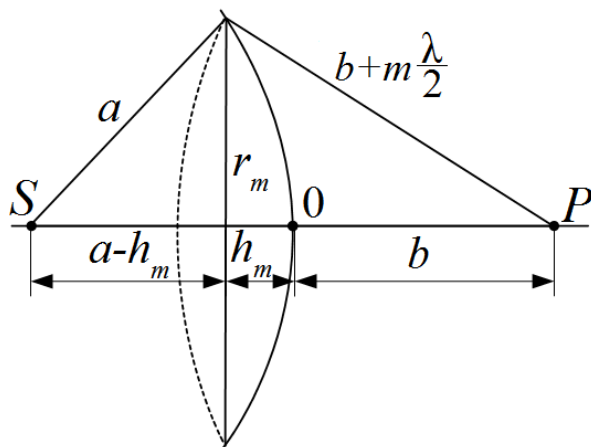


Рис. 2.4

Внешняя граница m -й зоны выделяет на волновой поверхности сферический сегмент высоты h_m (рис. 2.4). Обозначим площадь этого сегмента через S_m . Тогда площадь m -й зоны равна:

$$\Delta S = S_m - S_{m-1},$$

где S_{m-1} – площадь сферического сегмента, выделяемого внешней границей $(m - 1)$ -й зоны. Из рис. 2.4 видно, что

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = (b + m \frac{\lambda}{2})^2 - (b + h_m)^2$$

(a – радиус волновой поверхности, r_m – радиус внешней границы m -й зоны).

Возведя скобки в квадрат, получим:

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 = bm\lambda + m^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 - 2bh_m - h_m^2. \quad (2.2)$$

Отсюда

$$h_m = \frac{bm\lambda + m^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2}{2(a+b)}. \quad (2.3)$$

Ограничимся рассмотрением небольших m . Тогда ввиду малости λ можно пренебречь слагаемым $m^2(\lambda/2)^2$. В этом приближении:

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}. \quad (2.4)$$

Площадь сферического сегмента равна $S = 2\pi Rh$ (R – радиус сферы, h – высота сегмента). Следовательно:

$$S_m = 2\pi ah_m = \frac{\pi ab}{a+b} m\lambda$$

и площадь m -й зоны:

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}. \quad (2.5)$$

Полученное выражение не зависит от m . Значит, что при не слишком больших m площади зон Френеля примерно одинаковы.

Из формулы (2.2) можно найти радиусы зон Френеля. При не слишком больших m высота сегмента $h_m \ll a$, поэтому можно считать, что $r_m^2 = 2ah_m$. Подставив значение (2.4) для h_m в выражение для r_m^2 , найдем радиус внешней границы m -й зоны:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda}. \quad (2.6)$$

При $a = b = 1$ м и $\lambda = 0,5$ мкм радиус первой зоны $r_1 = 0,5$ мм.

Итак, площади зон Френеля примерно одинаковы. Расстояние b_m от зоны до точки P медленно растет с номером зоны m . Угол φ между нормалью к элементам зоны и направлением на точку P также растет с m . По этим причинам амплитуда A_m колебания, возбуждаемого m -й зоны в точке P , монотонно убывает с ростом m . Даже при больших m , когда площадь зоны начинает заметно расти (2.3), убывание множителя $K(\varphi)$ перевешивает рост ΔS_m , так что A_m продолжает убывать. Таким образом:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots$$

Фазы колебаний, возбуждаемых соседними зонами, отличаются на π . Поэтому амплитуда A результирующего колебания в точке P может быть представлена в виде

$$A_p = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m$$

или

$$A_p = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots$$

Вследствие монотонного убывания A_m можно приближенно считать, что

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}. \quad (2.7)$$

Тогда выражения в скобках равны нулю, и формула (2.7) упрощается следующим образом:

$$A = A_1/2. \quad (2.8)$$

Согласно формуле (2.8), амплитуда, создаваемая в некоторой точке P всей сферической волновой поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой одной лишь центральной зоной. Если на пути волны поставить непрозрачный экран с отверстием, оставляющим открытой только центральную (первую) зону Френеля, то амплитуда световой волны в точке P не только не уменьшится, как можно было бы ожидать, а станет равной A_1 , то есть возрастет в два раза. Соответственно интенсивность света в точке P будет в этом случае в четыре раза больше, чем в отсутствии преград между точками S и P .

Колебания от четных и нечетных зон Френеля находятся в противофазе и, следовательно, ослабляют друг друга. Если поставить на пути световой волны пластинку, которая перекрывала бы все четные или нечетные зоны, то интенсивность света в точке P резко возрастет. Такая пластинка, называемая **зонной**, действует подобно собирающей линзе.

Дифракция Фраунгофера на щели

Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально на щель шириной a (рис. 2.5), причем фронт волны совпадает с той плоскостью, в которой находится щель. Поместим за щелью собирающую линзу, в фокальной плоскости которой расположим экран. Согласно принципу Гюйгенса-Френеля все точки щели являются вторичными источниками когерентных сферических волн. Лучи, распространяющиеся по направлению φ , интерферируют в некоторой точке P фокальной плоскости линзы L .

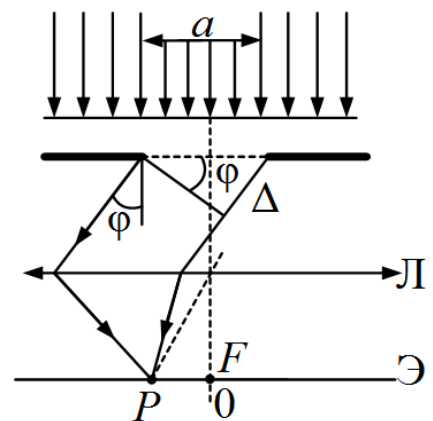


Рис. 2.5

Чтобы найти результат сложения вторичных волн в произвольном направлении, определяемом углом дифракции φ , разобьем щель на элементарные полоски (зоны излучения) одинаковой ширины, параллельные краям щели. Каждая элементарная полоска создает в точке P свое колебание. Амплитуды всех этих колебаний одинаковы (одинаковы площади зон излучения), а разности фаз колебаний от соседних элементарных полосок равны между со-

бой. Для нахождения амплитуды результирующего колебания воспользуемся методом векторного сложения (см. глава 1, рис. 1.6). При $\varphi = 0$ все элементарные колебания складываются в одинаковой фазе. Поэтому на векторной диаграмме соответствующие им векторы выстраиваются вдоль одной линии (рис. 2.6а). Длину результирующего вектора обозначим A_0 .

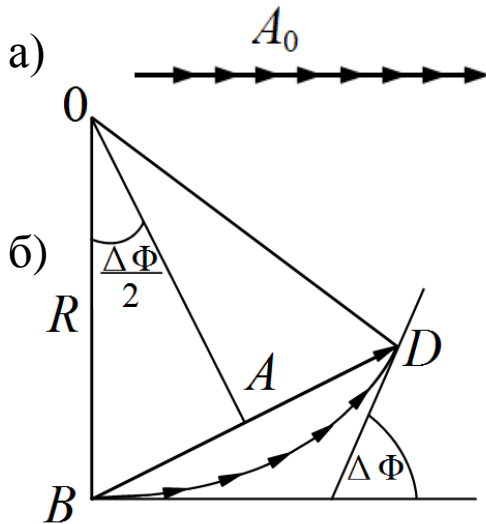


Рис. 2.6

При $\varphi \neq 0$ между колебаниями от соседних элементов щели возникает постоянная разность фаз $\Delta\Phi$, зависящая от φ . На векторной диаграмме цепочка векторов располагается по дуге некоторой окружности (рис. 2.6б) радиуса R с центром в точке O . Если пренебречь зависимостью элементарных амплитуд от угла φ (т.е. множителем $K(\varphi)$) в формуле (2.1), то длина дуги BD будет равна A_0 , а длина хорды BD равна амплитуде результирующего колебания. Разность фаз колебаний от крайних элементов щели, как следует из рис. 2.5 определяется по формуле:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin \varphi. \quad (2.9)$$

Из построения на рис. 2.6 видно, что

$$A = 2R \sin \frac{\Delta\Phi}{2} = \frac{A_0 \sin \Delta\Phi/2}{\Delta\Phi/2}. \quad (2.10)$$

Подставляя (2.9) в последнее соотношение, получаем:

$$A = A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi}. \quad (2.11)$$

Амплитуда результирующего колебания равна модулю выражения (2.11). Интенсивность света, пропорциональная квадрату амплитуды, определяется соотношением:

$$I = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi\right)^2}, \quad (2.12)$$

где I_0 – интенсивность в центре дифракционной картины ($\varphi = 0$).

Как видно из соотношения (2.12), минимумы интенсивности соответствуют углам дифракции, удовлетворяющим условию:

$$a \sin \varphi = m\lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots. \quad (2.13)$$

Для максимумов интенсивности из (2.12) получается трансцендентное уравнение $\text{tg} \alpha = \alpha$, где $\alpha = (\pi a/\lambda)$. Корни этого уравнения равны соответственно: 0; 1,43; 2,46; Они определяют углы, под которыми

наблюдаются центральный и боковые максимумы. Расчет на основании формулы (2.12) показывает, что интенсивность центрального максимума I_0 и интенсивности последующих относятся как:

$$\frac{I}{I_0} = 0,045; 0,016; \dots \quad (*)$$

Приблизительно можно принять, что максимумы имеют место, когда разность фаз колебаний от крайних элементов щели составляет $\pm(2m + 1)\pi$, $m = 1, 2, \dots$, то есть на ширине щели укладывается нечетное число зон излучения. Откуда

$$a \sin \varphi = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (2.14)$$

Подставив значения $a \sin \varphi$ в формулу (2.12), получаем:

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{2}{\pi(2m + 1)} \right)^2, \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

или

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{2}{3\pi} \right)^2; \left(\frac{2}{5\pi} \right)^2; \dots,$$

что весьма близко к точным значениям (*).

Распределение интенсивности в дифракционной картине в зависимости от $\sin \varphi$ показано на рис. 2.7.

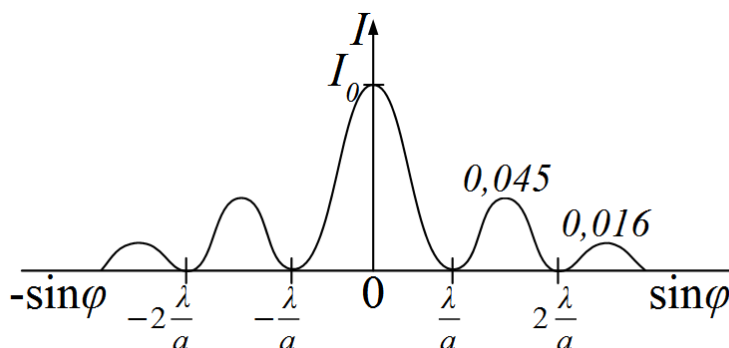


Рис. 2.7

Из рис. 2.7 следует, что при дифракции Фраунгофера на одной щели на экране можно будет наблюдать центральную светлую полосу, обрамленную боковыми тусклыми полосами, яркость которых, согласно расчета (*), значительно меньше яркости центральной полосы. Таким образом, главным элементом дифракционной картины при дифракции на одной щели является центральная полоса, для которой $-\frac{\lambda}{a} < \sin \alpha < \frac{\lambda}{a}$. Как показывают эти неравенства, угловая ширина центральной полосы определяется отношением $\frac{\lambda}{a}$. На рис. 2.8 показано как изменяется характер дифракционной картины при изменении ширины щели. Сплошная кривая соответствует ширине щели $a = a_1$ (широкая щель), пунктирная — ширине $a = a_2 < a_1$ (узкая щель).

Сужение щели приводит к тому, что центральный максимум расплывается, при этом яркость максимума будет уменьшаться. Аналогично будут вести себя и другие максимумы. При ширине щели, много большей длины волны, в центре экрана получается резкое изображение источника. В этом случае имеет место прямолинейное распространение света (то есть довольно точно выполняется приближение геометрической оптики).

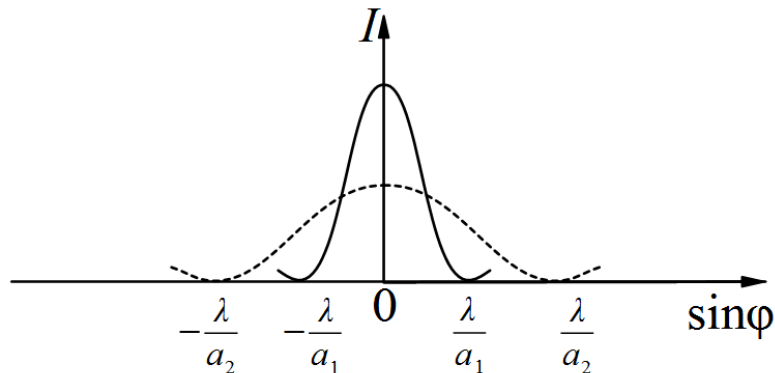


Рис. 2.8

Дифракция Фраунгофера на дифракционной решётке

Одномерная дифракционная решётка представляет собой совокупность большого числа одинаковых равно отстоящих друг от друга щелей, разделенных непрозрачными промежутками.

Расстояние d между серединами соседних щелей называется периодом, или постоянной решетки; $d = a + b$, где a – ширина каждой щели; b – ширина каждого непрозрачного промежутка между щелями.

Пусть на решетку нормально падает плоская монохроматическая волна, волновой фронт которой совпадает с плоскостью решётки. Параллельно решетке расположим собирающую линзу, в фокальной плоскости которой поместим экран, где будем наблюдать дифракционную картину (рис. 2.9).

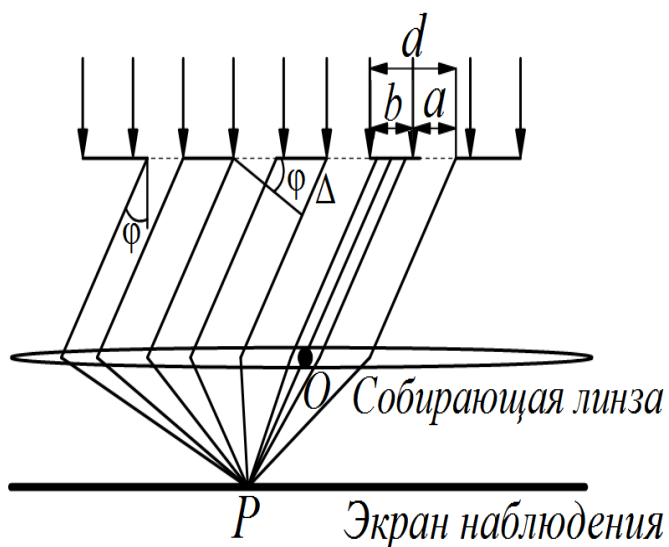


Рис. 2.9

По принципу Гюйгенса-Френеля каждая щель – часть волновой поверхности – излучает вторичные волны в сторону экрана наблюдения. Разность фаз волн в плоскости решетки для всех щелей одинакова. Интенсивность в произвольной точке P на экране будет результатом наложения волн, идущих от всех щелей.

Строгое решение задачи о дифракции световой волны на решетке (приложение) позволило определить зависимость результирующей интенсивности от угла дифракции φ :

$$I_{\varphi} = I_0 \left(\frac{\sin \frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi}{\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi} \right)^2 \left(\frac{\sin \left(\frac{\pi N d}{\lambda} \sin \varphi \right)}{\sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi \right)} \right)^2. \quad (2.15)$$

Как видно из формулы (2.15) функция I_{φ} представляет собой произведение двух функций $I_1(\varphi)$ и $I_N(\varphi)$, где $I_1(\varphi)$ – интенсивность света при дифракции на одной щели (2.12), а

$$I_N(\varphi) = \left(\frac{\sin \left(\frac{\pi N d}{\lambda} \sin \varphi \right)}{\sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi \right)} \right)^2 -$$

учитывает интерференцию N волн, дифрагированных N щелями.

1. Из формулы (2.15) следует, что интенсивность обращается в ноль при условии

$$a \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad m = 1, 2, 3 \dots, \quad (2.16)$$

то есть в направлениях, по которым каждая из щелей в отдельности не посылает света, будут наблюдаться минимумы интенсивности и при дифракции на решетке.

Полученное условие называется **условием главных минимумов** для дифракционной решетки и соответствует условию минимума при дифракции от одной щели. Таким образом, минимум для щели является также минимумом для решетки.

2. Интенсивность также обращается в ноль, если

$$d \sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{N} p, \quad p = 1, 2, 3 \dots, \quad p \neq N, 2N, 3N \dots, \quad (2.17)$$

где N – количество щелей дифракционной решетки.

Выражение (2.17) является условием **дополнительных минимумов** для дифракционной решетки.

3. В случае, когда

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3 \dots, \quad (2.18)$$

функция (2.15) будет принимать максимальное значение.

Третье условие определяет положение главных максимумов при дифракции на дифракционной решетке и называется **условием главных максимумов**.

При этом условии колебания от всех щелей складываются в одинаковой фазе, $A_p = NA$, $I_N(\varphi) = N^2$. Число m в уравнении (2.18) называется порядком дифракционного максимума.

Из приведенных условий следует, что между двумя соседними главными максимумами располагается $(N - 1)$ дополнительных минимумов и соответственно $(N - 2)$ дополнительных максимумов. Интенсивность дополнительных максимумов незначительна, они лишь создают некоторый фон на экране.

Таким образом, распределение интенсивности и дифракционная картина, получающиеся от решетки, имеют вид, представленный на рис. 2.10.

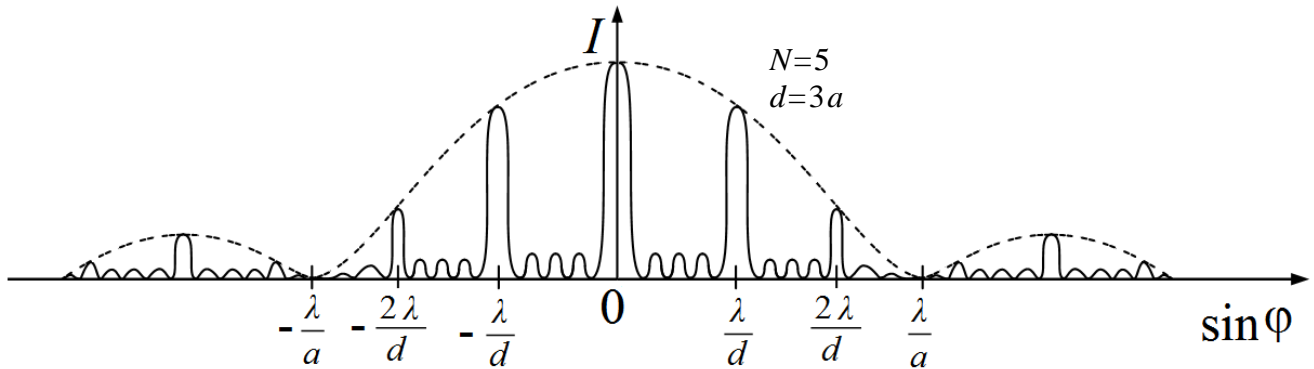


Рис.2.10

Пунктирная кривая, проходящая через вершины главных максимумов, изображает интенсивность от одной щели, умноженную на N^2 . При указанных на графике параметрах решетки главные максимумы 3-го, 6-го и т.д. порядков пропадают, так как они накладываются на минимумы от одной щели.

При наблюдении в монохроматическом свете на экране виден ряд ярких полос, разделенных темными промежутками.

При изменении параметров дифракционной решетки получающиеся распределение интенсивности и дифракционная картина будут меняться. Рассмотрим теперь вопрос о том, при каком соотношении между d и λ решетка дает отчетливую дифракционную картину. Поскольку количество наблюдающихся главных максимумов определяется отношением d/λ . В самом деле, из формулы (2.18) $\sin \varphi = \pm m\lambda/d$ и

$$|\sin \varphi| = m\lambda/d \quad (**)$$

не может превосходить единицы. Следовательно, $m\lambda/d \leq 1$, и $m \leq d/\lambda$. Если $d \gg \lambda$, то, как показывает формула (**), углы соответствующие главным максимумам будут очень малы. Все главные максимумы будут «спрессованы» около центрального, то есть картина будет совершенно неразборчива.

При $d < \lambda$ уравнение (**), рассматриваемое как уравнение относительно m , имеет единственное решение, $m = 0$, то есть $\sin \varphi = 0$.

При $d = \lambda$ уравнение (**) имеет два решения: $m = 0$ ($\sin \varphi = 0$) и $m = 1$ ($\sin \varphi = 1$; $\varphi = \frac{\pi}{2}$). Таким образом, при $d \leq \lambda$ наблюдается только центральный максимум. Отсюда следует, что для получения отчетливой дифракционной картины d должно быть больше λ , но не во много раз.

Дифракционная решётка как спектральный прибор

Ранее мы рассматривали дифракцию в случае монохроматического излучения. Когда на решетку падает свет сложного спектрального состава, то на экране на месте главных максимумов (кроме центрального) наблюдается спектры соответственно 1-го, 2-го и т.д. порядков. При этом фиолетовые

лучи в каждом спектре отклоняются меньше, чем красные ($\lambda_k > \lambda_\phi$). Это определяется зависимостью угла дифракции, для которого наблюдается главный максимум, от длины волны ($\sin\varphi = md/\lambda$).

На экране спектры различных порядков разделены темными промежутками, но иногда могут накладываться друг на друга. Таким образом, дифракционная решетка представляет собой спектральный прибор.

Основными характеристиками любого спектрального прибора являются дисперсия и разрешающая способность.

Дисперсия определяет линейное или угловое расстояние между двумя близкими спектральными линиями отличающимися по длине волны на единицу (например, на 1 нм).

Угловой дисперсией называется величина

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}, \quad (2.19)$$

где $d\varphi$ – угловое расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длине волны на $d\lambda$.

Положение главных максимумов для дифракционной решетки определяется из условия $d\sin\varphi = m\lambda$. Продифференцировав последнее равенство по длине волны, получаем

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi}.$$

При небольших углах дифракции $\varphi \rightarrow 0$ ($\cos\varphi \approx 1$) и

$$D = \frac{m}{d}. \quad (2.20)$$

Из выражения(2.20)следует, что чем выше порядок спектра, тем больше дисперсия. Дисперсия также больше при наблюдении спектра с помощью дифракционной решетки с меньшим периодом.

Разрешающая способность определяет минимальную разность длин волн, при которой две линии спектра с длинами волн : λ и $\lambda + \delta\lambda$ еще разрешимы (воспринимаются раздельно):

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}. \quad (2.21)$$

Согласно критерию Релея, спектральные линии считаются полностью разрешенными, если главный максимум одной из них совпадает с минимумом (ближайшим к главному максимуму) другой (рис. 2.11).

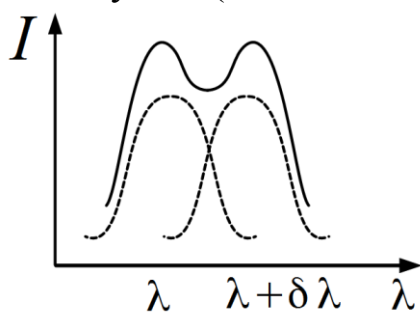


Рис. 2.11

Пусть на дифракционную решётку падают две волны: λ и $\lambda + \delta\lambda$. В спектре порядка m максимумы этих двух волн будут разрешены по критерию Релея, если максимум одной волны совпадает с минимумом другой.

Запишем условие максимума для излучения с длиной волны $(\lambda + \delta\lambda)$:

$$d \sin \varphi_{max} = m(\lambda + \delta\lambda),$$

для излучения с длиной волны λ – условие дополнительного минимума:

$$d \sin \varphi_{min} = m\lambda + \frac{\lambda}{N}.$$

Так как $\varphi_{max} = \varphi_{min}$, то $m\lambda + m\delta\lambda = m\lambda + \lambda/N$. Из последнего выражения получаем

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN, \quad (2.22)$$

где m – порядок спектра, N – число щелей решетки.

Из формулы (2.22) следует, что лучше разрешаются линии в спектрах более высоких порядков и большей разрешающей способностью обладают решетки с большим числом щелей.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

В данной лабораторной работе мы исследуем дифракцию света на прозрачной одномерной дифракционной решетке и вычисляем длины волн наблюдаемых спектральных линий. Прозрачная дифракционная решетка для световых волн – это пластина из прозрачного материала (стекла), на поверхности которой каким-либо путем (механическим или фотоспособом) нанесено большое число параллельных равноотстоящих непрозрачных штрихов. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.12.

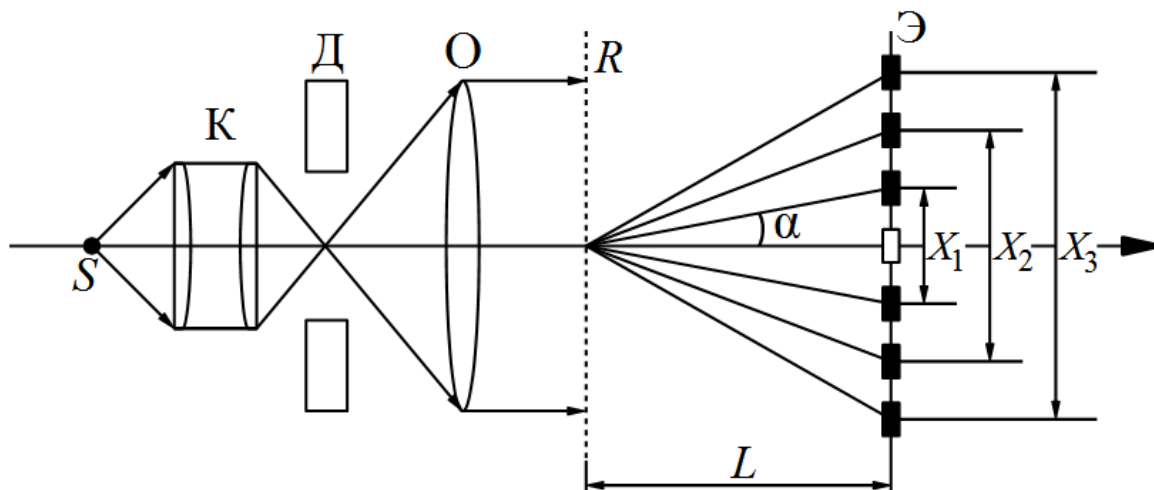


Рис. 2.12

Здесь S – источник света,

K – конденсор,

D – диафрагма со щелью,

O – объектив,

\mathcal{E} – экран,

R – дифракционная решетка.

Через X_1 обозначено расстояние между средними точками полос одного цвета в спектре 1-го порядка; через X_2 , X_3 – то же, в спектрах 2-го и 3-го порядков; L – расстояние от решетки до экрана.

Из формулы, определяющей направление главных максимумов дифракционной решетки (2.18) следует, что длина волны

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{m}. \quad (2.24)$$

При $L \gg x_m$ (где x_m - расстояние между средними точками полос одного цвета в спектре m - го порядка)

$$\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{x_m}{2L}. \quad (2.25)$$

Подставляя выражение (2.25) в формулу (2.24), получим

$$\lambda = \frac{dx_m}{2mL}. \quad (2.26)$$

Технические данные дифракционной решетки, используемые в работе:

- количество штрихов на 1 мм – 100,

- размер рабочего окна – 21 × 21 мм.

Период дифракционной решетки $d = 1/n$, где n - число штрихов на единицу длины.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить проекционный фонарь.
2. Между конденсором и объективом установить диафрагму со щелью.
3. За объективом установить дифракционную решетку.
4. Расположить экран на таком расстоянии L от решетки, чтобы в центре дифракционной картины получить четкую, яркую светлую полосу.
5. Измерить расстояние L от решетки до экрана.
6. Измерить линейкой расстояние X_1 между серединами красных полос в спектре первого порядка, X_2 , X_3 – то же, в спектрах второго и третьего порядков.
7. Повторить измерения, указанные в пункте 6, для зеленых полос или для полос какого – либо другого цвета.
8. Используя значения измерений, вычислить длину волны λ по формуле (2.26). При этом значение λ , найденное путем измерений в спектре 1-ого порядка, обозначают через λ_1 , а найденные путем измерений в спектрах 2-ого и 3-ого порядков – через λ_2 , λ_3 .
9. Определить среднее значение длины волны λ_{cp} каждого цвета.
10. Результаты измерений и вычислений занести в табл. 2.1

Таблица 2.1

№ п/п	Цвет полосы в спектре	$L, м$	$X, м$	$\lambda, мкм$	$\lambda_{ср.}, мкм$
	Красный		X_1	λ_1	
			X_2	λ_2	
			X_3	λ_3	
	Зеленый		X_1	λ_1	
			X_2	λ_2	
			X_3	λ_3	
	Фиолетовый		X_1	λ_1	
			X_2	λ_2	
			X_3	λ_3	

11. Вычислить погрешности измерений и записать полученные результаты в стандартной форме $\lambda = \lambda_{ср.} \pm \Delta\lambda$.
12. Провести сравнение полученных значений λ (разных цветов) с теоретическими из следующей табл. 2.2

Таблица 2.2

Цвет	Длина волны (мкм)
Фиолетовый	0,38 – 0,45
Синий	0,45 – 0,48
Голубой	0,48 – 0,50
Зеленый	0,50 – 0,56
Желтый	0,56 – 0,59
Оранжевый	0,59 – 0,62
Красный	0,62 – 0,77

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какое явление называется дифракцией? При каких условиях мы будем наблюдать это явление?
2. Принцип Гюйгенса. Какие дополнения принципа Гюйгенса позволили Френелю развить аналитическую теорию дифракции?
3. Чем различаются условия наблюдения дифракции по Френелю и по Фраунгоферу? Как реализуются эти условия в лабораторных установках?
4. Условия наблюдения максимумов и минимумов света в случае дифракции Фраунгофера на щели?
5. Нарисуйте график зависимости интенсивности света в фокальной плоскости линзы от синуса угла между направлениями первичной и вторичной волн.

6. Что такое дифракционная решетка? Что такое постоянная (период) дифракционной решетки?
7. На дифракционную решетку перпендикулярно ее плоскости падает монохроматическая световая волна. По каким направлениям будет распространяться свет, прошедший через решетку? Можно ли сказать, что по всем? Нарисуйте график зависимости интенсивности света, прошедшего через решетку, от синуса угла между направлениями падающей и выходящей из решетки волн.
8. При каком соотношении между периодом решетки и длиной волны получается отчетливая дифракционная картина?
9. Дисперсия и разрешающая способность дифракционной решетки. От чего они зависят?
10. Цель и порядок выполнения лабораторной работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Определение интенсивности световой волны при дифракции на решетке

Дифракционная картина от решетки, состоящей из N щелей, образуется в результате интерференции N колебаний, возбуждаемых волнами, дифрагированными N щелями в произвольном направлении, определяемом углом дифракции φ . Амплитуда A колебания, вызываемого одной щелью, зависит от угла φ в соответствии с формулой (2.11)

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

Как видно из рис. П1 разность хода волн от двух соседних щелей $\Delta = d \sin \varphi$, следовательно, разность фаз соседних колебаний

$$\Delta \Phi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi. \quad (\text{П1})$$

Результирующую амплитуду найдем методом векторного сложения колебаний (методика расчета подобна той, которая использовалась при определении амплитуды результирующего колебания от одной щели). На

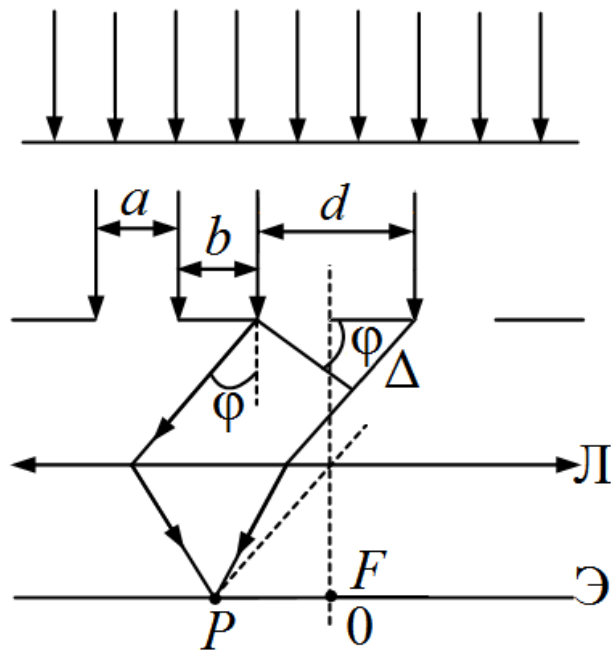


Рис. П1

рис. П2 показано сложение колебаний для четырех щелей. Концы складываемых векторов располагаются на некоторой окружности радиуса R с центром в точке O . Из рисунка видно, что

$$R = \frac{A}{2 \sin \Delta\Phi/2};$$

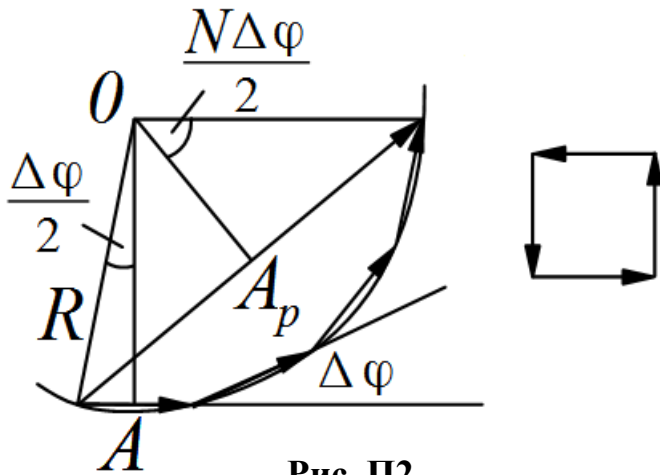


Рис. П2

$$A_p = 2R \sin \frac{N\Delta\Phi}{2} = \frac{A \sin(N\Delta\Phi/2)}{\sin(\Delta\Phi/2)}.$$

Подставляя в последнее соотношение $\Delta\Phi$ (формула (П1)) и A (формула (2.11)) и переходя к интенсивности (интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды – $I \sim A^2$), находим:

$$I_\varphi = I_0 \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} d \sin \varphi\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi} \right]^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{N\pi}{\lambda} d \sin \varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi\right)} \right]^2. \quad (\text{П2})$$

Ход лучей в собирающих линзах описан в приложении к главе 3.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Лабораторная работа 3 – 3

Цель работы: изучение способов поляризации световых волн, экспериментальная проверка закона Малюса.

Приборы и принадлежности:

1. источник естественного света,
2. поляризатор,
3. собирающая линза,
4. анализатор,
5. фотоэлемент,
6. микроамперметр,
7. оптическая скамья.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Естественный и поляризованный свет

Свет, как известно, представляет собой сложное явление: в одних случаях он ведет себя как электромагнитная волна, в других – как поток особых частиц (фотонов).

Следуя волновой трактовке, свет можно представить как поперечные электромагнитные волны, у которых векторы электрического и магнитного полей перпендикулярны и колеблются в плоскости, перпендикулярной по отношению к вектору скорости распространения электромагнитной волны (см. глава 1 рис. 1.1).

Вместе с тем световые волны обычно не обнаруживают асимметрии относительно направления распространения (луча). Это обусловлено тем, что в естественном свете имеются колебания, совершающиеся в самых различных направлениях, перпендикулярных к лучу (рис 3.1). В первой главе было показано, что световая волна складывается из множества цугов волн, испускаемых отдельными атомами. Плоскость колебаний для каждого цуга ориентирована случайным образом. Поэтому в результирующей волне колебания различных направлений представлены с равной вероятностью.

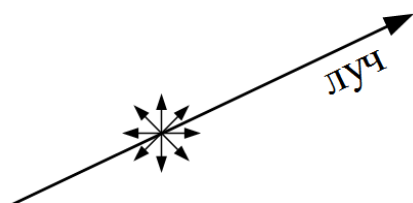


Рис. 3.1

В естественном свете колебания различных

направлений быстро и беспорядочно сменяют друг друга. **Свет**, в котором направление колебаний упорядочены каким-либо образом называется **поляризованным**. Если колебания светового вектора происходят только в одной плоскости (рис. 3.2), такой свет называется **плоско** или **линейно-поляризованным**. Плоскость, в которой колеблется световой вектор \vec{E} называется **плоскостью поляризации**.

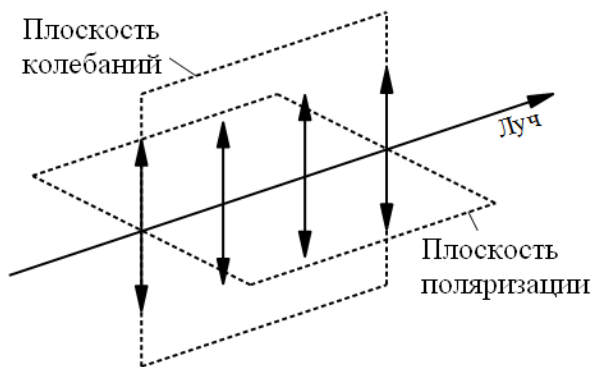


Рис. 3.2

поляризаторами. Эти приборы свободно пропускают колебания, параллельные плоскости поляризатора и полностью задерживают колебания, перпендикулярные к этой плоскости. Прибор, с помощью которого обнаруживается поляризация светового пучка, называется **анализатором**.

1. Пусть на поляризатор падает плоско-поляризованный свет амплитудой A_0 и интенсивностью I_0 . Колебание амплитуды A_0 , совершающееся в плоскости, образующей угол φ с плоскостью поляризатора, можно разложить на два колебания с амплитудами (рис. 3.3):

$$A_{\parallel} = A_0 \cos \varphi \text{ и } A_{\perp} = A_0 \sin \varphi.$$

Первое колебание пройдет через прибор, а второе будет задержано (рис. 3.4), поэтому интенсивность I прошедшего света ($I \sim A_{\parallel}^2$) будет определяться следующим выражением:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi. \quad (3.1)$$

Это соотношение называется **законом Малюса**. Следует отметить, что колебание, параллельное плоскости поляризатора несет с собой долю интенсивности, пропорциональную $\cos^2 \varphi$.

2. Пусть на поляризатор падает естественный свет. В естественном свете все значения угла φ равновероятны, среднее значение $\cos^2 \varphi = 1/2$. Следовательно, после поляризатора выйдет плоско-поляризованный свет интенсивностью $I = 1/2 I_e$, где I_e — интенсивность естественного света.

При вращении поляризатора вокруг направления естественного луча, интенсивность прошедшего света не меняется, изменяется лишь ориентация

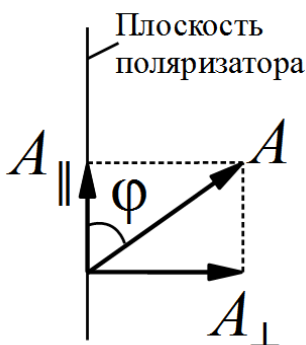


Рис. 3.3

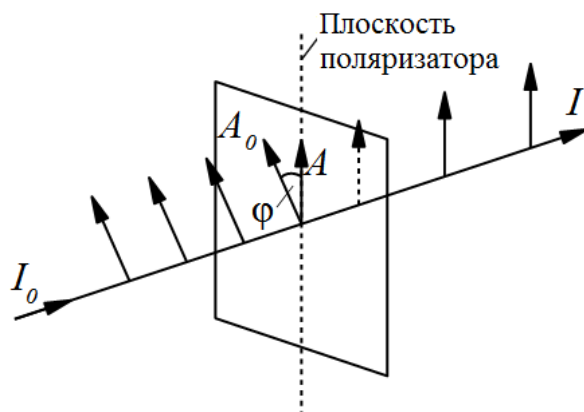


Рис. 3.4

света, выходящего из прибора.

3. Поставим на пути естественного света два поляризатора, плоскости которых образуют угол φ . Из первого поляризатора выйдет плоско-поляризованный свет, интенсивностью $I_1 = 1/2 I_e$, а после второго поляризатора по закону Малюса выйдет свет интенсивностью

$$I_2 = I_1 \cos^2 \varphi = \frac{I_e}{2} \cos^2 \varphi. \quad (3.2)$$

Итак, при $\varphi=0$ (поляризаторы параллельны) интенсивность вышедшего света будет максимальна и равна $1/2 I_e$, а при $\varphi=90^\circ$ интенсивность минимальна и равна 0. Такие поляризаторы называются *скрещенными*.

Если вдоль одного и того же направления распространяются две монохроматические волны, поляризованные в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, то в результате их сложения в общем случае возникает эллиптически - поляризованная волна.

В эллиптически – поляризованной волне в любой плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны (лучу) конец результирующего вектора \vec{E} за один период светового колебания описывает эллипс (рис.3.5). Форма и размер эллипса определяется амплитудами E_x и E_y линейно поляризованных волн и фазовым сдвигом $\Delta\varphi$ между ними. Если разность фаз этих волн равна 0 или π , то эллипс вырождается в прямую и получается *плоско-поляризованный свет*. При разности фаз $\pm \pi/2$ и равенстве амплитуд складываемых волн эллипс превращается в окружность – получается свет, *поляризованный по кругу*.

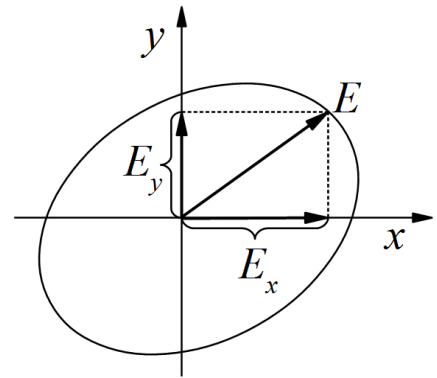


Рис. 3.5

Свет, в котором колебания одного направления, преобладают над колебаниями других направлений, называется *частично-поляризованным*. Такой свет может рассматриваться как смесь естественного и плоско-поляризованного. Степенью поляризации света называется величина P :

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (3.3)$$

где I_{max} , I_{min} – максимальная и минимальная интенсивности света, проходящего через анализатор. Для плоско-поляризованного света $I_{min}=0$ и степень поляризации $P=1$. Для естественного света $I_{max}=I_{min}$ и $P=0$.

Заметим, что частично-поляризованный и естественный свет также можно представить как наложение двух плоско-поляризованных волн с взаимно перпендикулярными плоскостями колебаний. Однако эти волны не когерентны, разность фаз волн все время меняется, вследствие чего направление результирующего вектора \vec{E} изменяется беспорядочным образом.

Поляризация при отражении и преломлении света на границе раздела двух сред. Закон Брюстера.

Если угол падения света на границу раздела двух диэлектриков (например, на поверхность стеклянной пластинки) отличен от нуля, отраженный и преломленный лучи оказываются частично-поляризованными (рис. 3.6). В отраженном свете преобладают колебания, перпендикулярные к плоскости падения (колебания обозначаются точками). В преломленном луче преобладают колебания, параллельные плоскости падения (они изображены двусторонними стрелками).

Степень поляризации зависит от угла падения. При угле падения, удовлетворяющем условию:

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21}, \quad (3.4)$$

(где n_{21} – показатель преломления второй среды относительно первой), отраженный луч полностью поляризован (он содержит только колебания, перпендикулярные к плоскости падения (рис. 3.7)). Степень поляризации преломленного луча при угле падения, равном i_B достигает наибольшего значения, однако этот луч остается поляризованным только частично. Соотношение (3.3) носит название **закона Брюстера**. Угол i_B называют **углом Брюстера или углом полной поляризации**. При падении света под углом Брюстера отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны (рис. 3.7).

Степень поляризации отраженного и преломленного лучей при различных углах падения можно получить с помощью формул Френеля, которые вытекают из условий, налагаемых на электромагнитное поле на границе двух диэлектриков.

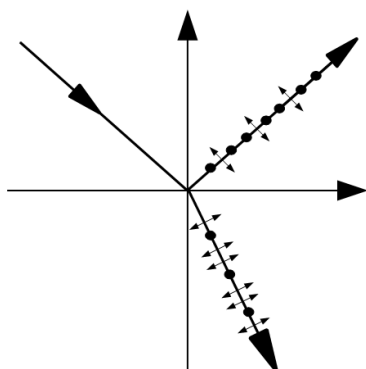


Рис 3.6

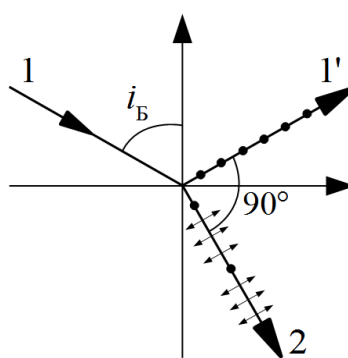


Рис 3.7

Поляризация при двойном лучепреломлении.

При прохождении света через некоторые кристаллы, световой луч разделяется на два луча. Это явление получило название **двойного лучепреломления**. Кристаллы, обладающие свойством двойного лучепреломления, подразделяются на одноосные и двуосные. У одноосных кристаллов (шпат, кварц и турмалин) один из лучей удовлетворяет обычному закону преломления

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21} = \text{const}$$

и лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной в точке падения. Этот луч называется **обыкновенным** и обозначается буквой **о**. Для другого луча, называемого **необыкновенным** (обозначается буквой **е**), отношение $\sin i_1 / \sin i_2$ не остается постоянным при изменении угла падения. Кроме того, необыкновенный луч не лежит, как правило, в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к преломляющей поверхности (рис. 3.8). У двусосных кристаллов (слюда, гипс) оба луча необыкновенные.

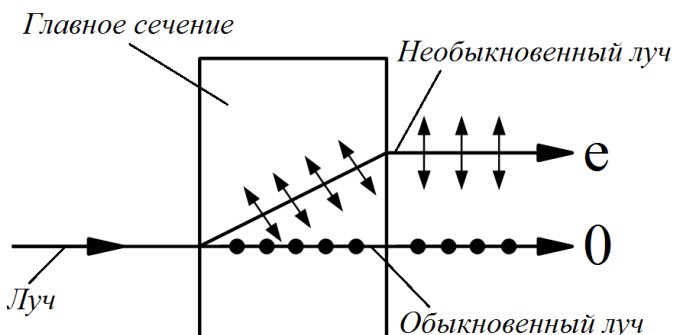


Рис 3.8

Явление двойного лучепреломления наблюдается для всех прозрачных кристаллов, кроме кристаллов кубической системы, которые оптически изотропны. У так называемых одноосных кристаллов имеется направление, вдоль которого свет распространяется, не разделяясь на два луча. **Это направление называется оптической осью кристалла. Плоскость, проходящая через направление луча света и оптическую ось кристалла, называется главной плоскостью (или главным сечением кристалла).**

Исследования показали, что обыкновенный и необыкновенный лучи полностью поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Колебания обыкновенного луча происходят в плоскости, перпендикулярной главному сечению кристалла. В необыкновенном луче колебания светового вектора \vec{E} происходят в плоскости, совпадающей с главным сечением.

Двойное лучепреломление объясняется анизотропией кристаллов. Диэлектрическая проницаемость ϵ оказывается зависящей от направления. В одноосных кристаллах ϵ в направлении оптической оси и в направлениях, перпендикулярных к ней имеет различные значения ϵ_{\parallel} и ϵ_{\perp} . В других направлениях ϵ имеет промежуточные значения. Поскольку показатель преломления связан с диэлектрической проницаемостью среды соотношением $n = \sqrt{\epsilon}$, электромагнитным волнам с различными направлениями колебания вектора \vec{E} соответствуют разные показатели преломления n . Поэтому, световые волны по-разному будут преломляться и иметь в разных направлениях различные скорости ($v = c/n$).

Было обнаружено, что все двоякопреломляющие кристаллы в той или иной степени поглощают свет. Поглощение в кристаллах анизотропно: коэффициент поглощения зависит от ориентации электрического вектора световой волны, то есть не одинаков для обыкновенного и необыкновенного

лучей и зависит от направления распространения света в кристалле. Это явление называется *дихроизмом*. Сильным дихроизмом обладает кристалл турмалина. В нем обыкновенный луч полностью поглощается на длине 1 мм. Таким же свойством обладает поляриод – целлулоидная пленка, в которой введено большое количество одинаково ориентированных кристаллов сульфата йодистого хинина (в этих кристаллах один из лучей поглощается на пути примерно в 0,1 мм). Следовательно, поляриод может быть использован в качестве поляризатора.

При получении поляризованного света большое распространение получил поляризатор, называемый призмой Николя (николь). Он представляет собой призму, вырезанную из кристалла исландского шпата, разрезанную по диагонали (AA') и склеенную канадским бальзамом. Показатель преломления канадского бальзама n_6 лежит между показателями преломления n_o и n_e обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле ($n_o > n_6 > n_e, n_o = 1,658; n_e = 1,486; n_6 = 1,549$).

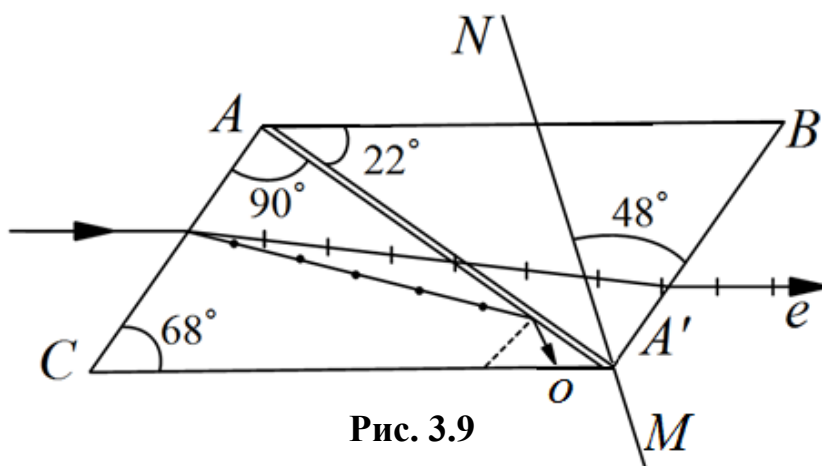


Рис. 3.9

Угол падения света оказывается таким (при соответствующем подборе угловых размеров призмы), что обыкновенный луч претерпевает на прослойке бальзама полное внутреннее отражение ($i_o > i_{пр}$ – предельный угол полного внутреннего отражения) (см. приложение), отклоняется в сторону зачерненной грани CA' и полностью поглощается. Необыкновенный же луч свободно проходит эту прослойку и после преломления на грани $A'B$ выходит из призмы практически параллельно падающему лучу (рис. 3.9). Таким образом, призма Николя преобразует естественный или частично поляризованный свет в линейно поляризованный в главной плоскости призмы, проходящей через луч и оптическую ось MN .

Действие призмы основано на явлении двойного лучепреломления света. Действие других поляризаторов основано на использовании либо закона Брюстера для отражения и преломления света на границе раздела двух прозрачных изотропных диэлектриков, либо явления дихроизма.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

В данной лабораторной работе исследуется линейно поляризованный свет, а также экспериментально проверяется закон Малюса (формула (3.1)).
Схема экспериментальной установки изображена на рис.3.10.

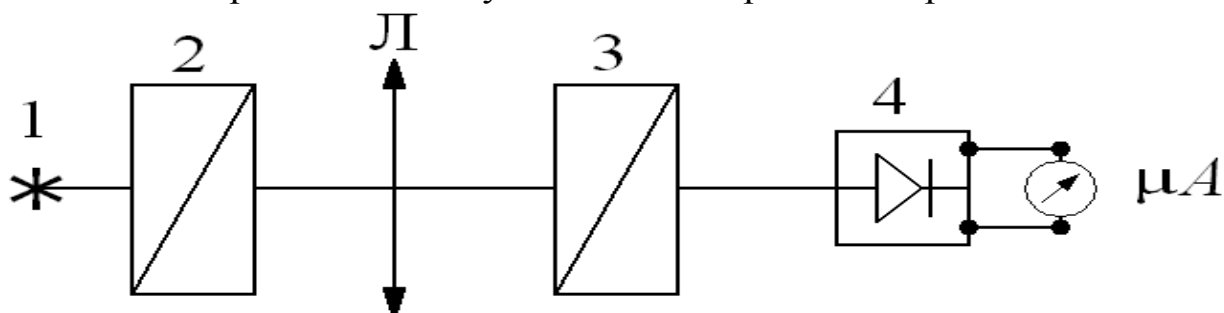


Рис. 3.10

Она состоит из:

источника естественного света – 1,

поляризатора – 2,

линзы – Л,

анализатора – 3,

фотоэлемента – 4,

микроамперметра (μA).

Все приборы располагаются на массивной оптической скамье.

(Источник естественного света и поляризатор 2 могут быть заменены квантовым генератором ЛГН-203).

Естественный свет от источника 1, проходя через поляризатор 2, становится линейно поляризованным.

С помощью линзы Л (передвигая её вдоль оптической оси) мы добиваемся того, что увеличенное изображение светового пучка попадает на поляризатор 3.

Поляризатор 3, служащий анализатором, можно поворачивать в плоскости, перпендикулярной оптической оси системы.

Прошедший через анализатор свет регистрируется фотоэлементом 4, соединенным с микроамперметром (μA). Величина фототока i прямо пропорциональна интенсивности света, прошедшего через анализатор.

В процессе выполнения работы необходимо изменять величину угла поворота анализатора, вращая его относительно положения максимального пропускания им света. Отсчет угла φ производят по лимбу анализатора.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить источник естественного света.
2. Вращая анализатор вокруг оптической оси системы, добиться максимального показания микроамперметра, записать это показание и соответствующее деление на лимбе анализатора (в градусах) – угол φ .

3. Вращать анализатор и через каждые 15° (до 360°) записывать соответствующие значения силы тока i_1 .
4. Повторить измерения как в пункте 3 (производя вращение анализатора в обратном направлении), и значения фототока i_2 записать в табл. 3.1.
5. Построить график зависимости силы фототока от угла поворота анализатора φ , т.е. $i = f(\varphi)$.

При построении берут i_{cp} – среднее арифметическое значение фототока для соответствующего угла φ .

Сравнить экспериментальную кривую $i = f(\varphi)$ с кривой $I = f(\varphi)$, выражающую закон Малюса (3.1), где I – интенсивность света.

Таблица 3.1

№ п, п	Угол $\varphi,^\circ$	Величина фототока		
		$i_1, \text{мкА}$	$i_2, \text{мкА}$	$i_{cp}, \text{мкА}$
1				
2				
3				
...				

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Естественный и поляризованный свет (линейно и эллиптически поляризованный). Способы получения поляризованного света.
2. Прохождение линейно поляризованного света через поляризатор. Закон Малюса.
3. Частично поляризованный свет. Степень поляризации.
4. Закон Брюстера. Возможна ли полная поляризация проходящего света? Отраженного света?
5. Двойное лучепреломление. В каких средах это возможно и почему? Обыкновенный и необыкновенный лучи. Их свойства.
6. Что называется оптической осью анизотропной среды?
7. Какую поляризацию может иметь свет, распространяющийся вдоль оптической оси?
8. Явление дихроизма.
9. Нарисовать ход лучей в призме Николя. Какое явление использовано в призме Николя для удаления одного из лучей?
10. Цель и порядок выполнения лабораторной работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Некоторые сведения из раздела «геометрическая оптика»

Законы геометрической оптики:

1. Закон прямолинейного распространения света:
в однородной среде свет распространяется прямолинейно.
2. Закон независимости световых лучей:
при наложении световые лучи не возмущают друг друга.
При падении света на границу раздела двух сред падающий луч разделяется на два луча: отраженный и преломленный.
3. Закон отражения:
отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной в точке падения; угол падения равен углу отражения $i_1 = i_1'$ (рис. П1).
4. Закон преломления:
преломленный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной в точке падения (рис. П2); отношение синуса угла падения к синусу угла преломления постоянно для данных сред и равно относительному показателю преломления n_{21} второй среды относительно первой

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (\text{П1})$$

где n_1 и n_2 — абсолютные показатели преломления первой и второй среды соответственно.

Среда с большим показателем преломления считается оптически более плотной. Из выражения (П1) следует, что $\sin i \sim 1/n$, поэтому в более плотной среде свет будет распространяться под меньшим углом. Из закона преломления света вытекает обратимость световых лучей.

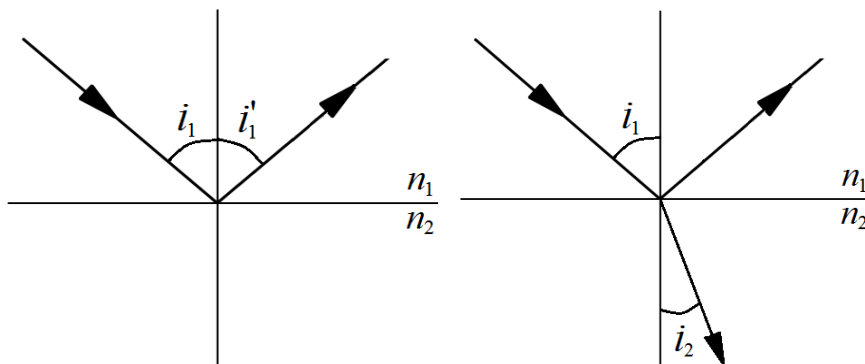


Рис. П1

Рис. П2

Рассмотрим прохождение света из среды оптически более плотной в среду оптически менее плотную. В этом случае угол преломления будет больше угла падения (рис. П3), и при некотором угле $i_{1\text{пр}}$ (при этом $i_2 = \pi/2$) свет во вторую среду не проникает (рис. П4).

Это явление называется явлением полного внутреннего отражения, а угол $i_{1\text{пр}}$ – предельным углом полного внутреннего отражения. Согласно П1, $i_{1\text{пр}} = \arcsin n_{21}$. При угле падения $i_1 > i_{1\text{пр}}$ свет полностью отражается от границы раздела двух сред.

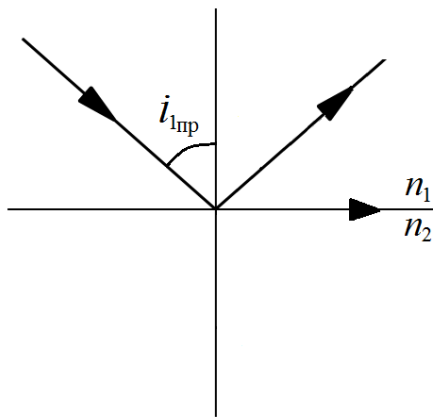


Рис. П3

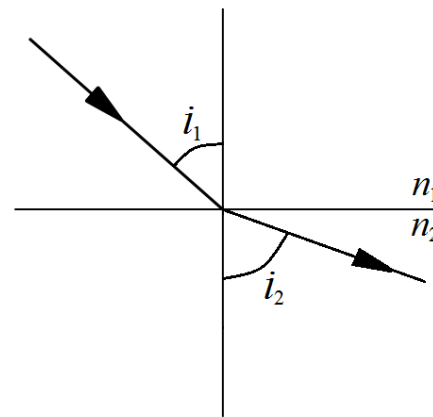


Рис. П4

Построение изображения в тонких собирающих линзах.

Линза – прозрачное тело, ограниченное двумя поверхностями, хотя бы одна из которых имеет отличную от нуля кривизну.

Рассмотрим падение света на линзу:

1. Лучи, падающие на линзу параллельно главной оптической оси, пройдя через линзу, соберутся в некоторой точке F , которая называется **фокусом линзы** (рис. П5).

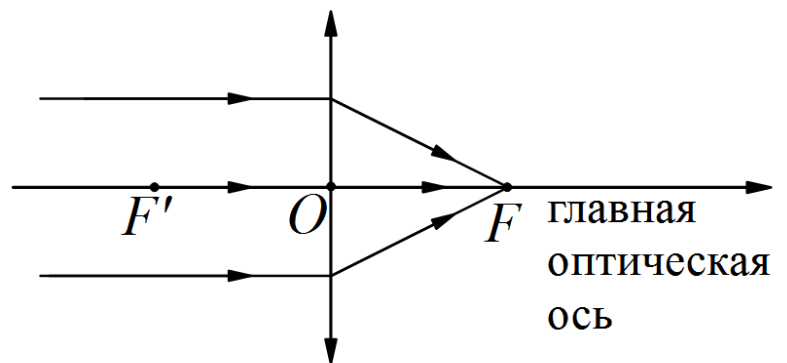


Рис. П5

2. Лучи, падающие на линзу под некоторым углом, пройдя через линзу, соберутся в некоторой точке фокальной плоскости линзы (плоскости, проходящей через фокус и перпендикулярно главной оптической оси) (рис. П6).

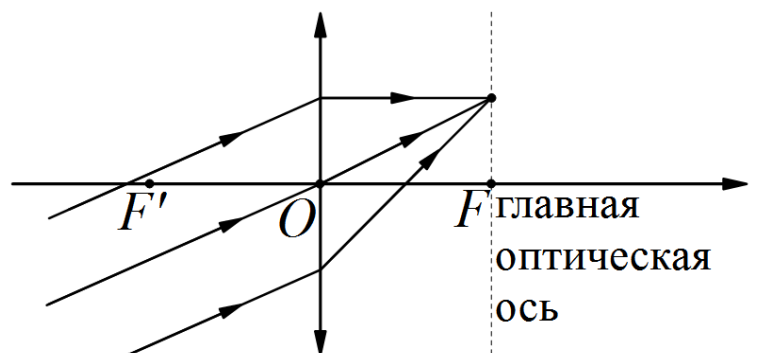


Рис. П6

Величина, обратная фокусному состоянию называется оптической силой линзы (измеряется в диоптриях – дптр):

$$D = \frac{1}{F} = \left(\frac{n_{\text{л}}}{n_{\text{ср}}} \right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (\text{П2})$$

где $n_{\text{л}}$ и $n_{\text{ср}}$ – показатели преломления материала линзы и среды соответственно, а R_1 и R_2 – радиусы кривизны поверхностей, ограничивающих тело линзы. Для плоской поверхности $R = \infty$ и $1/R = 0$.

Для построения изображения какой-либо точки протяженного предмета AP с помощью линзы достаточно найти точку пересечения двух лучей из трех, направления которых после линзы заранее известны:

1. Луч PM , идущий параллельно главной оптической оси, пройдя через линзу пойдет через второй фокус.
2. Луч PO , проходящий через оптический центр линзы пойдет не преломляясь.
3. Луч идущий через первый фокус, пройдя через линзу, пойдет параллельно главной оптической оси (рис. П7).

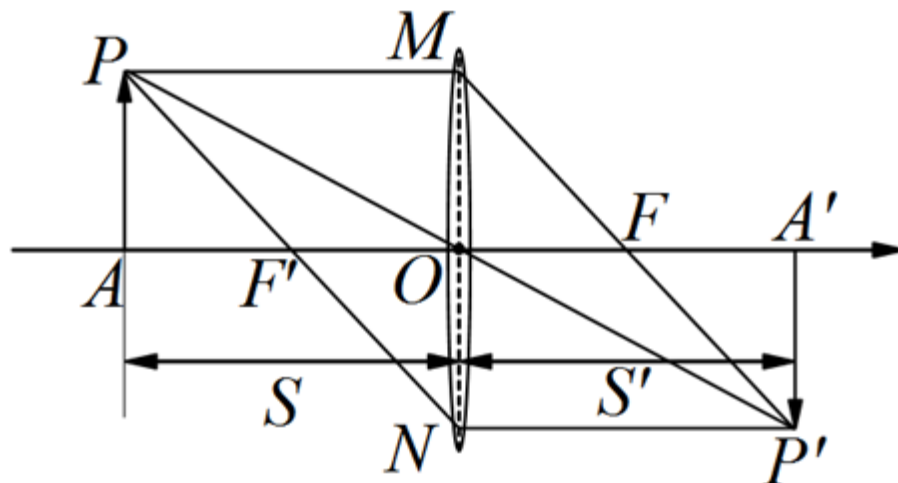


Рис. П7

Формула линзы

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} \pm \frac{1}{f}, \quad (\text{П3})$$

где d – расстояние от предмета до линзы, а f – расстояние от изображения до линзы (рис. П8). В формуле (П3) расстояния от линзы до действительных точек берутся со знаком «+», а расстояния от линзы до мнимых точек – со знаком «-». Если лучи, исходящие из какой-либо точки предмета P , пройдя через линзу, сходятся в некоторой точке P' , эта точка является действительным изображением точки P . Если же лучи, пройдя линзу расходятся, но сходятся их продолжения в некоторой точке P' , эта точка – мнимое изображение точки P . В нашем случае мы имеем действительное изображение предмета AP (рис. П8).

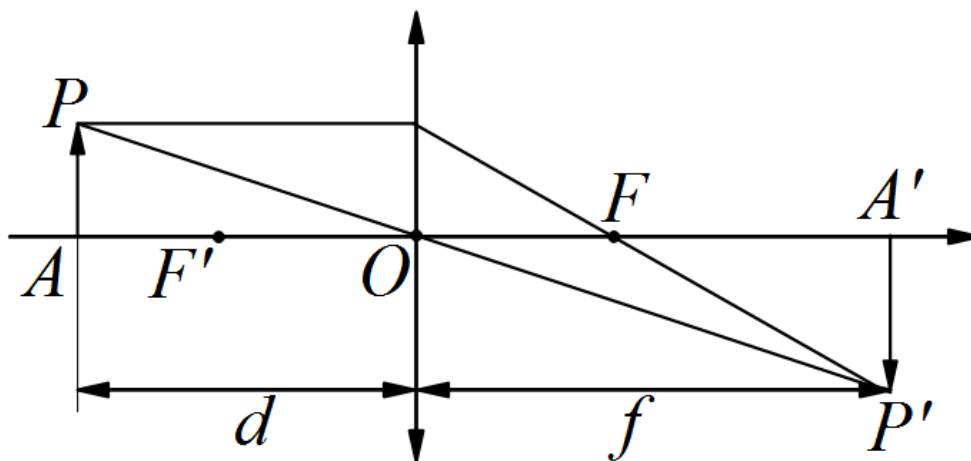


Рис. П8

Коэффициент увеличения линзы:

$$k = \frac{f}{d}. \quad (\text{П4})$$

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ В ЗАКОНЕ СТЕФАНА – БОЛЬЦМАНА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО КОЭФФИЦИЕНТА СОПРОТИВЛЕНИЯ ВОЛЬФРАМА

Лабораторная работа 3 – 4

Цель работы: научиться находить некоторые постоянные при помощи оптического пирометра.

Приборы и принадлежности:

7. оптический пирометр,
8. аккумулятор,
9. исследуемая лампа накаливания,
10. реостат, амперметр, вольтметр.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Тепловое излучение

Тепловое излучение – электромагнитное излучение, возникающее за счет внутренней энергии излучающего тела. Тепловое излучение свойственно всем телам при температуре выше абсолютного нуля. Тепловое излучение может быть равновесным. При этом тела в единицу времени поглощают столько же энергии, сколько и излучают. **Энергетической светимостью** тела R_T при температуре T называется количество энергии, испускаемой с единицы площади поверхности тела за единицу времени во всем диапазоне частот (длин волн). Энергетическая светимость зависит от температуры, природы тела и состояния его поверхности.

Спектральной испускательной способностью (плотностью энергетической светимости) называется количество энергии, испускаемой с единицы площади поверхности в единицу времени и приходящееся на единицу интервала частоты (длины волны) вблизи данной частоты (длины волны). Испускательная способность есть функция частоты (длины волны) и температуры

$$r_{\nu,T} = \frac{dR_T}{d\nu} \quad (4.1)$$

или

$$r_{\lambda,T} = \frac{dR_T}{d\lambda}, \quad (4.2)$$

где dR_T – энергия, излучаемая в единицу времени с единицы площади поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ или в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$ при температуре T .

Из определений (4.1) и (4.2) вытекает связь между интегральной и монохроматической испускательными способностями

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu \quad (4.3)$$

или

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda . \quad (4.4)$$

Можно перейти от функции $r_{\nu,T}$ к функции $r_{\lambda,T}$ и наоборот, если знать хотя бы одну из них. **Покажем это:** если интервалы $d\nu$ и $d\lambda$ относятся к одному и тому же участку спектра, то

$$r_{\nu,T} d\nu = r_{\lambda,T} d\lambda = dR_T ,$$

а так как

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad \text{и} \quad d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda , \quad (4.5)$$

поэтому

$$r_{\lambda,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\nu,T} . \quad (4.6)$$

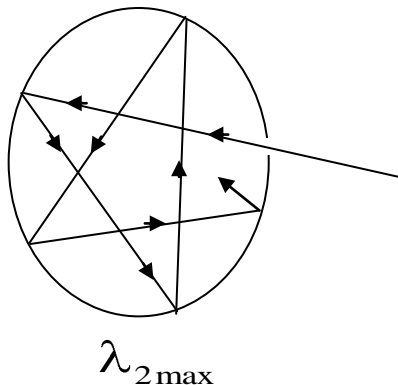
В равенстве (4.5) знак « \rightarrow » указывает лишь, что с увеличением одной из величин (ν или λ) другая убывает, поэтому в (4.6) он не учитывается.

Спектральной поглощательной способностью $a_{\nu,T}$ или $a_{\lambda,T}$ тела при температуре T называется отношение поглощенной энергии монохроматического излучения ко всей энергии монохроматического излучения, падающей на поверхность тела:

$$a_{\nu,T} = \frac{dR_{T\text{погл}}}{dR_{T\text{пад}}} \quad (4.7)$$

или

$$a_{\lambda,T} = \frac{dR_{T\text{погл}}}{dR_{T\text{пад}}} \quad (4.8)$$



Тело, поглощающее всю падающую на него энергию, называется **абсолютно черным (АЧТ)**. Для АЧТ $a_{\nu,T} = 1$ ($a_{\lambda,T} = 1$). Абсолютно черное тело

является физической идеализацией. На самом деле в природе АЧТ нет, но для некоторых из тел (сажи, черного бархата) поглощательная способность близка к единице.

На рис.4.1 изображено устройство, наиболее близкое по своим свойствам к АЧТ. Оно представляет собой замкнутую полость с малым отверстием. Излучение, проникающее через отверстие, падает на стенки полости, частично поглощается или отражается и вновь падает на стенки. Вследствие малых размеров отверстия луч должен претерпеть много отражений и рассеяний до того, как он выйдет из отверстия обратно наружу. Повторные поглощения на стенках приводят к тому, что практически весь свет любой частоты поглощается такой полостью.

Серое тело – тело, поглощательная способность которого $a_{\nu,T}^c$ одинакова по всем частотам (или в пределах достаточно широкого интервала частот)

$$a_{\nu,T}^c = a_T = \text{const} < 1. \quad (4.9)$$

Связь между испускательной и поглощательной способностями дается **законом Кирхгофа**. Обозначим для АЧТ испускательную способность через $r_{\lambda,T}^0$ (или $r_{\nu,T}^0$), а поглощательную – через $a_{\lambda,T}^0$ ($a_{\nu,T}^0$), тогда закон Кирхгофа запишется так:

$$\frac{r_{\lambda,T}^0}{a_{\lambda,T}^0} = \frac{r_{\lambda,T}^0}{a_{\lambda,T}^0} = r_{\lambda,T}^0 = f(\lambda, T) \quad (\text{т.к. } a_{\lambda,T}^0 = 1). \quad (4.10)$$

Таким образом, в состоянии теплового равновесия отношение испускательной и поглощательной способностей не зависит от природы тела, а является для всех тел одной и той же функцией частоты (длины волны) и температуры. Эта функция называется функцией Кирхгофа. Функция распределения энергии $r_{\lambda,T}^0$ в спектре излучения АЧТ имеет вид, изображенный на рис. 4.2

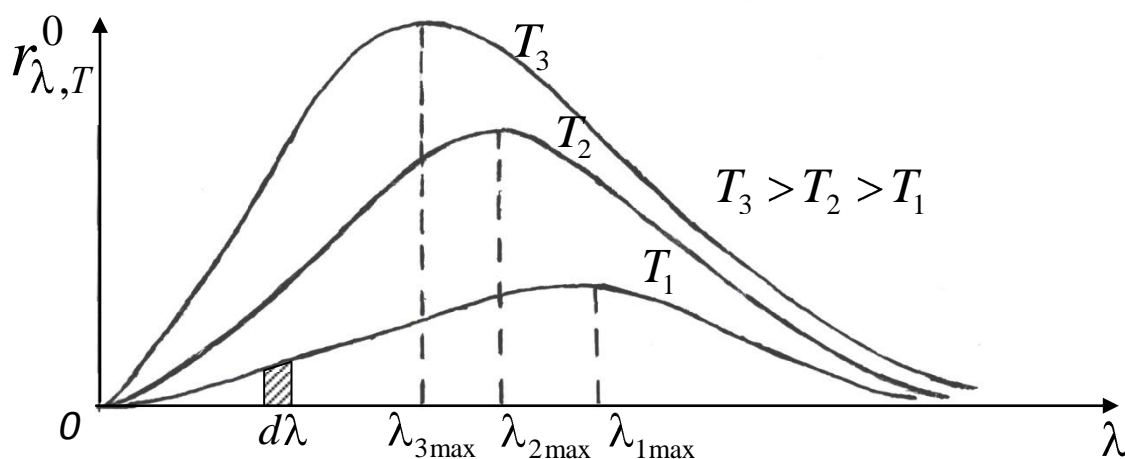


Рис. 4.2

Энергия, приходящаяся на участок спектра шириной $d\lambda$ при температуре T , равна $r_{\lambda,T}^0 d\lambda$ (измеряется заштрихованной площадкой). Полная же энергия, излучаемая с единицы площади АЧТ за единицу времени во всем диапазоне длин волн определяется интегралом

$$R_T^0 = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T}^0 d\lambda \quad (4.11)$$

и равна площади под соответствующей кривой. Каждая кривая имеет максимум, который при возрастании температуры становится более острым и смещается в сторону более коротких длин волн.

Для серого тела с учетом (4.9) и (4.10) получим

$$R_T^c = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T}^c d\lambda = a_T \int_0^{\infty} r_{\lambda,T}^0 d\lambda = a_T R_T^0. \quad (4.12)$$

Полученное соотношение выражает собой **закон Кирхгофа** в интегральной форме для серого тела: больше излучают те серые тела, которые больше поглощают.

Больцман и Вин, исходя из классической электродинамики и термодинамики, получили важные соотношения, связанные с теорией равновесного теплового излучения. Согласно **закону Стефана – Больцмана**, полная энергия, излучаемая АЧТ в единицу времени с единицы площади поверхности пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры:

$$R_T^0 = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T}^0 d\lambda = \sigma T^4. \quad (4.13)$$

По **закону смещения Вина**, длина волны λ_{\max} , соответствующая максимальному значению лучеиспускательной способности АЧТ, обратно пропорциональна его абсолютной температуре:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}. \quad (4.14)$$

Существенно, что **постоянная Стефана–Больцмана σ** и **постоянная Вина b** в рамках такого подхода получены быть не могут. Однако они были с высокой точностью определены экспериментально:

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4,$$

$$b = 2,899 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}.$$

Формула Планка. Квантовая теория теплового излучения.

Попытки вывести теоретически и установить закон излучения черного тела привели к установлению важных частных законов, но не смогли дать общего решения задачи и приводили к заключениям, согласующимся с опытом только в ограниченном интервале температур и частот (T и ν). Так, применение Рэлеем и Джинсом методов классической физики к исследованию спектрального состава излучения АЧТ позволило получить для функции Кирхгофа следующее выражение

$$r_{\nu,T}^0 = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT, \quad (4.15)$$

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

Эта формула хорошо согласуется с экспериментальными данными только в области малых частот. В области высоких частот она приводит к абсурдным результатам, которые находятся в противоречии с законом сохранения энергии, что получило название «ультрафиолетовой катастрофы» ($R_T^0 = \infty$).

Теоретическое обоснование закономерностей излучения АЧТ впервые получил Макс Планк. В 1900г. ему удалось найти вид $r_{\nu,T}^0$, в точности соответствующий опытным данным. Для этого Планку пришлось сделать предположение, совершенно чуждое классическим представлениям, а именно допустить, в сущности, что электромагнитное излучение испускается и поглощается в виде отдельных порций энергии ε (квантов), величина которых пропорциональна частоте излучения:

$$\varepsilon = h\nu. \quad (4.16)$$

Здесь $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – **постоянная Планка**.

В ограниченном объеме электромагнитное поле является некоторой совокупностью колебательных мод или осцилляторов. Согласно же квантовой гипотезе, энергия осциллятора может принимать только дискретные значения, равные целому числу элементарных порций, то есть

$$\varepsilon_n = nh\nu, \quad n=0, 1, 2, 3 \dots$$

Для функции Кирхгофа он, вслед за Рэлеем и Джинсом, предложил следующее выражение:

$$r_{\nu,T}^0 = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \bar{\varepsilon}, \quad (4.17)$$

где $\bar{\varepsilon}$ – средняя энергия осциллятора. Ее, однако, нельзя принимать равной kT . Планк использовал распределение Больцмана по энергиям, согласно которому вероятность P_n того, что энергия колебания осциллятора частоты ν имеет значение ε_n , определяется выражением

$$P_n = \frac{\exp(-\varepsilon_n/kT)}{\sum_n \exp(-\varepsilon_n/kT)}. \quad (4.18)$$

С учетом (4.18) можно получить (см. приложение) выражение для средней энергии осциллятора:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\exp(\varepsilon/kT) - 1}, \quad \varepsilon = h\nu. \quad (4.19)$$

Используя выражение (4.19), Планк нашел точную формулу, которая определяет спектральную плотность энергетической светимости абсолютно черного тела

$$r_{\nu,T}^0 = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \bar{\varepsilon} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (4.20)$$

или

$$r_{\lambda,T}^0 = \frac{c}{\lambda^2} r_{\nu,T}^0 = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}. \quad (4.21)$$

Соотношения (4.20) и (4.21) – **формулы Планка**. Эти выражения согласуются с экспериментальными результатами во всем интервале частот (длин волн) от 0 до ∞ .

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Устройство пирометра с исчезающей нитью.

Основываясь на законах теплового излучения, были созданы приборы для дистанционного определения температуры раскаленных тел, называемые **пирометрами**. В пирометрии обычно производится сравнение излучения нагретого тела на некотором спектральном участке λ с излучением АЧТ для той же длины волны. Если излучающее тело является черным (или достаточно к нему приближается), то для определения его температуры пользуются законами черного излучения.

В нашей лабораторной работе используется яркостный пирометр с исчезающей нитью (см. рис.4.3). В фокусе объектива O помещается электрическая лампа L_1 с баллоном из хорошего стекла и с нитью, изогнутой в форме дуги. Окуляр OK позволяет наблюдать одновременно среднюю часть нити и изображение поверхности исследуемого источника, проектируемого при помощи объектива O и зеркал M в плоскость нити. Красные стекла FF , помещенные между окуляром и глазом, пропускают более или менее монохроматическую часть света, испускаемого источником

и нитью (обычно пропускаемая область соответствует $\lambda = 660$ нм). Лампа питается током от батареи B , регулируемым реостатом $R_{п}$; ток отсчитывается по прецизионному амперметру $A_{п}$. При измерении температуры регулируют ток в нити до тех пор, пока последняя не исчезает на фоне изображения. При этой силе тока I яркости излучения нити и источника для $\lambda = 660$ нм совпадают и, следовательно, для данного λ совпадают их испускательные способности.

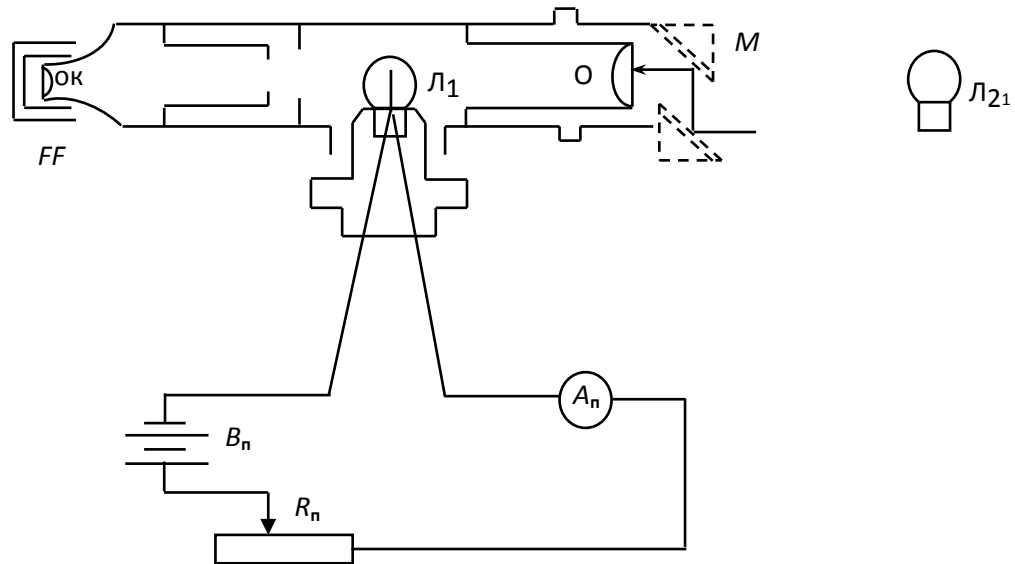


Рис.4.3

Если предварительной градуировкой при помощи наблюдения черного тела различной температуры установлено, каким температурам черного тела соответствует исчезновение нити при разных силах тока I , то по показаниям пирометра получаем возможность судить, какой температуре черного тела соответствует излучение наблюдаемого источника. Если источник был также черным телом, то найденная температура будет его **истинной температурой** T . В противном случае найденная температура характеризует температуру черного тела, имеющего для $\lambda = 660$ нм ту же яркость, что и излучаемое тело при условиях наблюдения. Поэтому данная температура носит название **яркостной температуры** источника – $T_{я}$.

Истинная температура определяется по яркостной температуре согласно [9] следующим соотношением:

$$\ln m_{\lambda} = \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{я}} \right), \quad (4.22)$$

где $c_2 = \frac{hc}{k} = 1,4387 \cdot 10^{-2}$ м·град,

m_λ – коэффициент, представляющий собой отношение монохроматической яркости излучаемого тела к яркости абсолютно черного тела при той же температуре. Данное отношение незначительно зависит от температуры. Для вольфрама при $\lambda=660$ нм его можно взять, следуя данным справочника [15], равным 0,4. Таким образом, выражение (4.22) можно привести к виду

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{\text{я}}} - 0,46 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}. \quad (4.23)$$

Итак, определив по пирометру яркостную температуру $t_{\text{я}}$ в $^{\circ}\text{C}$ и переведя ее в кельвины, по формуле (4.23) можно найти истинную температуру T , а затем и температуру t в Цельсиях $T(t = T - 273)$.

Определение температурного коэффициента сопротивления вольфрама

При комнатных температурах и выше можно считать, что сопротивление металлического проводника меняется по закону

$$R = R_0(1 + \alpha t), \quad (4.24)$$

где R_0 – сопротивление при $t = 0^{\circ}\text{C}$,

α – температурный коэффициент сопротивления.

В данной работе находят сопротивление вольфрамовой нити не менее, чем при шести значениях температуры. На листе миллиметровой бумаги в осях t и $R(t)$ (см. ниже) отмечают экспериментальные точки. В соответствии с формулой (4.24) между точками проводят прямую, по возможности близкую к каждой из них. При $t = 0^{\circ}\text{C}$ она отсекает на оси OR отрезок $OA=R_0$.

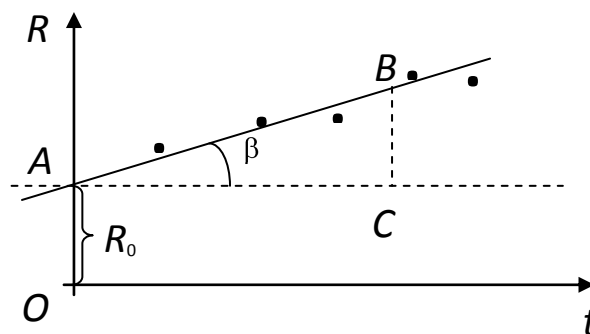


Рис.4.4

Угол β – угол наклона прямой $R(t)$ к оси t и

$$\text{tg}\beta = \frac{d}{dt}(R_0(1 + \alpha t)) = R_0\alpha.$$

Таким образом,

$$\alpha = \frac{1}{R_0} \operatorname{tg} \beta. \quad (4.25)$$

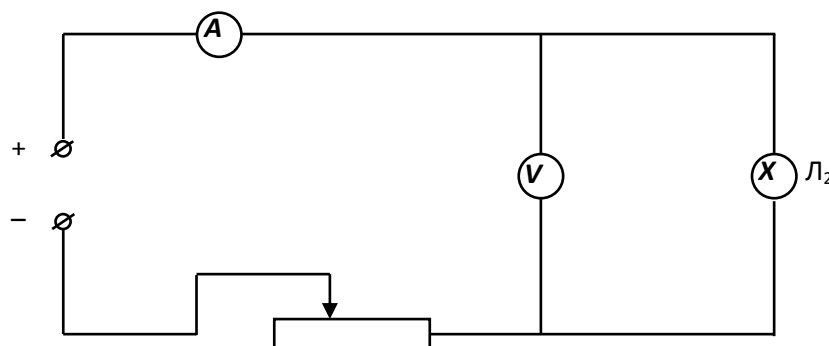
Из рис.4.4 определяем $\operatorname{tg} \beta$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{BC}{AC} = \frac{\Delta R}{\Delta t}, \quad (4.26)$$

затем находим температурный коэффициент сопротивления вольфрама α по формуле (4.25).

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. На оптической оси пирометра на расстоянии 1–2 м от его объектива устанавливают исследуемую лампу L_2 и включают ее в цепь (рис.4.5).



$R_{л}$ Рис. 4.5

2. Поворачивают кольцо реостата эталонной лампы L_1 пирометра влево до упора. Подключают аккумулятор $B_{п}$, соблюдая полярность (см. рис. 4.3).
3. Включая эталонную лампу поворотом кольца по часовой стрелке и передвигая окуляр, добиваются отчетливого изображения нити эталонной лампы L_1 .
4. Вводят красный светофильтр. Для этого поворачивают влево до упора обойму, находящуюся возле окуляра пирометра.
5. Вводят ослабляющий светофильтр и, передвигая только объектив O , добиваются отчетливого изображения нити. Дают исследуемой лампе L_2 небольшой накал, выставив тем самым некоторое сопротивление $R_{л}$ в цепи этой лампы.
6. При помощи кольца изменяют сопротивление реостата пирометра $R_{п}$ и добиваются одинаковой яркости нитей исследуемой и эталонной ламп. Это наблюдается в момент исчезновения одной нити на фоне другой в точке их пересечения. Для большей точности сравнение яркости производят несколько раз, каждый раз отмечая показания пирометра. Средние значения температуры $t_{я}$, показания амперметра и вольтметра заносят в табл.4.1.

Таблица 4.1

№	$U, В$	$I, А$	$t_{я}, ^\circ C$	$T_{я}, К$	$T, К$	$t, ^\circ C$	$R, Ом$
1							
2							
3							
...							

7. Постепенно (через 1В) увеличивают реостатом $R_{Д}$ накал нити исследуемой лампы и измеряют ее температуру $t_{я}$ пирометром, как указано в предыдущем п.6.
8. Используя формулу (4.23), вычисляют истинную температуру t нити исследуемой лампы.
9. По данным табл. 4.1, пользуясь законом Ома, находят сопротивление R нити лампы и строят график зависимости сопротивления от температуры $R = f(t)$. По нему определяют R_0 и $tg\beta$, затем по формуле (4.25) вычисляют температурный коэффициент сопротивления вольфрама α в град $^{-1}$.
10. Для оценки постоянной σ в законе Стефана–Больцмана в качестве черного тела условно берут вольфрамовый волосок лампочки накаливания. Для нагревания волоска затрачивается мощность, приравняваемая количеству энергии в соответствии с законом Стефана–Больцмана

$$IU \approx \sigma S T^4, \quad (4.27)$$

где S – общая поверхность раскаленного волоска. Из формулы (4.27) находим выражение для σ :

$$\sigma \approx \frac{IU}{S} \frac{1}{T^4}. \quad (4.28)$$

Из табл. 4.1 выписывают значения токов, напряжений и температур. Отметим, что для расчета $1/T$ нужно воспользоваться выражением (4.23). Затем по формуле (4.28) определяют постоянную Стефана–Больцмана σ . Все данные заносят в табл. 4.2.

Таблица 4.2

№	$S, м^2$	$T, К$	$I, А$	$U, В$	$\sigma, 10^{-8},$ $Вт/м^2К^4$
1					
2					
3					
...					

Находим среднее σ по всем измерениям, определяем ошибки эксперимента, используя методику, связанную с применением коэффициентов Стьюдента (косвенные измерения обрабатывать как прямые). Сравниваем постоянную Стефана–Больцмана с теоретическим значением.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Дифференциальные характеристики теплового излучения.
2. Интегральные характеристики теплового излучения.
3. Что называется абсолютно черным телом? Какова монохроматическая поглощательная способность для АЧТ?
4. Законы Кирхгофа, Стефана–Больцмана и Вина. Расхождение теории с экспериментом.
5. Сущность теории Планка.
6. Получение из формулы Планка законов Стефана–Больцмана и Вина.
7. Устройство пирометра с исчезающей нитью.
8. Порядок выполнения работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Формула Планка

Согласно Больцману, вероятность того, что энергия осциллятора равна ε_n , есть

$$P_n = e^{-nh\nu/kT} / \sum_{n=0}^{\infty} e^{-nh\nu/kT} ;$$

тогда средняя энергия

$$\bar{\varepsilon} = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n P_n = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu e^{-nh\nu/kT}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nh\nu/kT}} = \left| \frac{h\nu}{kT} = x \right| = h\nu \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n e^{-nx}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx}} =$$

$$\begin{aligned}
&= -h\nu \frac{\frac{d}{dx} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx}} = -h\nu \frac{d}{dx} \ln \sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} = -h\nu \frac{d}{dx} \ln \frac{1}{1 - e^{-x}} = \\
&= \left(\frac{d}{dx} \ln(1 - e^{-x}) \right) h\nu = h\nu \frac{e^{-x}}{1 - e^{-x}} = h\nu \frac{1}{e^x - 1} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}.
\end{aligned}$$

Итак,

$$\bar{\varepsilon} = h\nu / (e^{h\nu/kT} - 1).$$

Имеем

$$r_{\nu, T}^0 = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

или

$$r_{\lambda, T}^0 = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/kT\lambda} - 1}.$$

Заметим, что при малых частотах $h\nu \ll kT$ экспоненту можно разложить в ряд: $e^{h\nu/kT} - 1 \approx 1 + \frac{h\nu}{kT} - 1 = \frac{h\nu}{kT}$, тогда $\bar{\varepsilon} = kT$ и формула Планка переходит в формулу Рэлея–Джинса. То же самое при формальном стремлении $h \rightarrow 0$, то есть при непрерывном ряде значений энергии.

Вывод закона Стефана – Больцмана из формулы Планка

Закон Стефана-Больцмана $R_T^0 = \sigma T^4$ получается из формулы Планка ее интегрированием по частотам:

$$R_T^0 = \int_0^{\infty} \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu \quad . \quad (П1)$$

Найдем интеграл, произведя замену переменной

$$x = hv/kT,$$

тогда $\nu = \frac{xkT}{h}$ и соответственно $d\nu = \frac{kT}{h} dx$.

Получаем

$$R_T^0 = \int_0^{\infty} \frac{2\pi k^4 T^4}{c^2 h^3} \frac{x^3}{(e^x - 1)} dx = \frac{2\pi k^4 T^4}{c^2 h^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx. \quad (\text{П2})$$

Поскольку $\int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{\pi^4}{15}$, то

$$R_T^0 = \frac{2\pi k^4 T^4}{c^2 h^3} \frac{\pi^4}{15} = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4, \quad (\text{П3})$$

где $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$ – постоянная Стефана – Больцмана.

Закон смещения Вина получается при анализе формулы Планка на экстремум. Если взять $dr_{\lambda,T}^0 / d\lambda$ и приравнять эту производную к нулю, то для **максимума** мы придем к уравнению

$$xe^x - 5(e^x - 1) = 0, \text{ где } x = \frac{hc}{kT\lambda_{\max}}.$$

Решение данного трансцендентного уравнения есть $x \approx 4,965$. Тогда

$$T\lambda_{\max} = \frac{hc}{4,965k} = b,$$

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

где $b \approx 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$. Таким образом, формула Планка обобщает все законы теплового излучения и является полным решением основной задачи теории равновесного теплового излучения.

СНЯТИЕ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОЭЛЕМЕНТА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕГО ИНТЕГРАЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Лабораторная работа 3 – 5

Цель работы – снятие вольтамперных характеристик фотоэлемента и определение его интегральной чувствительности.

Приборы и принадлежности:

1. автотрансформатор для питания лампочки осветителя,
2. фонарь-осветитель,
3. выпрямитель,
4. фотоэлемент,
5. микроамперметр,
6. реостат, включенный по схеме потенциометра,
7. вольтметр.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Внешний фотоэффект

Под действием электромагнитного излучения в веществах происходят электрические явления, совокупно называемые фотоэлектрическим эффектом. Различают три вида фотоэффекта: внешний, внутренний и вентильный.

Внешний фотоэффект состоит в испускании электронов из вещества (в вакуум или другое вещество) под действием электромагнитного излучения. Этот вид фотоэффекта можно наблюдать при помощи следующей схемы:

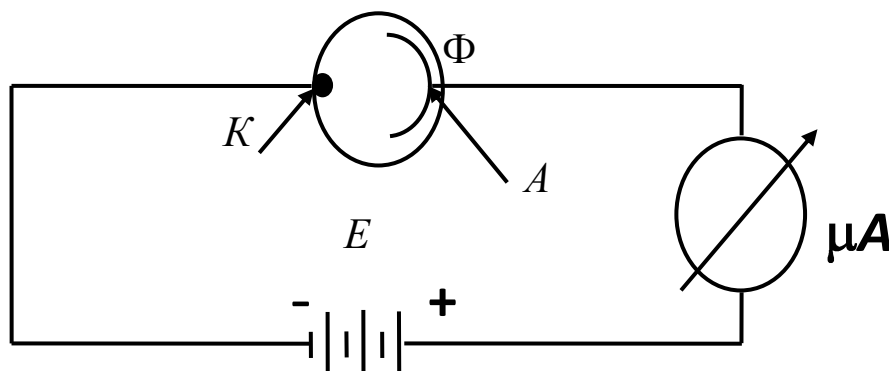


Рис.5.1

Здесь: E – источник ЭДС;

μA – прибор для измерения силы тока в цепи, обычно микроамперметр;

Φ – фотозаэлемент.

Фотозаэлемент представляет собой стеклянный баллон, откачанный до высокого вакуума и содержащий фотокатод K и анод A . Фотокатодом служит металл, покрывающий изнутри часть поверхности баллона. Электромагнитное излучение (например свет), падая на фотокатод, вырывает электроны с его поверхности; их перемещение к аноду создает фототок, регистрируемый электроизмерительным прибором (микроамперметром – μA).

Закономерности, которым подчиняется внешний фотоэффект, можно установить, получив вольтамперные характеристики фотозаэлемента, – кривые, выражающие зависимость фототока i от разности потенциалов U между анодом и катодом. Последние схематически изображены на рис.5.2 – при различной интенсивности I падающего света и на рис.5.3 – при различной частоте ν света.

Из рисунков видно, что при $U > 0$ фототок возрастает с ростом напряжения U до определенного значения i_n , называемого фототоком насыщения. При $i = i_n$ все фотоэлектроны, вылетающие из катода, достигают анода. По величине i_n можно определить n – число электронов, выбитых с фотокатода за 1с:

$$i_n = en. \quad (5.1)$$

Здесь e – абсолютная величина заряда электрона.

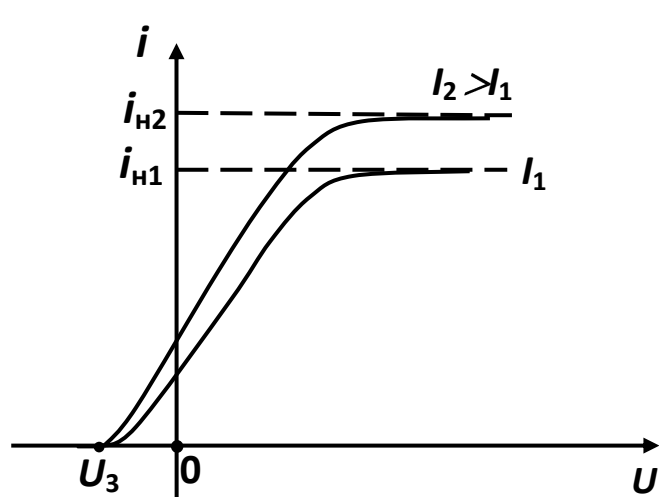


Рис.5.2

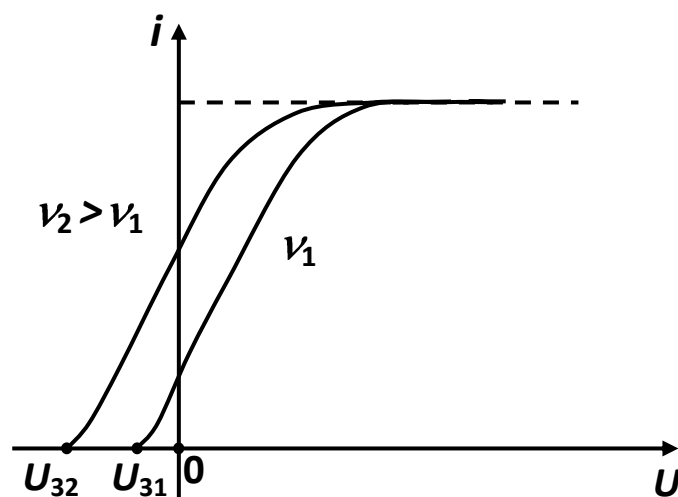


Рис.5.3

Из вольтамперной характеристики видно, что фототок существует и при отрицательных значениях U . Это говорит о том, что электроны вылетают из катода, обладая некоторым запасом кинетической энергии. Если $U < 0$ и возрастает по абсолютной величине, то ток уменьшается и при $U = U_3$ обращается в нуль. U_3 называется задерживающим напряжением.

Максимальная скорость v_{\max} и соответствующая ей максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов определяется формулой

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = e|U_3|, \quad (5.2)$$

где e и m – заряд и масса электрона.

На основании экспериментального исследования А. Г. Столетова (и ряда других ученых) установлены следующие **законы внешнего фотоэффекта**.

- 1. Число фотоэлектронов, испускаемых в единицу времени, пропорционально интенсивности электромагнитного излучения.**
- 2. Для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, т.е. минимальная частота ν_0 (максимальная длина волны λ_0) света (или другого электромагнитного излучения), при которой еще возможен фотоэффект.**
- 3. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов является линейной функцией частоты излучения и не зависит от его интенсивности.**

Опыты показывают также, что фотоэффект практически безынерционен.

Законы фотоэффекта противоречат волновой теории света, но успешно объясняются квантовой теорией. Согласно гипотезе Планка, электромагнитное излучение испускается и поглощается в виде отдельных порций – квантов энергии, величина которых E пропорциональна частоте ν излучения:

$$E = h\nu,$$

где h – постоянная Планка. В 1905 году А. Эйнштейн, развивая идеи М. Планка, предположил, что свет также и распространяется в пространстве в виде дискретных частиц – квантов электромагнитного излучения – фотонов. Внешний фотоэффект в металлах объясняется так: свет представляет собой поток фотонов; каждый из них взаимодействует с одним электроном, который полностью поглощает его энергию. Для выхода из металла электрон должен затратить часть этой энергии на преодоление потенциального барьера на границе металла (высоту барьера принято называть **работой выхода A**). Если поглощенная электроном энергия $h\nu \geq A$, то электрон вырывается из металла (наблюдается фотоэффект). В соответствии с законом сохранения энергии, энергия фотона $h\nu$, работа выхода электрона с поверхности металла A и максимальная кинетическая энергия вылетающих электронов $\frac{mv_{\max}^2}{2}$ связаны уравнением Эйнштейна

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}. \quad (5.3)$$

Из уравнения (3) вытекает:

1. Линейная зависимость кинетической энергии $\frac{m v_{\max}^2}{2}$ от частоты ν (третий закон фотоэффекта);

2. При $v_{\max} = 0$ можно найти частоту ν_0 – красную границу фотоэффекта:

$$h \nu_0 = A \quad (5.4)$$

Из самого механизма фотоэффекта выполнимость первого закона очевидна: число фотоэлектронов, вылетающих за единицу времени, пропорционально числу фотонов, падающих за это время на поверхность вещества, а последнее определяется интенсивностью излучения. Число вылетевших электронов, приходящееся на один фотон, падающий на поверхность, называется **квантовым выходом Y** . Вблизи порога фотоэффекта для большинства металлов $Y \sim 10^{-4}$ электрон/фотон.

С увеличением энергии фотонов Y возрастает (у некоторых металлов до 0,1 – 0,2 электрон/фотон).

Чувствительность фотоэлемента

Фотоэлементом называется фотоэлектронный прибор, в котором при поглощении падающего на него света генерируется ЭДС (фотоэдс) или электрический ток (фототок). Основной количественной характеристикой фотоэлемента является его **световая (интегральная) чувствительность γ** . Эта величина есть отношение фототока к вызывающему его световому потоку при номинальном анодном напряжении (напряжении U между анодом и катодом). Рассматриваемый в данной работе вакуумный фотоэлемент функционирует, как правило, в режиме насыщения, так что

$$\gamma = \frac{i_H}{\Phi}, \quad (5.5)$$

где i_H – ток насыщения, а Φ – световой поток (измеряется в люменах – лм).

Если фотокатод, площадь поверхности которого S , расположен на расстоянии r от источника света, источник можно считать точечным, а силу света I источника не зависящей от направления, то имеют место равенства:

$$\omega = \frac{S}{r^2}; \quad \Phi = I \omega = I \frac{S}{r^2}, \quad (5.6)$$

где ω – телесный угол, внутри которого распространяется излучение, падающее на фотокатод. Подставляя (5.6) в (5.5), получим расчетную формулу:

$$\gamma = \frac{i_H r^2}{IS}. \quad (5.7)$$

Величина γ измеряется обычно в мкА/лм. Для вакуумных фотоэлементов характерные значения γ составляют 30 – 150 мкА/лм.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Используемая в лабораторной работе электрическая схема изображена на рис. 5.4:

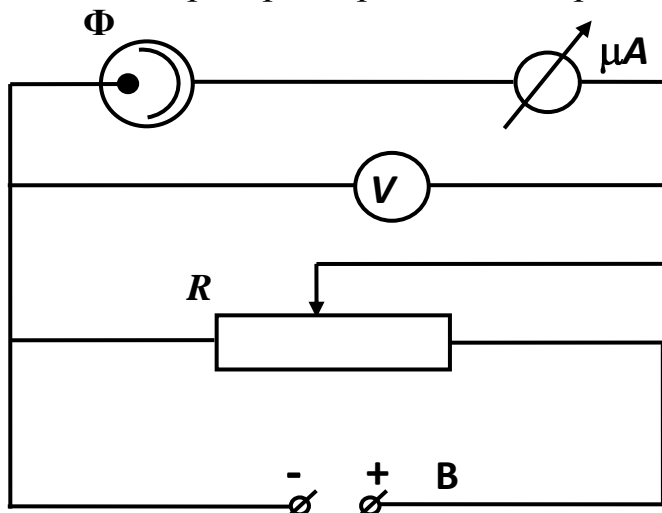


Рис.5.4

Здесь Φ – фотоэлемент, μA – микроамперметр, V – вольтметр, R – реостат, включенный по схеме потенциометра, B – выпрямитель.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Соберите электрическую схему согласно рис.5.4.
2. Расположите осветитель так, чтобы расстояние между рисками на колпаках осветителя и фотоэлемента составляло $r_l=30$ см. Расстояние определите при помощи линейки.
3. Включите вилку автотрансформатора в сеть переменного тока и, вращая рукоятку, установите напряжение на лампочке осветителя, равное 180 В.
4. Изменяя с помощью потенциометра R напряжение на фотоэлементе от нуля до 120 В скачками, не превышающими 10 В, записывайте для каждого значения U соответствующее значение фототока i .
5. Повторите измерения, понижая напряжение от 120 В до нуля.
6. Результаты измерений занесите в табл. 5.1а:

Таблица 5.1а

№	U (В)	i_1 (мкА)	i_2 (мкА)	i_{cp} (мкА)
1				
2				
3				
...

Здесь i_1 – значения фототока, полученные при повышении напряжения;
 i_2 – значения фототока, полученные при понижении напряжения;
 i_{cp} – среднее двух значений фототока, соответствующих одному и тому же напряжению.

7. Отодвиньте осветитель так, чтобы расстояние между рисками на колпаках осветителя и фотоэлемента составило $r_2=40$ см. Выполните те же измерения, что и в пунктах 4 и 5. Результаты занесите в табл. 5.1б (построенную по той же форме, что и табл. 5.1а).
8. Прделайте измерения для расстояния $r_3 = 50$ см, занесите их результаты в табл. 5.1в, аналогичную 5.1а и 5.1б.
9. По данным табл. 5.1а, 5.1б, 5.1в постройте семейство вольтамперных характеристик для различных значений r (в одной системе координат).
10. Найдя для вольтамперных характеристик три значения фототока насыщения, вычислите для каждого из них по формуле (5.7) интегральную чувствительность фотоэлемента.
11. Результаты занесите в табл. 5.2:

Таблица 5.2

№	r (см)	i_n (мкА)	γ (мкА/лм)
1.			
2.			
3.			
...			

При вычислении используйте следующие значения S и I : $S=5,0$ см²; $I=250$ кд (при напряжении на лампочке осветителя 180 В). Найдите среднее значение $\gamma = (\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3)/3$ и определите ошибки эксперимента, используя методику, связанную с применением коэффициентов Стьюдента (косвенные измерения обрабатывать как прямые).

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается явление фотоэффекта?
2. Нарисуйте схему включения фотоэлемента, использующего внешний фотоэффект. Какой вид имеет вольтамперная характеристика этого фотоэлемента? О каких величинах, характеризующих фотоэлемент, можно получить представление из этой характеристики?
3. Основные законы фотоэффекта. Что такое красная граница фотоэффекта?
4. Объясняются ли законы фотоэффекта и его безынерционность волновой теорией света?
5. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта с поверхности металла. Каков физический смысл этого уравнения? Как квантовая теория объясняет безынерционность фотоэффекта?
6. Дайте определение светового потока, силы света. В каких единицах измеряются эти величины? Объясните формулы (5.6).
7. Интегральная чувствительность фотоэлемента.

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМА ВОДОРОДА

Лабораторная работа 3 – 6

Цель работы: – изучение спектра атома водорода. Определение постоянной Ридберга.

Приборы и принадлежности:

1. спектральные трубки, заполненные Н, He и Ne,
2. стойка-держатель для разрядных трубок,
3. индукционная катушка для питания разрядных трубок,
4. двухтрубный призмный спектроскоп на штативе.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Испускаемый телами свет обычно является наложением гармонических волн с определенным набором частот (цветов). Эти частоты, как говорят, образуют **спектр** данного излучения. Для невзаимодействующих друг с другом атомов спектр состоит из некоторого набора дискретных частот – **линий** (**линейчатый** спектр). Спектральные линии расположены не беспорядочно, а образуют **серии**.

В 1885г. Бальмер установил, что длины волн спектральных линий атомарного водорода описываются формулой

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (6.1)$$

Здесь $R \approx 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$. Величина R называется **постоянной Ридберга**. Длины волн, даваемые соотношением (6.1), составляют **серию Бальмера**. Первые четыре линии этой серии обозначаются символами H_α ($n=3$), H_β ($n=4$), H_γ ($n=5$) и H_δ ($n=6$).

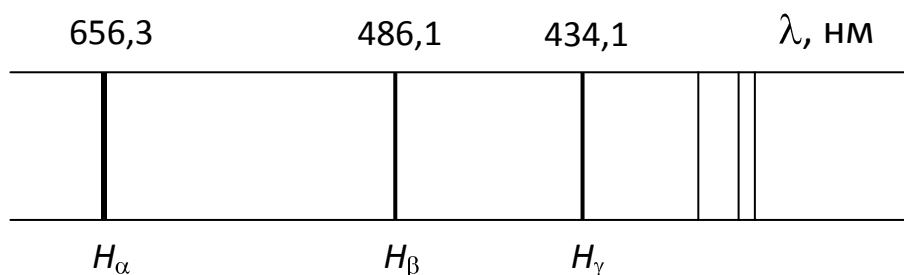


Рис.6.1

Для объяснения характера спектра, испускаемого атомом, было предположено, что электрон в излучающем атоме совершает гармонические колебания, однако распределение зарядов по объему атома было неизвестно. В 1911 г. Резерфорд, на основании опытов по рассеянию α -частиц, предложил ядерную (планетарную) модель атома. Согласно этой модели, вокруг ядра, размеры которого $10^{-15} - 10^{-14}$ м, имеющего положительный заряд Ze (Z – количество протонов в ядре), и массу, практически равную массе атома, в области с линейными размерами порядка 10^{-10} м по замкнутым орбитам движутся электроны, образуя оболочку атома. Однако, с точки зрения классической электродинамики, электрон в модели Резерфорда, двигаясь вокруг ядра, должен излучать электромагнитные волны и вследствие этого непрерывно терять энергию. В результате электроны должны приближаться к ядру и в конце концов упасть на него. При этом частота, с которой электрон движется вокруг ядра, должна непрерывно изменяться и спектр излучения атома должен быть непрерывным, а не линейчатым.

Поиски физического смысла формулы Бальмера привели Н.Бора в 1913 г. к созданию неклассической модели атома на основе планетарной модели, выдвинутой Резерфордом, эмпирических закономерностей спектров и квантового характера излучения и поглощения света. Им были сформулированы два постулата.

Первый постулат (постулат стационарных состояний): в атоме существуют стационарные (не изменяющиеся со временем без внешних воздействий) состояния, в которых он не излучает энергию. Стационарным состояниям атома соответствуют стационарные орбиты, по которым движутся электроны, находясь на которых они не излучают энергию. Причем стационарными являются лишь те орбиты, при движении по которым момент импульса электрона удовлетворяет условию:

$$m_e v_n r_n = n \hbar, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (6.2)$$

где m_e, v_n, r_n – масса, скорость и радиус электрона, находящегося на n -й боровской орбите, $m_e v_n r_n$ – момент импульса электрона, а $\hbar = h/2\pi$ – постоянная Планка. Формула (6.2) выражает собой правило квантования орбит Бора.

Второй постулат (правило частот): при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую излучается (поглощается) один квант энергии, равной разности энергий соответствующих стационарных состояний:

$$h\nu = E_n - E_m$$

или

$$h \frac{c}{\lambda} = E_n - E_m \quad (6.3)$$

где ν – частота излучения, λ – длина волны, c – скорость света в пустоте.

С помощью правила квантования (6.2) можно найти радиусы круговых стационарных орбит и соответствующие им энергии атома водорода и водородоподобных ионов (He^+ , Li^{++} , Be^{+++} и т. д.), у которых удалены все электроны кроме одного.

Рассмотрим движение электрона в поле атомного ядра с зарядом $+Ze$ (рис. 6.2). При $Z=1$ такая система соответствует атому водорода, при иных Z – водородоподобному иону. Так как масса ядра много больше массы электрона, будем предполагать, что ядро при движении электрона неподвижно. На электрон со стороны ядра действует кулоновская сила притяжения, которая сообщает ему центростремительное ускорение. По второму закону Ньютона будем иметь:

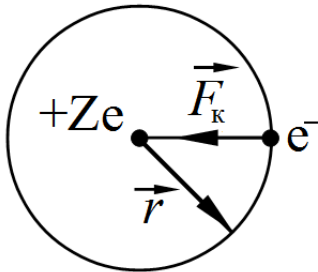


Рис. 6.2

$$m_e \frac{v_n^2}{r_n} = \frac{(Ze)e}{4\pi\epsilon_0 r_n^2}. \quad (6.4)$$

Из формулы (6.2) выразим значение скорости электрона

$$v_n = \frac{n\hbar}{m_e r_n}. \quad (6.5)$$

После подстановки (6.5) в (6.4) получаем выражение для радиуса стационарной орбиты:

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2 4\pi\epsilon_0}{Z m_e e^2}. \quad (6.6)$$

Радиус первой стационарной орбиты электрона в атоме водорода ($Z=1$, $n=1$) называется **первым боровским радиусом**. Он равен:

$$r_1 = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{m_e e^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Первый боровский радиус служит единицей длины в атомной физике. Так как радиусы стационарных орбит измерить невозможно, то для проверки теории необходимо обратиться к величинам, которые могут быть получены экспериментально. Такой величиной является энергия, излучаемая и поглощаемая атомами водорода, и экспериментально полученное значение постоянной Ридберга.

Полная энергия электрона в водородоподобной системе складывается из его кинетической энергии E_k и потенциальной энергии в электростатическом поле ядра U (которая является величиной отрицательной):

$$E = E_k + U = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Используя формулу (6.4) (умножив левую и правую часть на $r_n/2$) можно показать, что $E_k = 1/2|U|$. Таким образом,

$$E = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r}.$$

Учитывая значения радиуса стационарной орбиты электрона (6.6), получим, что энергия электрона может принимать только следующие дискретные значения:

$$E_n = -\frac{Z^2 m_e e^4}{n^2 8h^2 \varepsilon_0^2}. \quad (6.7)$$

Из формулы (6.7) следует, что энергетические состояния атома образуют последовательность энергетических уровней, изменяющихся в зависимости от значения n . Целое число n в выражении (6.7), определяющее энергетические уровни атома, называется **главным квантовым числом**. Энергетическое состояние при $n = 1$ называется **основным (нормальным) состоянием**; состояния с $n > 1$ являются **возбужденными**. Энергетический уровень, соответствующий основному состоянию атома, называется **основным (нормальным) уровнем**. Все остальные уровни являются **возбужденными**.

Атом водорода обладает минимальной энергией $E_1 = -13,6$ эВ при $n = 1$. Эта энергия (по модулю) является энергией связи электрона в основном состоянии. Именно такую энергию нужно сообщить электрону в основном состоянии, чтобы удалить его из атома водорода. По этой причине ее называют еще **энергией ионизации**. Значение энергии ионизации, полученное из боровской теории атома, находится в хорошем согласии с результатами эксперимента.

Вернемся к формуле (6.7) и найдем выражение для постоянной Ридберга. Согласно второму постулату Бора, с учетом формулы (6.7) (в случае водорода $Z=1$) формула (6.3) примет вид:

$$h \frac{c}{\lambda} = E_n - E_m = \frac{m_e e^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Отсюда выражаем $1/\lambda$:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{m_e e^4}{8h^3 c \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (6.8)$$

Сравнивая формулы (6.8) и (6.1) при $m = 2$, получим выражение для постоянной Ридберга:

$$R = \frac{m_e e^4}{8h^3 c \varepsilon_0^2}. \quad (6.9)$$

Расчет R по формуле (6.9) дает значение, хорошо согласующееся с экспериментальным (еще лучшего совпадения с экспериментом можно добиться, заменяя в (6.9) массу m_e на приведенную массу системы

электрон–протон, т.е. на величину $\mu = \frac{m_e m_p}{(m_e + m_p)}$).

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

В данной лабораторной работе источниками света служат спектральные трубки, заполненные водородом, гелием и неоном. Они состоят из двух стеклянных баллончиков, соединенных между собой капиллярной трубкой; на концах баллончиков сварены электроды.

Пространственное разделение световых волн различных частот можно получить, используя явление **дисперсии**. С точки зрения оптики дисперсия означает, что показатель преломления n некоторого вещества зависит от частоты. На рис.6.3 приведен график соответствующей зависимости для тяжелого флинта (сорт n оптического стекла). Отметим, что по оси абсцисс отложена не частота ν , а длина волны λ излучения в пустоте.

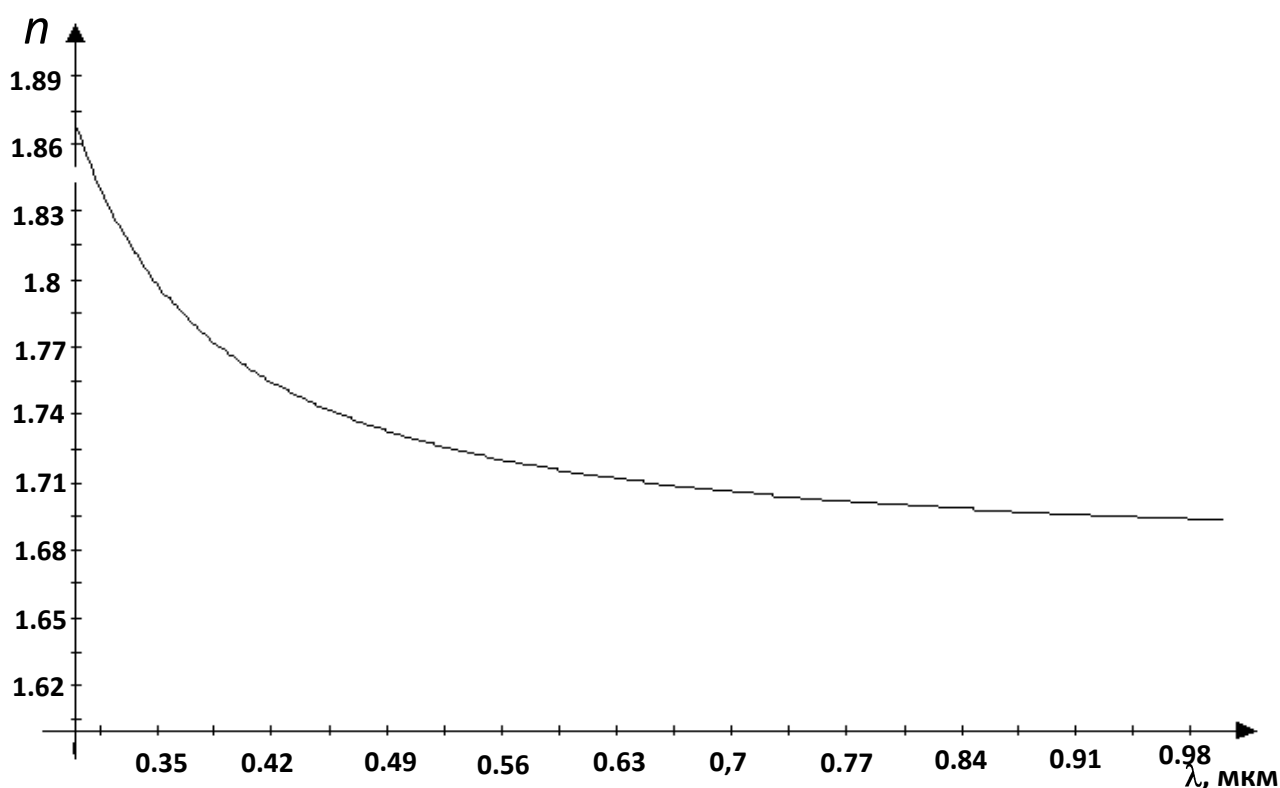


Рис. 6.3

Основным элементом лабораторной установки является двухтрубный спектроскоп. Он состоит из треножного штатива, на котором укреплены следующие части: коллиматор с щелевым устройством, столик с призмой из тяжелого флинта и зрительная трубка. Принципиальная оптическая схема спектроскопа представлена на рис.6.4. Точка S – середина светящейся щели, находящаяся напротив оптического центра O_1 линзы коллиматора (сама щель перпендикулярна плоскости рисунка).

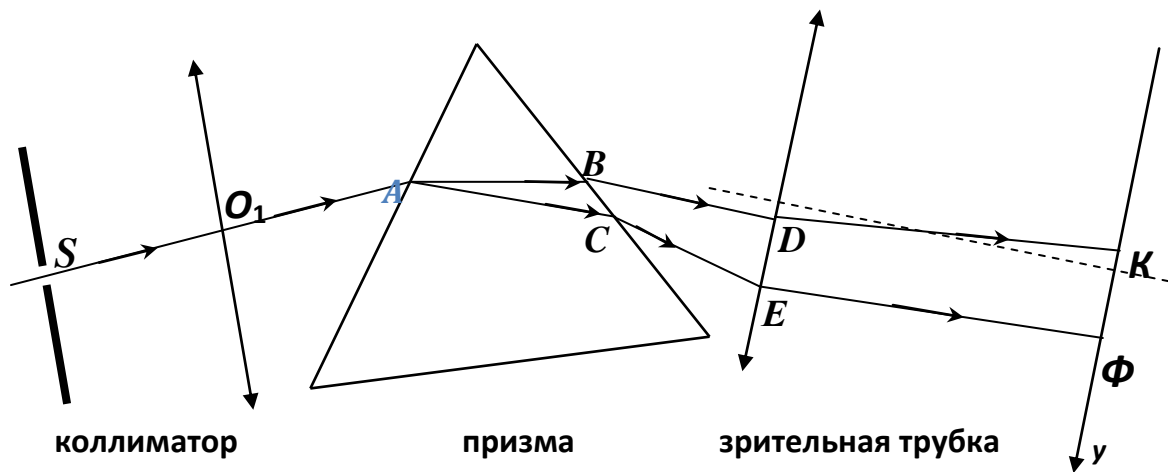


Рис.6.4

Луч SO_1 идет вдоль главной оптической оси линзы и не испытывает преломления в ней. Падая на переднюю грань призмы, данный луч разлагается на лучи разных цветов (ABD – красный, ACE – фиолетовый лучи). Отметим, что боковые ребра треугольной призмы также перпендикулярны плоскости рисунка. Точки D и E принадлежат объективу зрительной трубки; линия, состоящая из черточек и точек, является главной оптической осью объектива, а прямая $K\Phi$ есть сечение фокальной плоскости объектива плоскостью рисунка. Напомним, что, например, положение точки Φ можно найти как пересечение побочной оптической оси, параллельной лучу CE , и фокальной плоскости.

Точка S находится в фокусе линзы коллиматора, поэтому все остальные лучи, испускаемые данной точкой, после преломления в линзе идут параллельно лучу O_1A . На выходе из призмы мы, очевидно, имеем параллельные пучки разных цветов. Эти пучки собираются объективом зрительной трубки в его фокальной плоскости, давая ряд разноцветных изображений точки S на отрезке $K\Phi$ (в зависимости от спектрального состава излучения). Наконец, другие точки светящейся щели также порождают аналогичные группы изображений, в результате чего в фокальной плоскости объектива формируется ряд перпендикулярных плоскости рисунка полосок разных цветов – изображений щели коллиматора. Эта картина рассматривается наблюдателем через окуляр (на рисунке не показан).

Очевидно, положение цветных полосок в фокальной плоскости объектива можно охарактеризовать координатой y (см. рис.6.4; выбор точки с $y = 0$ не имеет значения). Из рисунка следует, что $y = F(n)$, где F – однозначная монотонно возрастающая функция показателя преломления (конкретный вид этой функции для нас не важен). Из графика рис.6.3 ясно, что в оптической области n меняется слабо. Поэтому мы можем положить

$$F(n) = F(n_0) + F'(n_0)(n - n_0),$$

т.е. разложить $F(n)$ в ряд Тейлора по степеням $(n - n_0)$, удержав лишь линейный член (в качестве n_0 естественно взять показатель преломления материала призмы для зеленого света). В результате получим:

$$y = F(n_0) + F'(n_0)(n(\lambda) - n_0),$$

$$y = F'(n_0)n(\lambda) + F(n_0) - n_0F'(n_0),$$

$$y = An(\lambda) + B, \quad (6.10)$$

где $A = F'(n_0) > 0$, $B = F(n_0) - n_0F'(n_0)$. Для дальнейшего существенно, что график функции (6.10) получается из графика $n = n(\lambda)$ растяжением по оси ординат в A раз и последующим сдвигом на B вдоль этой же оси.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Используемый в работе спектроскоп нуждается в предварительной градуировке. С этой целью спектральная трубка с гелием укрепляется в стойке-держателе в вертикальном положении и присоединяется к клеммам вторичной обмотки индукционной катушки. Щель коллиматора должна быть как можно ближе придвинута к светящейся капиллярной трубке и также расположена вертикально.

Включаем ток, получаем в спектрокопе отчетливое изображение линейчатого спектра. Зрительная трубка может вращаться в горизонтальной плоскости при помощи микрометрического винта с отсчетным барабаном. На винте нанесены миллиметровые деления, а барабан разделен на 50 частей. Шаг винта равен 1мм, в результате цена деления шкалы барабана есть $1/50=0,02$ мм. В поле зрения имеется указатель (проволочный волосок), который вращением барабана можно совмещать с хорошо различимыми линиями. Переходя от одной линии к другой, по изменению показания на шкале винта и барабана нетрудно найти расстояние Δu между ними (справедливости ради следует отметить, что при вращении зрительной трубки поворачивается и сама ось y , изображенная на (рис.6.4). Не вдаваясь в подробности, укажем лишь, что это не приводит к каким-либо осложнениям.

Наблюдая спектр гелия и делая отсчет по шкале винта и барабана, заполняем табл. 6.1 (не следует заставлять работать трубку в то время, когда непосредственно не производится наблюдение):

Таблица 6.1

Окраска линии в спектре гелия	Длина волны λ , мкм	Показания по шкале винта и барабана, мм
Красная	0,7065	
Желтая	0,5876	
Зеленая	0,5016	
Голубая	0,4716	
Синяя	0,4471	
Фиолетовая	0,4026	

Далее вынимаем трубку с гелием и укрепляем в стойке трубку с неоном (все манипуляции со спектральными трубками должны производиться при выключенном питании!). Включаем ток и получаем изображение спектра. Заполняем следующую табл. 6.2:

Таблица 6.2

Окраска линии в спектре неона	Длина волны λ , мкм	Показания по шкале винта и барабана, мм
Ярко-красная	0,6402	
Красно-оранжевая	0,6143	
Оранжевая	0,5945	
Ярко-желтая	0,5852	
Желто-зеленая	0,5764	
Зеленая	0,5401	
Голубая	0,4827	

Теперь можно построить график градуировки. Градуировочную кривую следует рисовать в крупном масштабе на листе миллиметровой бумаги. По оси абсцисс откладываются длины волн линий, а по оси ординат – показания по шкале винта и барабана. Точки, найденные из спектра гелия и из спектра неона, полезно наносить разными значками (•, ○, x, ▲, ■ и т.д.). Заметим, что фактически координатная ось y направлена в противоположную сторону по сравнению с рис.6.4. Поэтому, заменяя y на $-y$, получаем уравнение градуировочной кривой в форме (см. (6.10)):

$$y = -An(\lambda) + \text{const} . \quad (6.11)$$

Ни в коем случае нельзя просто соединять экспериментальные точки! Необходимо по графику, изображенному на рис. 6.3, представить, как выглядит кривая $y = -n(\lambda)$, и, далее, – кривые $y = -An(\lambda)$ ($A > 0$). Затем, используя лекало, проводим подходящую линию между точками, руководствуясь правилом: на каждом достаточно большом ее участке точки должны располагаться как выше, так и ниже кривой. Иногда некоторые экспериментальные точки оказываются смещенными от плавной кривой. Чаще всего такие «выбросы» свидетельствуют о неправильной расшифровке наблюдаемой картины спектральных линий (обычно для неона). При небольшом числе этих точек их можно просто проигнорировать. С построением графика градуировки не нужно торопиться – его следует нарисовать при подготовке отчета. Кроме всего прочего, необходимо разумно выбирать масштабы по осям, чтобы экспериментальные точки располагались на всей площади листа.

С целью определения постоянной Ридберга укрепляем в держателе трубку с водородом и получаем отчетливое изображение спектра. Для увеличения яркости интересующих нас линий атомарного водорода при изготовлении трубки в состав газа иногда добавляют пары воды. Молекулы воды в электрическом разряде разлагаются, образуя атомы водорода.

Следует отметить, что в спектре водородной трубки наблюдается также спектр молекулярного водорода. Начинать поиск нужных линий надо с наиболее интенсивной красной линии H_α . Вторая линия, H_β , – зелено-голубая. Между H_α и H_β располагаются несколько красно-желтых и зеленых сравнительно слабых молекулярных полос. Третья линия, H_γ , – фиолетово-синяя. Перед этой линией расположены две слабые размазанные молекулярные полосы синего цвета. Четвертая линия, H_δ , – фиолетовая. На нашей установке найти ее не удастся.

Наблюдая спектр водорода, начинаем заполнять табл. 6.3:

Таблица 6.3

Окраска линии в спектре водорода	Показания по шкале винта и барабана, мм	Длина волны λ , мкм	n	$R, \text{м}^{-1}$
Ярко-красная			3	
Зелено-голубая			4	
Фиолетово-синяя			5	

Второй столбец таблицы содержит три значения переменной y . На листе с графиком градуировки проводим соответствующие им горизонтальные линии и из точек их пересечения с градуировочной кривой опускаем перпендикуляры на ось абсцисс. В результате получаем три значения длины волны λ , которые заносим в третий столбец. Из формулы 6.1 выражаем постоянную Ридберга:

$$R = \frac{1}{\lambda \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)}, \quad (6.12)$$

где квантовое число n принимает следующие значения – $n = 3, 4, 5, \dots$.

Подставляя λ и отвечающие им квантовые числа n из четвертого столбца таблицы в расчетную формулу (6.12), находим три значения постоянной Ридберга R . Наконец, определяем среднее R по всем измерениям и сравниваем его с теоретической величиной, предсказываемой квантовой механикой. Определяем также и погрешность измерения R .

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Виды спектров испускания. Линейчатые спектры.
2. Планетарная модель Резерфорда и ее несостоятельность.
3. Боровская теория атома водорода.
4. Вывод расчетной формулы.
5. Описание устройства лабораторного спектроскопа.
6. Порядок выполнения работы.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ СОБСТВЕННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

Лабораторная работа 3 – 7

Цель работы: экспериментально получить зависимость сопротивления собственного полупроводника от температуры, построить график в полулогарифмическом масштабе $\ln R = (1/T)$, определить по графику ширину запрещенной зоны полупроводника.

Приборы и принадлежности:

1. источник постоянного напряжения,
2. магазин сопротивлений,
3. реохорд, калориметр,
4. ключ,
5. гальванометр,
6. термометр,
7. изучаемый резистор, сопротивление которого резко зависит от температуры (термистор), материалом которого служит собственный полупроводник.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

При объединении атомов в кристаллическое тело структура энергетических уровней электронов претерпевает важные изменения. Эти изменения почти не затрагивают наиболее глубоких уровней, образующих внутренние, заполненные оболочки. Зато наружные уровни коренным образом перестраиваются. Указанное различие связано с разным пространственным распределением электронов, находящихся на глубоко лежащих и верхних энергетических уровнях. Атомы в кристалле тесно прижаты друг к другу. Волновые функции наружных электронов в существенной мере перекрываются, что приводит к обобществлению этих электронов – они принадлежат не отдельным атомам, а всему кристаллу. В то же время волновые функции внутренних электронов друг с другом практически не перекрываются. Положение этих уровней в кристалле мало отличается от их положения у изолированных атомов.

У одиночных атомов одного и того же элемента энергии соответствующих уровней в точности одинаковы. При сближении уровней эти энергии начинают расходиться, как это изображено на рис. (7.1,а).

Расщепление энергетических уровней аналогично, например, расхождению частот колебаний, происходящему при появлении связи между одинаковыми маятниками. Системы «разошедшихся» уровней образуют в кристалле разрешенные энергетические зоны, разделенные запрещенными зонами (рис.7.1,б).

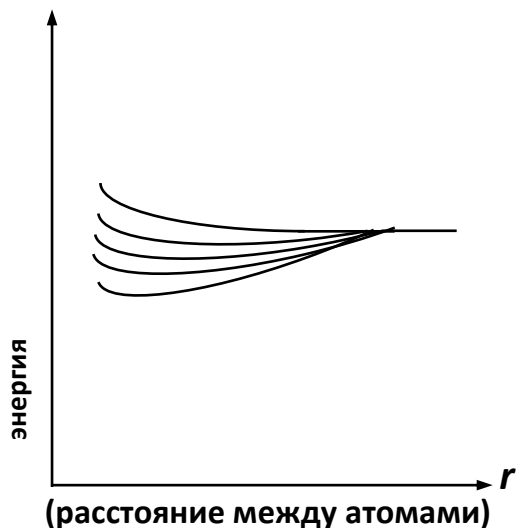


Рис.7.1а

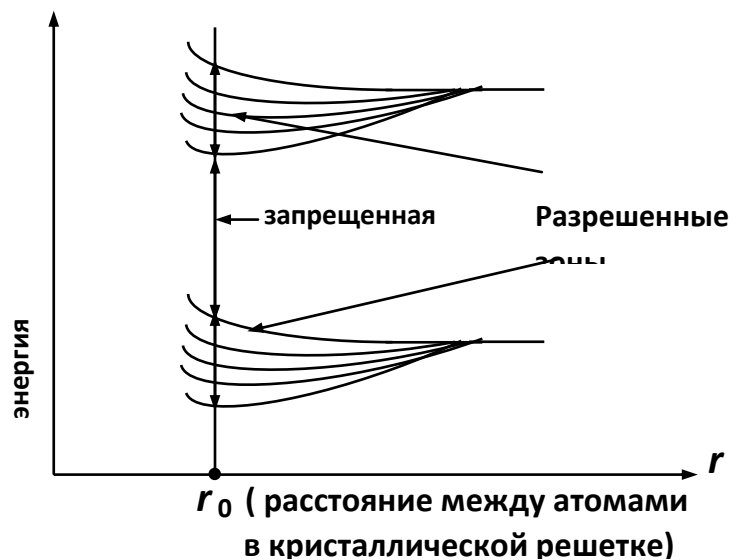


Рис.7.1б

Ширина зон определяется величиной связи между атомами и не зависит от числа атомов в кристалле. В то же время количество уровней в зоне равно числу атомов в кристалле и описывается цифрами порядка 10^{10} и более. Таким образом, расстояние между уровнями столь незначительно, что говорить об отдельных уровнях не имеет смысла. В то же время количество уровней сохраняет вполне ясный смысл, т.к. оно равно числу атомов в кристалле, а следовательно и числу электронов, которые могут занять эти уровни. Проводимость кристаллов определяется распределением электронов по уровням в соответствии с принципом Паули, согласно которому в одном квантовом состоянии может находиться не более одного электрона. В **изоляторах** электроны доверху заполняют последнюю из занятых зон (так называемую валентную зону), следующая – разрешенная зона (зона проводимости) не содержит электронов. Ширина запрещенной зоны, разделяющей валентную зону и зону проводимости, велика, поэтому электроны не могут ее «перепрыгнуть».

В присутствии внешнего электрического поля ни один электрон не может изменить своего движения, т.к. изменение движения должно быть связано с изменением энергии, однако это невозможно, так как в зоне нет свободных энергетических состояний. Таким образом, в изоляторах не может быть электрического тока (упорядоченного движения электронов под действием внешнего электрического поля).

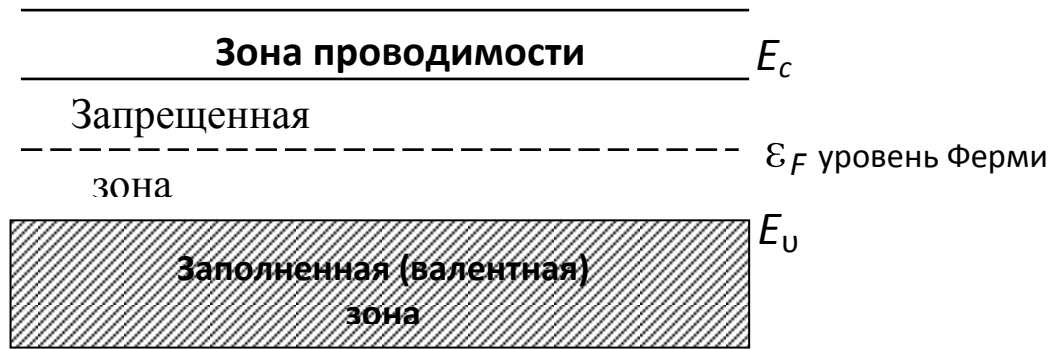


Рис.7.2

В металлах электроны лишь частично заполняют последнюю из занимаемых зон, и в ней имеются свободные состояния. В присутствии внешнего электрического поля электроны получают дополнительную энергию и могут занимать эти состояния, что равносильно получению электронами импульса «против поля», и кристалл проводит ток.

К **полупроводникам** относятся вещества, которые при низких (близких к абсолютному нулю) температурах являются изоляторами. Они отличаются от обычных изоляторов небольшой шириной запрещенной зоны. Условно принято считать полупроводниками вещества, ширина запрещенной зоны которых менее трех электронвольт. Изоляторами считают вещества с шириной запрещенной зоны более 3эВ. Уже при нормальных температурах тепловое движение перебрасывает часть электронов из валентной зоны в зону проводимости. При этом электропроводность возникает как в зоне проводимости, так и в валентной зоне. В зоне проводимости она определяется присутствующими там электронами (**электронная проводимость**). В валентной зоне проводимость становится возможной из-за появления свободных состояний, так называемых дырок, часть из которых (соответствующих нужному направлению тока) может быть занята электронами зоны (**дырочная проводимость**).

Величина проводимости в полупроводниках определяется числом электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Эти числа в чистых (собственных) полупроводниках, конечно, равны друг другу. Число электронов, находящихся в зоне проводимости, равно произведению числа имеющихся уровней на вероятность из заполнения. Вероятность заполнения уровней определяется функцией Ферми, которая в нашем случае мало отличается от простой экспоненты:

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \varepsilon_F}{kT}\right) + 1} \approx \exp\left(-\frac{(E - \varepsilon_F)}{kT}\right), \quad (7.1)$$

так как $E - \varepsilon_F \gg kT$. В формуле (7.1) E – энергия уровня в зоне проводимости; ε_F – некоторая константа, носящая название **энергии Ферми**. В собственных полупроводниках энергия Ферми лежит посередине запрещенной зоны (рис. 7.2).

При обычных температурах заняты главным образом уровни, находящиеся у дна зоны проводимости, так что в качестве энергии E можно поставить энергию E_c , соответствующую дну зоны проводимости. При этом вместо полного числа уровней в зоне нужно принимать некоторое эффективное число уровней $N_{эф}$, находящихся вблизи дна зоны проводимости:

$$n_э = N_{эф,э} \exp(-(E_c - \varepsilon_F)/kT). \quad (7.2)$$

Вероятность появления дырки в валентной зоне определяется разностью $1 - f(E)$. Поэтому число дырок равно

$$n_д = N_{эф,д} \left(1 - \frac{1}{\exp((E_v - \varepsilon_F)/kT) + 1}\right) \approx N_{эф,д} \exp\frac{E_v - \varepsilon_F}{kT}. \quad (7.3)$$

При преобразованиях здесь было принято, что энергия верхнего края валентной зоны E_v меньше энергии Ферми ε_F и $|E_v - \varepsilon_F|/kT \gg 1$ при обычных температурах. Перемножая формулы (7.2) и (7.3), с учетом того, что число электронов равно числу дырок, получим:

$$n_э n_д = n^2 = N_{эф,э} N_{эф,д} \exp(-(E_c - E_v)/kT). \quad (7.4)$$

Разность $E_v - \varepsilon_F$ равна ширине запрещенной зоны ΔE . Обозначая для краткости произведение

$$N_{эф,э} N_{эф,д} = C^2 \quad (7.5)$$

и извлекая квадратный корень из (7.4), получим

$$n = C \exp(-\Delta E / 2kT). \quad (7.6)$$

Найдем теперь проводимость полупроводника. В присутствии электрического поля электроны в зоне проводимости приобретают скорость, противоположную направлению напряженности электрического поля (так как заряд электронов отрицательный). Средняя скорость упорядоченного движения электронов $v_{ср}$ связана с напряженностью электрического поля E выражением

$$v_{ср} = \mu_э E, \quad (7.7)$$

где $\mu_э$ – коэффициент пропорциональности, носящий название *подвижности электронов*. Применяя формулу (7.7) к электронам в зоне проводимости и к дыркам в валентной зоне, найдем удельную проводимость полупроводника

$$\sigma = j/E = |e|(n_э \mu_э + n_д \mu_д)$$

(где j – плотность электрического тока). Учитывая, что в собственном полупроводнике количество электронов равно количеству дырок ($n_э = n_д$) и используя формулу (7.6), найдем

$$\sigma = |e|C(\mu_{\text{э}} + \mu_{\text{д}})\exp(-\Delta E / 2kT).$$

Обозначая множитель перед экспонентой через A , получим зависимость удельной проводимости собственного полупроводника от температуры:

$$\sigma = A\exp(-\Delta E / 2kT), \quad (7.8)$$

где ΔE – энергия активации полупроводника (ширина запрещенной зоны); T – абсолютная температура полупроводника.

Коэффициент A , как показывают более строгие расчеты, зависит от температуры, но меняется в зависимости от температуры гораздо медленнее, чем экспоненциальный множитель. Получим зависимость сопротивления полупроводника от температуры. Так как сопротивление обратно пропорционально удельной проводимости

$$R \sim \frac{1}{\sigma},$$

то зависимость сопротивления собственного полупроводника от температуры имеет вид с учетом (7.8)

$$R = B\exp(\Delta E / 2kT), \quad (7.9)$$

где B – некоторая постоянная; T – абсолютная температура; ΔE – ширина запрещенной зоны полупроводника.

Логарифмируя это выражение, получим

$$\ln R = \ln B + \Delta E / 2kT, \quad (7.10)$$

таким образом, зависимость $\ln R$ от $1/T$ будет линейной для собственных полупроводников.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Рассмотрим полученную в теоретическом введении зависимость логарифма сопротивления собственного полупроводника $\ln R$ от величины, обратной абсолютной температуре $\frac{1}{T}$. Эта зависимость определяется формулой (7.10), является линейной и имеет вид

$$\ln R = \ln B + \Delta E / 2kT, \quad (*)$$

где B – некоторая постоянная; T – абсолютная температура полупроводника; ΔE – ширина запрещенной зоны полупроводника; k – постоянная Больцмана.

Если построить график зависимости $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$, то по тангенсу угла наклона графика к оси $\frac{1}{T}$ можно определить ширину запрещенной зоны полупроводника. Из формулы (*) получим

$$\operatorname{tg}\gamma = \Delta E / 2k ;$$

с другой стороны,

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{\ln R_1 - \ln R_2}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}},$$

где $\ln R_1, \frac{1}{T_1}$ и $\ln R_2, \frac{1}{T_2}$ – координаты двух произвольных точек на графике $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$, достаточно удаленных друг от друга. Приравнявая оба выражения для $\operatorname{tg}\gamma$, найдем ширину запрещенной зоны собственного полупроводника ΔE :

$$\Delta E = 2k \frac{\ln R_1 - \ln R_2}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}.$$

Электрическая схема в данной установке (см. рис. 7.3) является мостовой схемой и состоит из источника постоянного напряжения E , реохорда (ℓ_1 и ℓ_2 – плечи реохорда), гальванометра Γ , ключа K , магазина сопротивлений R_M и термистора, сопротивление R которого зависит от температуры. Термистор представляет собой собственный полупроводник.

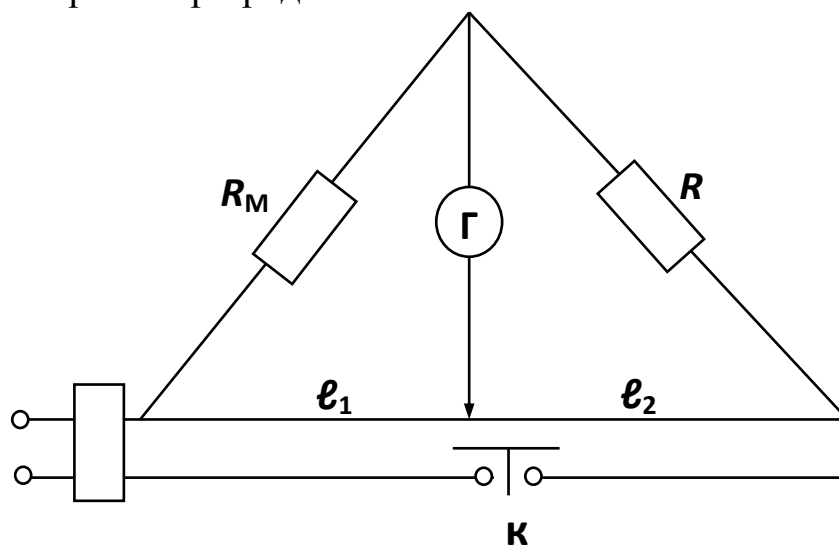


Рис. 7.3

Установка для увеличения температуры состоит из калориметра с водой, нагреваемого на электроплитке. В калориметре находится емкость с маслом, в которое погружены термистор, материалом для которого служит собственный полупроводник, и термометр.

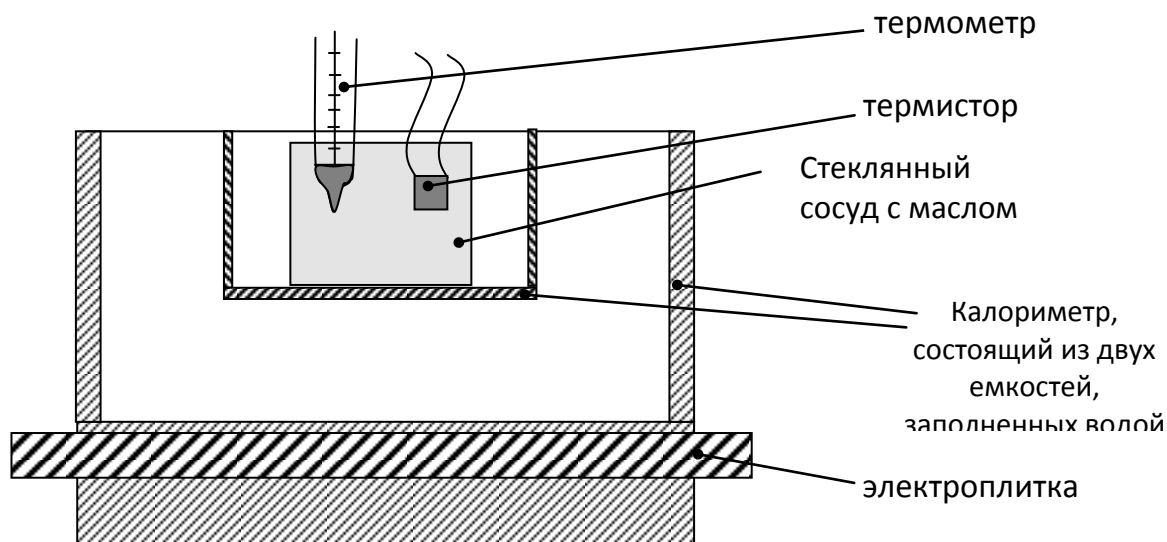


Рис. 7.4

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомьтесь с установкой и ее электрической схемой.
2. Включите электроплитку в сеть и нагрейте калориметр до температуры, близкой к 50°C .
3. Затем включите источник питания в сеть, замкните ключ и поставьте движок реохорда так, чтоб его плечи примерно были равны. Подберите «оценочное» сопротивление магазина таким образом, чтоб стрелка гальванометра отклонилась на не слишком большое количество делений (не зашкаливала). Затем, изменяя сопротивление магазина на меньшую величину и (или) медленно перемещая движок реохорда, добейтесь полного отсутствия тока через гальванометр.
4. Запишите длину плеч ℓ_1 и ℓ_2 реохорда и температуру t_1 термометра в этом положении. Вычислите значение сопротивления полупроводника по формуле

$$R = R_M \frac{\ell_2}{\ell_1}.$$

5. Нагрейте калориметр до температур $t_2 = 60^{\circ}\text{C}$, $t_3 = 70^{\circ}\text{C}$, $t_4 = 80^{\circ}\text{C}$, $t_5 = 90^{\circ}\text{C}$, при этом для каждой из температур определите соответствующие сопротивления R_2, R_3, R_4, R_5 так, как указано в пунктах 3 и 4. Необходимо учесть, что с ростом температуры

сопротивление полупроводника падает, поэтому «оценочное» сопротивление магазина будет также уменьшаться.

6. Вычислите натуральный логарифм $\ln R$ от каждого из полученных значений сопротивления полупроводника.
7. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу, приведенную ниже.
8. Постройте по данным таблицы график зависимости логарифма сопротивления $\ln R$ от $1/T$, где T – абсолютная температура, $\ln R = f(1/T)$.
9. Определите тангенс угла наклона графика $\operatorname{tg} \gamma$ к оси $1/T$ по координатам двух произвольных точек на графике, достаточно удаленных друг от друга.
10. Вычислите ширину запрещенной зоны полупроводника по формуле

$$\Delta E = 2k\operatorname{tg} \gamma,$$

где k – постоянная Больцмана.

11. Определите значение ΔE в электронвольтах.
12. Сравните полученное значение с характерной шириной запрещенной зоны полупроводников.
13. Полученные значения занести в таблицу.

Таблица

№	$R_M,$ Ом	$l_1,$ м	$l_2,$ м	$R,$ Ом	$t,$ °C	$T,$ К	$\ln R$	$1/T,$ К ⁻¹
1.								
2.								
3.								
...								

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.

1. Образование энергетических зон в кристаллах. Разрешенные и запрещенные зоны, валентная зона и зона проводимости.
2. Распределение Ферми–Дирака для электронов и его свойства. Энергия Ферми.
3. Отличие металлов, диэлектриков и полупроводников с точки зрения зонной теории.
4. Проводимость собственных (чистых) полупроводников. Какие носители заряда обуславливают эту проводимость?
5. Зависимость проводимости и сопротивления собственного полупроводника от температуры.

СНЯТИЕ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОРЕЗИСТОРА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕГО ИНТЕГРАЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Лабораторная работа 3 – 8

Цель работы: снять вольтамперную характеристику фотосопротивления, а также определить его интегральную чувствительность.

Приборы и принадлежности:

1. фотосопротивление,
2. источник постоянного тока,
3. зеркальный гальванометр,
4. вольтметр,
5. реостат,
6. осветитель.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Зависимость фотопроводимости ряда полупроводников от освещенности используется в фотосопротивлениях, получивших широкое практическое применение. На рис. 8.1 показана схема одного из типов фотосопротивлений. Оно состоит из тонкого полупроводникового слоя 2, нанесенного на изолирующую подложку 1, металлических электродов 3, посредством которых фотосопротивление включается в цепь, и защитного лакового покрытия 4.

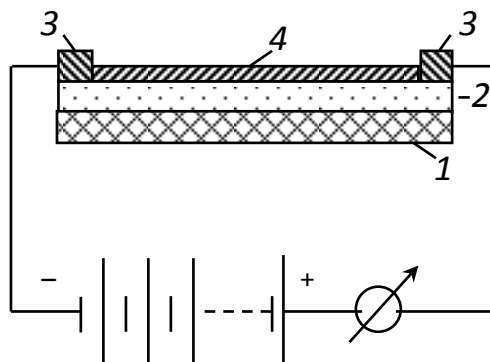


Рис.8.1

Наиболее чувствительные сопротивления изготавливаются из сернистого кадмия (CdS), у которого фотопроводимость в 10^5 - 10^6 раз превышает темновую проводимость. Широкое распространение получили

фотосопротивления из сернистого свинца (PbS), чувствительного к далекой инфракрасной области спектра. Используются и другие полупроводниковые материалы.

Фоторезисторы (фотосопротивления) относятся к группе полупроводниково-вых приборов, принцип действия которых основан на внутреннем фотоэффекте. Фоторезисторам присущи все физические процессы, происходящие в полупроводнике при изменении температуры. Определяющим фактором фотопроводимости является появление и увеличение фотоносителей.

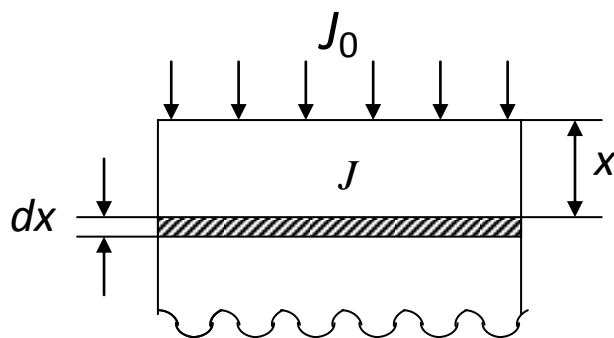


Рис.8.2

Направим на полупроводник пучок света интенсивностью J_0 (рис. 8.2). Проникая внутрь полупроводника, свет постепенно поглощается, и его интенсивность уменьшается. Выделим на глубине x от поверхности полупроводника бесконечно тонкий слой dx . Количество световой энергии dJ , поглощенное слоем dx , пропорционально интенсивности J света, падающего на этот слой, и его толщине:

$$dJ = -kJdx. \quad (8.1)$$

Знак «минус» указывает на убыль энергии; коэффициент пропорциональности k называется коэффициентом поглощения. При $dx = 1$ $k = -\frac{dJ}{J}$. Таким образом, коэффициент поглощения численно равен относительному изменению интенсивности света на единице пути, проходимому им в поглощающей среде. Он имеет размерность, обратную длине (м^{-1}).

Интегрируя выражение (8.1), получим

$$J = J_0 e^{-kx}. \quad (8.2)$$

Поглощаясь внутри полупроводника, свет может вызвать появление избыточных носителей, увеличивающих общую концентрацию свободных зарядов. На рис. 8.3 стрелками I показано возбуждение электронов

проводимости и дырок при собственном поглощении света полупроводником. Фотон с энергией $h\nu$, равной или большей ширины запрещенной зоны E_g , переводит электрон из валентной зоны в зону проводимости. Образующиеся при этом пары электрон-дырка являются свободными и участвуют в создании проводимости полупроводника. Для возбуждения примесных атомов фотон должен обладать энергией $h\nu \geq E_n$, где E_n – энергия активации этих атомов. На рис. 8.3 примесными уровнями являются E_1 и E_2 ; возбуждение электронов с этих уровней показано стрелками 2 и 3.

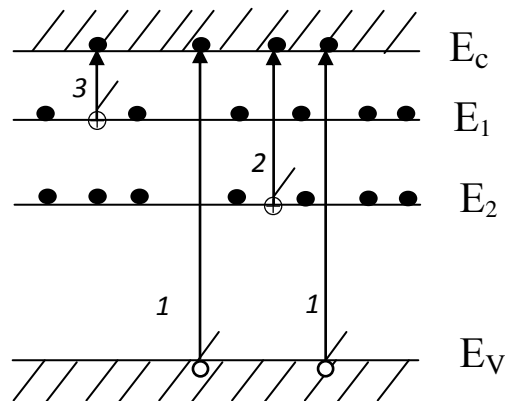


Рис.8.3

Таким образом, если

$$h\nu \geq E_g \text{ – для собственных полупроводников и} \quad (*)$$

$$h\nu \geq E_n \text{ – для примесных полупроводников,}$$

то в полупроводнике образуются добавочные к тепловым носители тока и его проводимость повышается.

Процесс внутреннего освобождения электронов под действием света называется внутренним фотоэффектом. Добавочная проводимость, приобретенная полупроводником при облучении светом, называется **фотопроводимостью**. Основная проводимость, обусловленная тепловым возбуждением носителей заряда, **называется темновой проводимостью**, так как она отвечает проводимости затемненного полупроводника. В соответствии с тем, что под действием света избыточные носители могут возникать как вследствие возбуждения собственных, так и примесных носителей заряда, различают **собственную** и **примесную фотопроводимости**. Из выражения (*) можно определить **красную границу** этой проводимости, т.е. максимальную длину волны, при которой свет является еще фотоэлектрически активным:

$$\lambda_0 = ch / E_g \text{ – для собственных полупроводников,}$$

$$\lambda_{\text{п}} = ch / E_{\text{п}} \text{ – для примесных полупроводников.}$$

Для чистых полупроводников энергия активации E_g лежит в пределах 1 – 3 эВ. Для них красная граница фотопроводимости приходится на видимую часть спектра. Многие примесные полупроводники имеют $E_{\text{п}}$ порядка десятых и даже сотых долей электрон-вольт. Красная граница фотопроводимости для них лежит в инфракрасной области спектра.

При освещении полупроводников происходит появление (*генерация*) избыточных свободных носителей. При отсутствии *рекомбинации* число избыточных носителей непрерывно возрастало бы с течением времени. Вследствие же рекомбинации, скорость которой растет с увеличением концентрации избыточных носителей, в полупроводнике устанавливается стационарное состояние, при котором скорость генерации g равна скорости рекомбинации R . Этому состоянию отвечает постоянная (стационарная) концентрация избыточных носителей Δn_0 , равная

$$\Delta n_0 = g\tau_n,$$

где τ_n – время жизни избыточных носителей заряда.

Так как избыточные носители имеют практически такую же подвижность, какой обладают равновесные носители, то стационарная (установившаяся) фотопроводимость проводника будет равна

$$\sigma_{\text{ф0}} = e\Delta n_0\mu_n,$$

где μ_n – подвижность носителей (электронов),
 e – заряд электрона.

Видно, что стационарная фотопроводимость полупроводника, а значит, и фоточувствительность полупроводниковых приемников излучения пропорциональны τ_n . С этой точки зрения выгодно стремиться к получению максимально высоких значений τ_n . Однако при этом может существенно увеличиваться инерционность фотоприемников.

Рассмотрим характер спада фотопроводимости полупроводника после выключения источника света. Вследствие протекания процесса рекомбинации концентрация избыточных носителей убывает по закону

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-t/\tau_n}.$$

По такому же закону будет протекать и спад фотопроводимости полупроводника:

$$\sigma_{\text{ф}} = \sigma_{\text{ф0}} e^{-t/\tau_n}.$$

Заметим, что чем больше время жизни τ_n избыточных носителей, тем медленнее происходит спад фотопроводимости, следовательно, тем более инерционным будет фотоприемник излучения.

На рис. (8.4) показан график изменения фотопроводимости со временем $\sigma_{\phi} = \sigma_{\phi}(t)$. Кривая OB описывает характер нарастания фотопроводимости полупроводника после включения светового импульса. Рост фотопроводимости происходит плавно и достигает стационарного значения лишь по истечении некоторого промежутка времени. Касательная, проведенная к кривой $\sigma_{\phi}(t)$ в начале координат, отсекает на прямой AB отрезок, численно равный τ_n . Кривая BC описывает характер спада фотопроводимости после выключения источника света. И в этом случае касательная, проведенная к кривой спада $\sigma_{\phi}(t)$ в точке t_0 , отсекает на оси времени отрезок τ_n . Заметим, что этим методом часто пользуются для экспериментального определения τ_n .

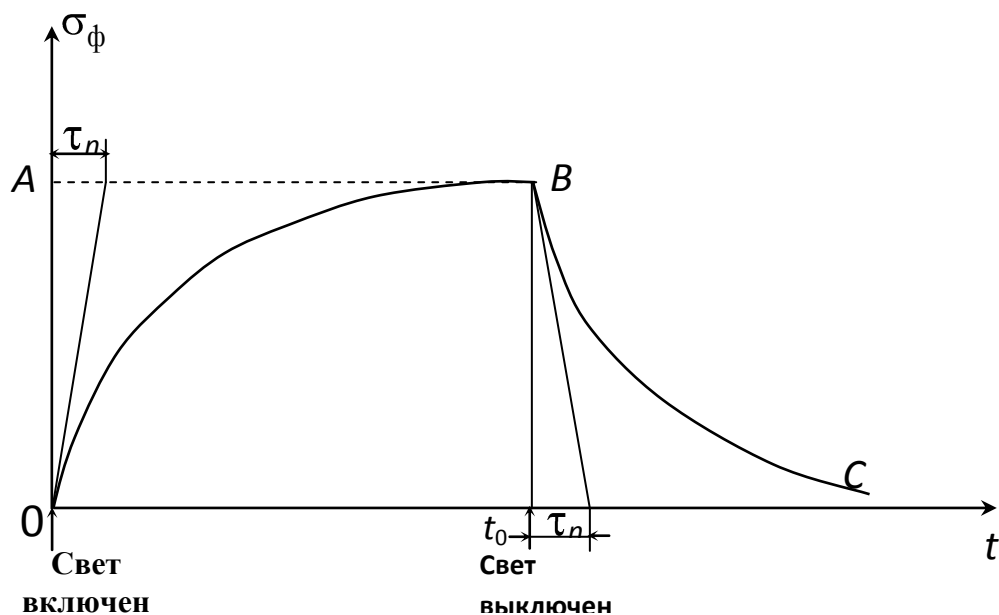


Рис.8.4

При освещении фоторезистора, включенного в короткозамкнутую цепь, то есть сопротивление элементов которой намного меньше сопротивления освещенного фоторезистора, через фоторезистор течет световой ток:

$$i_{св} = i_T + i_{\phi}, \quad (**)$$

где i_T – темновой ток, т.е. ток проходящий через неосвещенный фоторезистор, i_{ϕ} – фототок. Из выражения (**) следует, что фототок равен

$$i_{\phi} = i_{св} - i_T.$$

Фоторезисторы являются селективными преобразователями светового излучения. Большинство типов серийно выпускаемых фоторезисторов,

применяемых при автоматизации производственных процессов, имеют максимум чувствительности в видимой области спектра.

Энергетические (люкс-амперные) характеристики фоторезисторов определяют зависимость фототока от освещенности E (измеряется в люксах–лк).

$$i_{\phi} = cUE^{\alpha},$$

где c – постоянная, определяемая свойствами материала,

U – напряжение, приложенное к фоторезистору,

α – коэффициент нелинейности по освещенности.

Энергетические характеристики нелинейны ($\alpha \neq 1$). У большинства фоторезисторов $0,5 \leq \alpha \leq 1$. Значение α зависит от материала и конструкции фоторезисторов и для одних и тех же типов приблизительно одинаково.

Вольтамперные характеристики фоторезисторов показывают зависимость фототока от напряжения U :

$$i_{\phi} = DU^{\gamma},$$

где $D = cE^{\alpha}$, γ – коэффициент нелинейности по напряжению. При этом каждому типу фоторезисторов соответствует определенное рабочее напряжение. Для большинства фоторезисторов вольтамперные характеристики линейны и $\gamma = 1$. Для подавляющего числа фоторезисторов отклонение от линейности может наблюдаться только при подаче на фоторезистор очень малых по значению напряжений, когда на световой ток оказывают влияние посторонние факторы.

Фоторезисторы как элементы цепи преобразования информации применяются в различных системах, предназначенных для контроля и измерения геометрических размеров и скорости движения объектов, температуры, управления различными механизмами, для определения качественного и количественного состава твердых, жидких и газообразных сред, включения и выключения различных устройств и т.д. при этом во многих случаях фоторезисторный способ получения и обработки информации дает явное преимущество по сравнению с другими способами.

Удельной интегральной чувствительностью фотосопротивления называется величина, численно равная отношению фототока (i), даваемого фотосопротивлением к величине падающего на него светового потока (Φ) при напряжении (U), приложенном к фотосопротивлению, равному единице:

$$\gamma_0 = \frac{i}{\Phi U} \text{ (мк А/лм В)}. \quad (8.3)$$

Световой поток Φ равен:

$$\Phi = ES, \quad (8.4)$$

где E – освещенность фотосопротивления, а S – площадь его поверхности (освещенность измеряется в люксах – лк).

В случае точечного источника света освещенность определяется следующим выражением:

$$E = \frac{I}{r_0^2}, \quad (8.5)$$

где I – сила света источника в канделах, r_0 – расстояние от источника до фотосопротивления.

Тогда для γ_0 получим

$$\gamma_0 = \frac{i}{\Phi U} = \frac{i}{ESU} = \frac{ir_0^2}{ISU} \text{ (мкА/лм}\cdot\text{В)}. \quad (8.6)$$

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1. Снятие вольтамперной характеристики фотосопротивления

Схема установки

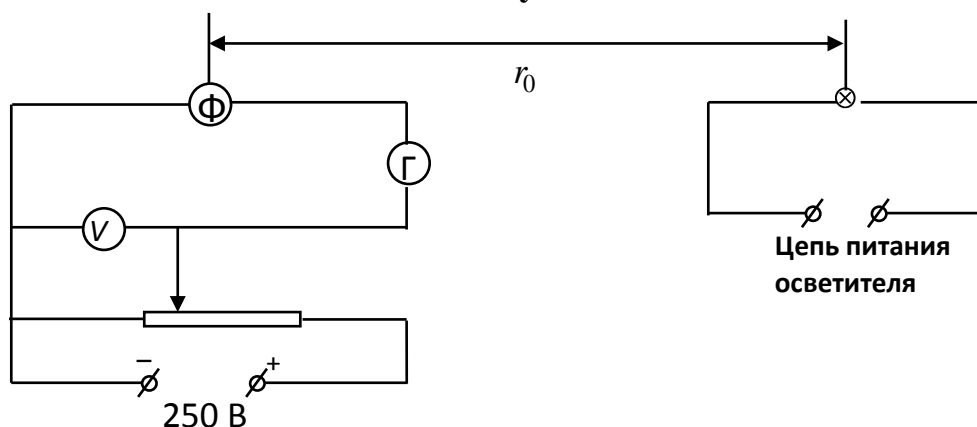


Рис.8.5

Φ – фотосопротивление с площадью окна $S=118 \text{ мм}^2$,

Г – гальванометр,

V – вольтметр,

⊗ –лампочка осветителя.

Вольтамперная характеристика определяет зависимость фототока от приложенного к фотосопротивлению напряжения.

1. При выключенной лампочке осветителя снимают график зависимости «темнового тока» i_0 , т.е тока при освещенности $E=0$ от величины, приложенного к фотосопротивлению напряжения (брать $U = 20; 40; 60; 80; 100 \text{ В}$).
2. Помещают фотосопротивление на самое большое расстояние от осветителя ($r_0 = 80\text{см}$).

3. Подавая на фотосопротивление те же значения напряжения, что и для темнового тока, определяют зависимость тока i от напряжения U при определенной освещенности E , т.е $i = f(U)$.
4. Аналогичным образом опыт проводят для расстояний осветителя от фоторезистора, равных $r_0 = 60, 40$ см.
5. Все полученные опытным путем результаты заносят в таб. 8.1.

Таблица 8.1

№	для «темнового тока»		для тока при освещении			
	$U, В$	$i_0, мкА$	$U_0, В$	$i_1, мкА$	$i_2, мкА$	$i_3, мкА$
1	20		20			
2	40		40			
3	60		60			
4	80		80			
5	100		100			
				$r_0 = 80$ см	$r_0 = 60$ см	$r_0 = 40$ см

6. Строят графики зависимости тока от напряжения – $i = f(U)$ – для всех четырех случаев. Графики строятся на одном листе миллиметровой бумаге в подходящем масштабе (графики должны занимать значительную часть площади листа).

2. Определение интегральной чувствительности фоторезистора

Из табл. 8.1 выписывают значение «темнового тока» i_0 и значения фототока i_1, i_2, i_3 при освещении фотосопротивления ($r_0=80, 60, 40$ см) для напряжения $U_0 = 60В$.

Затем находят величину фототока $i = i_n - i_0$ ($i = i_1 - i_0; i = i_2 - i_0$ и $i = i_3 - i_0$). Все полученные данные заносят в таб. 8.2.

Таблица 8.2

$U_0 = 60В$					
n	$i_0, мкА$	$i_n, мкА$	$i = i_n - i_0, мкА$	$r_0, см$	$\gamma_0, мкА/лм \cdot В$
1					
2					
3					

Используя данные таб. 8.2 вычисляют интегральную чувствительность фотосопротивления по формуле (8.6). В нашем опыте сила света $I = 250$ кд. Далее находят среднее значение $\bar{\gamma}_0$ и определяют ошибки эксперимента.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое фотосопротивление?
2. Что называется внутренним фотоэффектом?
3. В чем отличие внешнего и внутреннего фотоэффектов?
4. Что такое стационарная фотопроводимость?
5. Опишите график зависимости $\sigma_{\phi} = \sigma_{\phi}(t)$. Как из графика определить время жизни носителей τ_n ?
6. Что такое удельная интегральная чувствительность фотосопротивления?

СНЯТИЕ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА, ВЫПОЛНЕННОГО НА $p-n$ – ПЕРЕХОДЕ

Лабораторная работа 3 – 9

Цель работы: экспериментально получить зависимость тока от напряжения для полупроводникового диода при прямом и обратном напряжениях.

Приборы и принадлежности:

1. установка для снятия вольтамперной характеристики диода,
2. микроамперметр.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Как известно, в твердых телах энергия электронов может лежать только в области разрешенных зон, разделенных запрещенными зонами энергии. Положение зон определяется структурой кристалла. В каждой разрешенной зоне может располагаться вполне определенное число электронов. В чистых полупроводниках при $T = 0$ высшая заполненная зона (валентная зона) полностью занята, а низшая свободная зона (зона проводимости) не содержит ни одного электрона. Такой кристалл не проводит электрического тока, так как ни один электрон, находящийся в целиком заполненной зоне, не может изменить своего движения под действием электрического поля. При более высоких температурах термическое возбуждение переводит часть электронов из валентной зоны в зону проводимости. В валентной зоне при этом остаются дырки, которые ведут себя как квазичастицы с положительным зарядом и положительной эффективной массой. Вклад в проводимость вносят как электроны в зоне проводимости, так и дырки в валентной зоне. Такая проводимость называется *собственной*. В чистом полупроводнике количество электронов проводимости равно количеству дырок.

Распределение электронов между валентной зоной и зоной проводимости определяется температурой и описывается распределением Ферми, которое имеет вид:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E - \varepsilon_F)/kT]}.$$

Здесь E – энергия электрона;
 k – постоянная Больцмана;
 T – абсолютная температура;
 ε_F – энергия Ферми.

Функция Ферми определяет вероятность того, что уровень с энергией E занят электроном. Укажем особенности распределения Ферми. Прежде всего, $f(E) \leq 1$ всегда, таким образом, распределение Ферми находится в соответствии с принципом Паули. При $T \rightarrow 0$ $f(E) = 1$ при $E < \varepsilon_F$ и $f(E) = 0$ при $E > \varepsilon_F$, то есть все уровни с энергией $E < \varepsilon_F$ заняты и все уровни с энергией $E > \varepsilon_F$ свободны, если уровень Ферми не попадает в пределы запрещенной зоны. При $T > 0$ при энергии, равной $E = \varepsilon_F$, функция Ферми равна $f(E) = \frac{1}{2}$. В чистом полупроводнике уровень Ферми располагается практически посередине запрещенной зоны, разделяющей валентную зону и зону проводимости.

Рассмотрим полупроводник n -типа, то есть полупроводник, в который введены примесные атомы, называемые **донорами**, валентность которых на единицу больше валентности основных атомов. Если в кристалле четырехвалентного кремния его атомы частично заместить примесными атомами, имеющими пять валентных электронов (например, атомами фосфора), то четыре из них заполняют валентные связи с соседними атомами кремния, а пятый окажется «лишним» и уже при комнатных температурах отделится от атома и станет свободным. При этом атом донорной примеси ионизируется и приобретает положительный заряд. Примесные атомы образуют локальные энергетические уровни, находящиеся у дна зоны проводимости. Энергия, необходимая для перехода с донорного уровня в зону проводимости, по порядку близка к kT при комнатных температурах ($kT \approx 0,026$ эВ). Поэтому при обычных температурах практически все электроны переходят с донорных уровней в зону проводимости. Проводимость кристалла n -типа определяется в основном этими электронами и является, таким образом, **примесной**, или **донорной**. Энергия Ферми в полупроводнике n -типа сдвинута вверх от середины запрещенной зоны (рис.9.1).



Рис.9.1

При внедрении в четырехвалентной полупроводник (кремний, германий) атомов третьей группы периодической системы (например, бора) получают полупроводник *p*-типа, содержащий **акцепторные** примеси. Примесному атому не хватает трех его валентных электронов для заполнения связей с четырьмя соседними атомами кремния, образуется одна незаполненная связь, которая может быть заполнена за счет перехода электрона из любой соседней заполненной связи. При этом атом примеси ионизируется и приобретает отрицательный заряд.

С энергетической точки зрения акцепторные примеси создают локальные акцепторные энергетические уровни, расположенные в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны, которые при низких температурах оказываются пустыми. При обычных температурах эти уровни заполняются электронами, переходящими из верхней части валентной зоны. В валентной зоне при этом возникает дырочная проводимость. Таким образом, проводимость проводника *p*-типа – **дырочная**. Энергия Ферми сдвинута в полупроводниках *p*-типа вниз от середины запрещенной зоны (рис.9.2).

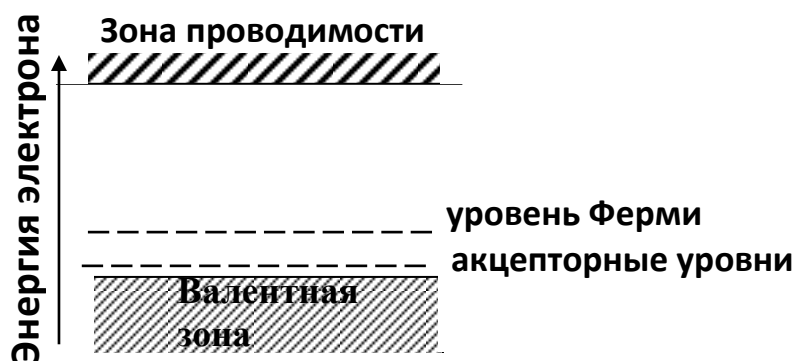


Рис.9.2

Приведем полупроводники *n*- и *p*- типа в соприкосновение друг с другом. В момент установления контакта происходит встречная диффузия основных носителей тока (электронов в полупроводниках *n*-типа и дырок в полупроводниках *p*-типа) через пограничный слой, при этом дырки и электроны рекомбинируют друг с другом. Вблизи перехода в *n*-области положительные ионы донорной примеси, заряд которых теперь не компенсируется электронами, образуют положительный пространственный заряд. Соответственно в *p*-области ионы акцепторной примеси образуют отрицательный пространственный заряд. Поэтому в области *p-n*-перехода возникает контактная разность потенциалов, препятствующая дальнейшей диффузии основных носителей.

Равновесие наступает при такой высоте потенциального барьера, когда положения уровней Ферми в обеих областях совпадают (рис. 9.3).

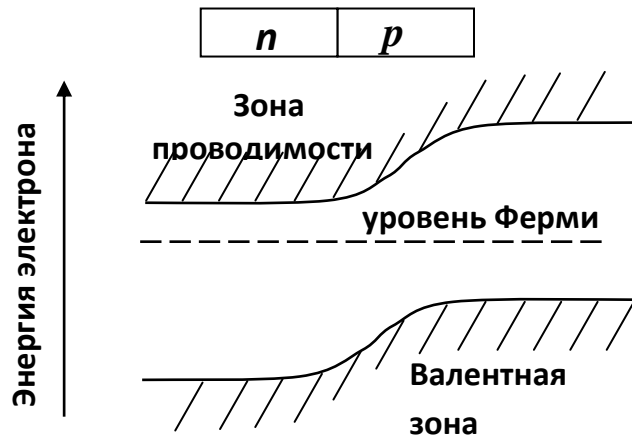


Рис.9.3

В области $p-n$ - перехода возникает, таким образом, слой, обедненный носителями тока, как электронами, так и дырками (рис. 9.4). Эта область поэтому обладает большим электрическим сопротивлением.

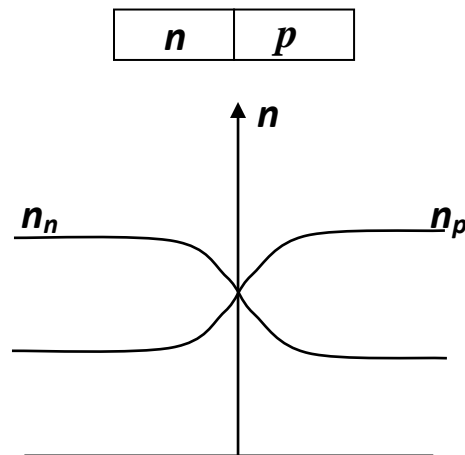


Рис.9.4

Найдем выражение для контактной разности потенциалов, возникающей в области $p-n$ -перехода. Будем считать, что концентрации доноров n -области и акцепторов в p -области равны. Тогда смещение уровня Ферми вверх в n -области равно его смещению вниз в p -области. Разность потенциалов $kT \approx 0,026$ в области $p-n$ -перехода равна поэтому

$$e\Delta U = 2(\varepsilon_F - \frac{1}{2}E_g) = 2\varepsilon_F - E_g. \quad (9.1)$$

В этой формуле энергия отсчитывается от верхнего края валентной зоны.

Здесь E_g – ширина запрещенной зоны;

ε_F – уровень Ферми;

$E_g/2$ – несмещенное положение уровня Ферми.

Найдем связь концентрации электронов и дырок с контактной разностью потенциалов. Обозначим n_n – концентрация электронов проводимости, n_p – концентрация дырок в валентной зоне и учтем, что их значения приблизительно равны

$$n_n \sim \frac{1}{1 + \exp[(E_g - \varepsilon_F)/kT]} \approx \exp\left(-\frac{(E_g - \varepsilon_F)}{kT}\right) \quad (9.2)$$

(при обычных температурах $E_g - \varepsilon_F \gg kT$),

$$n_p \sim 1 - \frac{1}{1 + \exp(-\varepsilon_F/kT)} \approx \exp(-\varepsilon_F/kT) \quad (9.3)$$

Здесь энергия отсчитывается от верхнего края валентной зоны, и считается, что энергия электронов проводимости приблизительно равна E_g , то есть энергии, соответствующей дну зоны проводимости, а энергия дырок приблизительно равна энергии, соответствующей верхнему краю валентной зоны. Деля равенства (9.2) и (9.3) друг на друга, получим

$$\frac{n_n}{n_p} = \exp\frac{2\varepsilon_F - E_g}{kT} = \exp\frac{e\Delta U}{kT}. \quad (9.4)$$

Искомая разность потенциалов равна

$$\Delta U = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_n}{n_p}.$$

При $T = 300\text{K}$ и обычной плотности донорных атомов $n_n = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ контактная разность потенциалов принимает значение $\Delta U \approx 0,35 \text{ В}$. В полупроводнике n -типа имеется высокая концентрация электронов, но только небольшая их часть, преодолевая потенциальный барьер (двигаясь против кулоновских сил) в области n - p -перехода, диффундирует в полупроводник p -типа. В условиях равновесия через контакт проходят только те электроны, энергия которых больше высоты потенциального барьера $e\Delta U$. Концентрация свободных электронов, способных преодолеть этот потенциальный барьер, в кристалле n -типа равна согласно распределению Больцмана

$$n_1 = n_n \exp\left(-\frac{e\Delta U}{kT}\right) \quad (n\text{-область}).$$

Эти электроны образуют ток I_g . В p -области электронов проводимости гораздо меньше, но ток I_r , образованный этими электронами, практически не зависит от высоты потенциального барьера, так как движение электронов происходит в направлении убыли потенциального барьера. Другими словами, электрическое поле в области n – p -перехода способствует

движению электронов из p - в n - область. В условиях равновесия эти токи равны друг другу:

$$I_r^0 = I_g^0 = I_0,$$

и полный ток через p - n переход равен нулю:

$$I_{\text{рез}}^0 = I_r^0 - I_g^0 = 0.$$

Очевидно, каждый из токов пропорционален концентрации электронов

$$I_g^0 \sim n_1 = n_n \exp\left(-\frac{e\Delta U}{kT}\right) \quad (n\text{-область}),$$

$$I_r^0 \sim n_n \quad (p\text{-область}).$$

Если к p - n - переходу приложить внешнее напряжение, то токи I_r и I_g не будут равны друг другу. Если приложить напряжение $U_{\text{ист}}$ так, чтобы p -область заряжалась положительно относительно n -области, т.е. **прямое напряжение**, то высота потенциального барьера при этом уменьшается на величину $\Delta W = eU_{\text{ист}}$ (рис. 9.5).

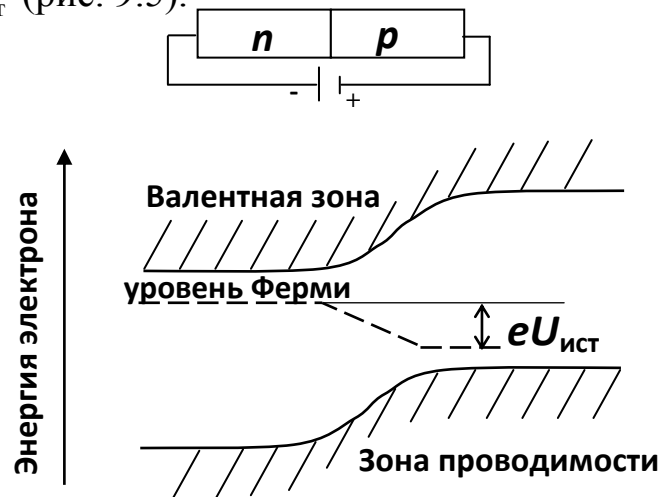


Рис.9.5

Ток I_r при этом не изменяется, а ток I_g возрастает, так как теперь при переходе из n - в p - область электронам нужно преодолеть более низкий потенциальный барьер:

$$I_r = I_0, \quad I_g = I_0 \exp(eU_{\text{ист}}/kT).$$

Таким образом, ток I_g увеличивается в $\exp(eU_{\text{ист}}/kT)$ раз. Полный ток равен разности токов I_g и I_r :

$$I_{\text{прямой}} = I_g - I_r = I_0(\exp(eU_{\text{ист}}/kT) - 1). \quad (9.5)$$

Все сказанное выше справедливо и для тока, переносимого дырками. Формула (9.5) правильно описывает и полный прямой ток через p - n - переход, если под I_0 понимать суммарный ток электронов и дырок при равновесии.

Если к $p-n$ - переходу приложить **обратное напряжение**, при котором p -область заряжается отрицательно относительно n -области, то высота потенциального барьера в области $p-n$ - перехода повысится на величину $\Delta W = eU_{\text{ист}}$, где $U_{\text{ист}}$ – напряжение источника (рис.9.6).

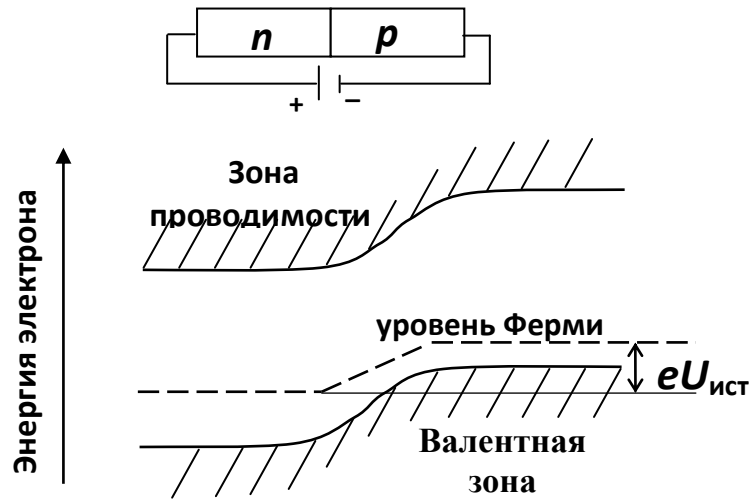


Рис.9.6

При этом ток I_r не изменится, ток I_g уменьшится в $\exp(eU_{\text{ист}}/kT)$ раз:

$$I_g = I_0 \exp(-eU_{\text{ист}}/kT), \quad I_r = I_0.$$

Результирующий ток при обратном напряжении сменит направление, так как $I_r > I_g$

$$I_{\text{обратный}} = I_r - I_g = I_0 - I_0 \exp\left(\frac{-eU_{\text{ист}}}{kT}\right) = I_0 \left(1 - \exp\left(\frac{-eU_{\text{ист}}}{kT}\right)\right). \quad (9.6)$$

При высоких обратных напряжениях $eU_{\text{ист}} \gg kT$, следовательно с ростом напряжения экспотенциальный член стремится к нулю и результирующий ток стремится к значению I_0 , то есть наступает **насыщение**.

При малых напряжениях, разлагая формулу (9.6) в ряд Тейлора, получим с учетом, что $eU_{\text{ист}} \ll kT$,

$$I_{\text{обр}} = I_0 \frac{eU_{\text{ист}}}{kT} - \text{линейная зависимость.}$$

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Воспользуемся рассмотренной в теоретическом введении зависимостью тока от напряжения через $p-n$ - переход при прямом и обратном напряжениях источника $U_{ист}$:

$$I_{пр} = I_0 \left(\exp\left(\frac{eU_{ист}}{kT}\right) - 1 \right) \quad (9.7)$$

- прямой ток, то есть ток в случае, когда p -область заряжается положительно относительно n области,

$$I_{обр} = I_0 \left(1 - \exp\left(\frac{-eU_{ист}}{kT}\right) \right) \quad (9.8)$$

- обратный ток, когда p -область заряжается отрицательно относительно n области.

Зависимость тока от напряжения, приложенного к $p-n$ - переходу, изображена на рис. 9.7.

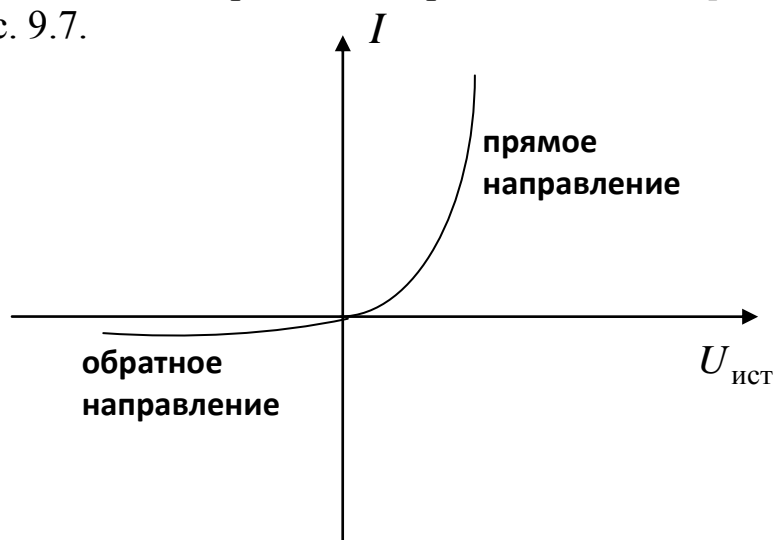


Рис.9.7

Нелинейный характер вольтамперной характеристики $p-n$ - перехода позволяет использовать его для выпрямления переменного тока (полупроводниковые диоды). Материалом для выпрямительных диодов обычно служат германий и кремний.

В данной работе для построения вольтамперной характеристики диода при прямом и обратном напряжениях используются два одинаковых диода, на один из которых подается только прямое напряжение, а на другой – только обратное. Это сделано для упрощения электрической схемы, и полученные результаты можно считать вольтамперной характеристикой одного диода. Установка, используемая в работе, схематически изображена на рис. 9.8:

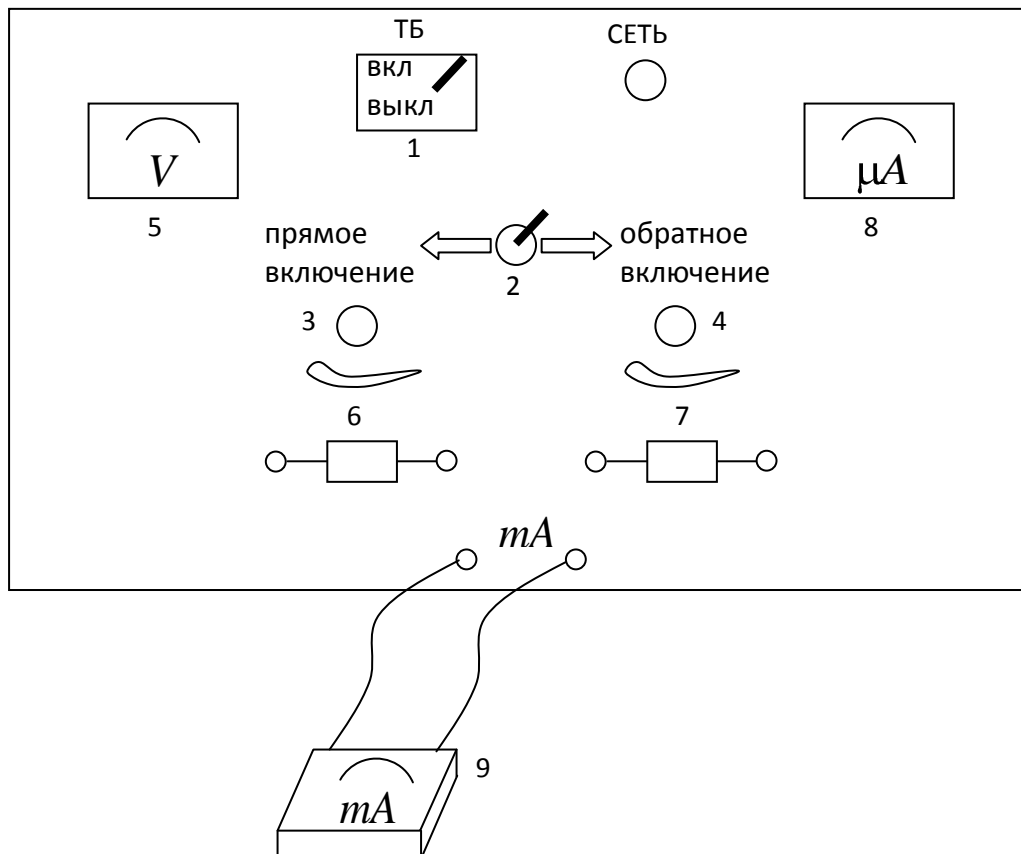


Рис.9.8

- 1 – тумблер, с помощью которого включается установка;
- 2 – переключатель прямого и обратного напряжений, подаваемых на диоды;
- 3 и 4 – ручки усиления напряжения при прямом и обратном напряжениях на диодах;
- 5 – шкала вольтметра, показывающего напряжение на диодах;
- 6 – диод, на который подается только прямое напряжение;
- 7 – диод, на который подается только обратное напряжение;
- 8 – микроамперметр для измерения обратного тока через диод 7;
- 9 – миллиамперметр для измерения прямого тока через диод 6.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомьтесь с установкой и принципиальной схемой включения диодов при прямом и обратном токах.
2. Замкните электрическую цепь с помощью тумблера на передней панели установки, для этого поставьте его в положение «вкл».
3. Снимите вольтамперную характеристику диода для прямого направления тока. Для этого переключатель поставьте в положение «прямое», указанное на панели, и ручкой потенциометра увеличивайте напряжение на диоде от 0 В до 2 В через 0,1 В. Для каждого значения напряжения

$U_{пр}$ определите величину прямого тока $I_{пр}$ по показаниям миллиамперметра.

4. Снимите вольтамперную характеристику диода для обратного направления тока. Для этого переключатель на панели поставьте в положение «обратное» и с помощью ручки потенциометра увеличивайте напряжение на диоде от 0 В до 2 В через 0,1 В. Для каждого значения напряжения $U_{обр}$ определите величину обратного тока по показаниям микроамперметра.
5. Отключите установку, поставив тумблер в положение «выкл».
6. Результаты измерений занесите в таблицу.
7. Постройте вольтамперную характеристику диода в разном масштабе для прямого и обратного токов.
8. Сравните полученный экспериментально график с теоретической зависимостью тока от напряжения для диода.
9. Найдите коэффициенты выпрямления $k = \frac{I_{прямой}}{I_{обратный}}$ при напряжениях $U_1 = 1В$ и $U_2 = 2В$.

Таблица

№	$U_{пр}, В$	$I_{пр}, мА$	$U_{обр}, В$	$I_{обр}, \mu А$
1				
2				
3				
...				

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Донорные примеси в полупроводниках. Донорная проводимость полупроводников.
2. Акцепторные примеси в полупроводниках. Акцепторная проводимость полупроводников.
3. Контактные явления на $p-n$ -переходе при отсутствии внешнего напряжения (в состоянии равновесия).
4. Прямое и обратное напряжение на $p-n$ -переходе. Зависимость тока от напряжения на $p-n$ -переходе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Иродов, И.Е.** Волновые процессы. Основные законы/ И.Е. Иродов.– М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010.
2. **Иродов, И.Е.** Физика макросистем. Основные законы/ И.Е. Иродов.– М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010.
3. **Иродов, И.Е.** Квантовая физика. Основные законы/ И.Е. Иродов.– М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010.
4. **Детлаф, А.А., Яворский, Б.М.** Курс физики/ А.А Детлаф, Б.М Яворский.– М.: Академия. 2005.
5. **Сивухин, Д.В.** Общий курс физики. Оптика/ Д.В. Сивухин. – М.: Наука. 1985.
6. **Сивухин, Д.В.** Общий курс физики. Атомная и ядерная физика, ч.1/ Д.В. Сивухин. – М.: Наука. 1986..
7. **Савельев, И.В.** Курс общей физики: в 3 т. Т.2 Учебник / И.В.Савельев – СПб.: Лань, 2011.
8. **Савельев, И.В.** Курс общей физики: в 3 тт. Т.3 Учебник / И.В.Савельев – СПб.: Лань, 2011
9. **Наркевич, И.И.** Физика: Учеб. / И.И. Наркевич, Э.И. Волмянский, С.И. Лобко. – Мн.: Новое знание, 2004.
10. Физика: учеб. пособие / И.А. Вдовиченко, Т.В. Кожевникова, Н.И. Кузякова [и др.] / под ред. Г.И. Шишкова.НГТУ. – Нижний Новгород, 2011.
11. **Богданов, Э.О.** Фоторезисторы и их применение/ Э.О. Богданов.– Л.: Энергия, 1978.
12. **Епифанов, Г.И.** Физика твердого тела: учеб. пособие для втузов / Епифанов Г. И.– М.: Высшая школа, 1977.
13. **Ландсберг, Г.С.** Оптика./ Г.С. Ландсберг. – М.: Наука. 1972
14. **Бушманов, Б.Н., Хромов, Ю.А.** Физика твердого тела/ Б.Н. Бушманов, Ю.А. Хромов/ М.: – Высшая школа, 1971.
15. Физические величины, справочник под редакцией Григорьева И.С., Мейлихова Е.З.–М.:Энергоиздат, 1991.

Грушина Людмила Павловна

**ВОЛНОВАЯ, КВАНТОВАЯ ОПТИКА,
ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА**

Редактор **Л.П. Грушина**
Технический редактор **Л.П. Грушина**
Компьютерный набор и верстка **А.Д. Байкова**

Подписано в печать 17.09.2017. Формат 60x84 ¹/₁₆. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,6. Тираж 50 экз. Заказ .

Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева.
Типография НГТУ.

Адрес университета и полиграфического предприятия:
603950, г. Нижний Новгород, ул. К. Минина, 24.



Грушина Людмила Павловна – закончила физический факультет Горьковского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (специальность «Физика и математическое обеспечение ЭВМ»). Кандидат физико-математических наук (МФТИ). Доцент кафедры физики. Награждена почетной грамотой Министерства образования и науки РФ. Имеет более 40 научных и учебно-методических публикаций.